Актинометрия и оптика атмосферы

АКТИНОМЕТРИЯ И ОПТИКА АТМОСФЕРЫ

ACADEMY OF SCIENCES OF THE
ESTONIAN S.S.R.
INSTITUTE OF PHYSICS AND ASTRONOMY

ACTINOMETRY AND ATMOSPHERIC OPTICS

Reports of the Sixth Interdepartmental Symposium on Actinometry and Atmospheric Optics,

June 1966, Tartu

PUBLISHING HOUSE «VALGUS»
TALLINN 1968

X
3553

АКАДЕМИЯ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ

АКТИНОМЕТРИЯ И ОПТИКА АТМОСФЕРЫ

Труды Шестого Межведомственного совещания по актинометрии и оптике атмосферы

июнь, 1966 г., Тарту

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ВАЛГУС»
ТАЛЛИН 1968

551.5
А 43

Ответственный редактор

канд. физ.-мат. наук В. К. ПЫЛДМАА

Редактор Л. Я. РИЙВЕС

Очередное, Шестое Межведомственное совещание по актинометрии и оптике атмосферы состоялось в Тарту с 13 по 18 июня 1966 г. В сборник его трудов включены краткие изложения докладов, как зачитанных на Совещании, так и представленных к нему, но по тем или иным причинам не включенных в программу его работы. В некоторых случаях во избежание дублирования статей, публикуемых в периодических изданиях, изложения докладов заменены тезисами или даже только названиями.

Сборник подготовлен к печати сотрудниками Института физики и астрономии АН ЭССР и Института физики атмосферы АН СССР.

Edited by V. K. Põldmaa

Technical Editor L. J. Riives

The recurrent sixth interdepartmental symposium on actinometry and atmospheric optics took place at Tartu on June 13—18, 1966. The book contains short accounts of reports read out at the symposium and also reports presented to it, but not included into programe of the symposium for some reason or other. In certain cases, if the full text of the report is published elsewhere, only the theses or heading of the report are presented.

This book was prepared by scientific workers of the Institute of Physics and Astronomy of the Estonian Academy of Sciences and of the Institute of Atmospheric Physics of the Academy of Sciences of the U.S.S.R.

Tartu Riikliku Ülikooli
Raamatukogu
224035

2—3—4

I симпозиум

РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

К. С. Шифрин

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ИСЗ И РАДИАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

K. S. Shifrin

Main Geophysical Observatory, Leningrad

METEOROLOGICAL INVESTIGATIONS MADE FROM SATELLITES AND RADIATION INVESTIGATIONS OF ATMOSPHERE

1. Обзор физических основ методов определения метеорологических параметров по радиационным измерениям с искусственных спутников Земли.
2. Методы решения обратной задачи, влияние ошибок измерений и расчета на точность обращения.
3. Задачи в области радиационных исследований атмосферы, решение которых необходимо для разработки методов метеорологических исследований.

М. С. Малкевич

Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

МЕТОДЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СО СПУТНИКОВ

M. S. Malkevich

Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

METHODS OF INTERPRETING SATELLITE RADIATION MEASUREMENTS

1. В отличие от наземных, самолетных, аэростатных и ракетных измерений радиации, которые дают в руки исследователя экспериментальные данные в достаточно ограниченных условиях, спутниковые измерения позволяют получить огромную информацию о характеристиках радиационного поля Земли, сильно изменяющихся во времени и по

пространству. Это связано с тем, что в течение довольно короткого отрезка времени измерения могут быть проведены для весьма разнообразных ситуаций, практически исчерпывающих все возможные случаи. В результате при должных требованиях к эксперименту получаются обширные сведения о вариациях физических параметров атмосферы, облаков и земной поверхности, ответственных за генерирование и преобразование радиационного поля Земли. Но извлечение этих сведений требует установления физически обоснованных и математически строгих зависимостей между радиационными характеристиками и физическими параметрами. Коль скоро наибольший интерес представляет определение пространственно-временных изменений величин, имеющих, в основном, случайный характер, то для установления этих связей необходимо использование статистических методов анализа случайных полей (наряду с детерминированными методами). В Институте физики атмосферы, а также в ряде других организаций эти методы находят довольно широкое применение для интерпретации радиационных измерений со спутников. В настоящем сообщении дается обзор некоторых результатов этого направления.

2. Общий принцип решения задач интерпретации статистическими методами можно было бы сформулировать следующим образом.

Атмосфера рассматривается как динамическая система с заданными или подлежащими определению физическими параметрами, регулярными или статистически распределенными. На вход этой системы поступают регулярные сигналы с заданными параметрами или случайные сигналы с известными статистическими характеристиками их структуры. Выходные сигналы, регистрируемые приборами, будут преобразованы в соответствии с физическим механизмом переноса радиации, характеризуемым регулярными или случайными параметрами.

3. В соответсвии с таким подходом прямые задачи теории переноса радиации состоят в определении характеристик выходного сигнала по заданным характеристикам входного сигнала и самой системы. В случае регулярных характеристик (или индивидуальных измерений) осуществляются обычные модельные решения уравнения переноса (или реализация конкретных условий состояния исследуемого объекта). Если же сигнал или параметры системы носят случайный характер, необходимо еще найти количественные соотношения между их структурными характеристиками.

Обратные задачи при такой трактовке состоят в определении характеристик входного сигнала или характеристик самой системы на основе использования: *а*) экспериментальных данных о выходном сигнале; *б*) структурных характеристик искомых физических параметров, определяемых обычно эмпирическим путем; *в*) статистических характеристик ошибок измерений; *г*) свойств ядра соответствующего интегрального уравнения, описывающего физический механизм генерирования и преобразования лучистой энергии. При этом по-прежнему остается необходимость в использовании физически обоснованных оптических параметров атмосферы и земной поверхности.

Проиллюстрируем указанный принцип на ряде прямых и обратных задач интерпретации радиационных измерений, которые уже проводятся со спутников или планируются в ближайшем будущем.

4. Рассматривая метеорологические элементы (температура, влажность, облачность) и другие физические параметры атмосферы (аэрозоль, концентрация озона), определяющие радиационное поле Земли, как случайные функции пространства или времени, можно установить зависимость между структурными характеристиками этих параметров и поля радиации. Естественно воспользоваться для этой цели уравнением переноса радиации для случайных функций. Учитывая, что интен-

сивность радиации является функцией большого числа переменных (трех координат точки, двух углов, характеризующих направления, длины волны и т. д.), получение таких зависимостей в общем виде представляет большую трудность. Однако в ряде важных для практики частных случаев, можно получить вполне обозримые и доступные счету соотношения.

Наиболее простой вид имеют соотношения между статистическими характеристиками вертикальной структуры поля теплового излучения Земли и горизонтально однородных полей температуры, влажности и облачности. Поскольку эти результаты уже опубликованы [1], ограничимся лишь указанием, что кроме уравнения, связывающего средние вертикальные профили интенсивности со средними профилями температуры и влажности, мы получаем систему уравнений, связывающих авто- и взаимно-корреляционные функции интенсивности I, температуры T, влажности q и высоты верхней границы облачности p_0 со вторыми моментами метеорологических элементов (T, q и p_0). Последние определяются из статистической обработки материалов аэростатных и самолетных зондирований атмосферы. Наибольшие трудности представляет получение характеристик вертикальной структуры границ облачности, температуры и влажности на этих границах. Для простейшего случая слоистой облачности недавно были построены примеры таких структурных характеристик [2] по материалам, полученным И. П. Половиной [3].

Имея эти эмпирические характеристики, можно замкнуть соответствующие системы уравнений, и на основе их решения установить роль вариаций каждого из метеорологических элементов в вариациях радиационных характеристик. Например, из расчетов [1] вертикального хода коэффициентов корреляции между интегральным потоком восходящей радиации и температурой или влажностью на каждом уровне следует, что вариации теплового излучения сильно коррелируют с T и слабо — с q.

Полученные в [1] соотношения позволяют осуществить: *а*) оптимальную экстраполяцию измеренной со спутника радиации на разные уровни; *б*) замыкание системы уравнений, описывающих вариации температуры, влажности и радиации; *в*) оптимальную экстраполяцию на разные углы интенсивности радиации.

5. Значительно сложнее обстоит дело с установлением связей между статистическими характеристиками горизонтальной структуры радиационных полей и полей метеорологических элементов, поскольку приходится рассматривать трехмерные уравнения переноса. Существенные затруднения связаны также с неоднородностью и неизотропностью рассматриваемых случайных функций, а также с отсутствием надежных эмпирических структурных характеристик полей метеорологических элементов, в особенности для облачности.

Между тем исследование связи пространственной структуры и радиационных полей и полей метеорологических элементов является одной из первостепенных задач спутниковой метеорологии. Здесь вырисовываются две важные задачи интерпретации измерений:

1) учет углового разрешения аппаратуры, искажающей структурные характеристики полей метеорологических элементов и облачности;

2) учет поглощения и рассеяния радиации в атмосфере, также искажающей реальную форму этих характеристик.

Что эти эффекты имеют существенное значение, свидетельствуют рассмотрения простого случая структурных характеристик однородного и изотропного поля длинноволновой радиации [4], которое в известной мере осуществляется над слоистой облачностью. Как показано в [4], высокие частоты будут отфильтровываться благодаря конечности апертуры и эффектам рассеяния или поглощения. В то же время в случае

конечной аппертуры прибора можно получить фиктивную корреляцию вариаций радиационного поля благодаря осреднению по направлениям, которое осуществляется самим прибором. Аналогичная картина получается и для отраженной от облаков радиации при условиях сферичности рассеяния радиации и стационарности и изотропности альбедо облаков, рассматриваемого как случайная функция [5]. Более общий случай структурных характеристик отраженной радиации изложен в работе В. И. Дробышевича [6].

Таким образом, предлагаемая методика позволяет по структурным характеристикам радиационных полей, получаемым из эксперимента, строгим образом определить структурные характеристики метеорологических элементов и облачности.

Особый интерес представляют объективные параметры, характеризующие пространственную структуру облачных образований. Недавние работы Л. Г. Истоминой [7] и Д. М. Сонечкина и др. [8] по обработке фотометрических разрезов облачных фотографий, полученных с самолета и космического корабля, являются обнадеживающими. Как следует из работ [7, 8] спектральные плотности $S(\omega)$ разных типов облачности оказываются существенно различными. Обращает на себя внимание наличие максимума $S(\omega)$ в области масштабов ≈ 1 *км* для *Си* и прямолинейный ход $S(\omega)$, близкий к закону «5/3» для высоких частот ω. Это свидетельствует о вихревом происхождении облаков с масштабами вихрей порядка 0,1—1 *км*.

6. Перейдем к рассмотрению методов решения обратных задач, обеспечение которых либо уже осуществляется на спутниках, либо будет осуществляться в ближайшее время. Хорошо известны основные затруднения решения этих задач, которые в настоящее время успешно преодолеваются: *а*) трудности получения исходной информации с достаточной точностью; *б*) некорректность обратных задач, проявляющихся в неустойчивости решения; *в*) неполнота информации, необходимой для надежного решения обратной задачи.

Последнее обстоятельство является, пожалуй, самым существенным, поскольку оно определяет возможности надежного решения задачи и разумные границы требований к точности экспериментальных данных. Это обстоятельство служит также критерием методов решения обратных задач. Наиболее наглядную иллюстрацию решения обратной задачи по неполной информации дает задача определения температуры подстилающей поверхности и облаков по измерениям излучения в «окнах» прозрачности атмосферы. Поскольку атмосфера в этих «окнах» поглощает и излучает, то для строгого решения задачи необходимы по крайней мере сведения о вертикальных распределениях T и q в момент измерения (а также сведения об излучательной способности и остаточном поглощении атмосферы). Определения этих данных, как мы увидим ниже, представляет значительно более трудную задачу. Поэтому для исключения искажений собственного излучения подстилающей поверхности, вносимых атмосферой, используются статистические характеристики вертикальной структуры полей T и q, с помощью которых удается оптимальным образом установить «передаточную функцию» атмосферы, описывающую атмосферное искажение собственного излучения подстилающей поверхности при прохождении через всю атмосферу. Метод перехода от непосредственно измеренной радиационной температуры к истинной был предложен в работе [9] и проверен на существующих материалах спутниковых измерений. Результаты этой проверки отражены в работе В. Г. Болдырева и Л. И. Копровой [10].

Подводя предварительные итоги разработки метода решения этой задачи, можно сказать, что принципиально решен вопрос об учете вариаций излучения атмосферы, связанных с изменчивостью ее тем-

пературы и влажности. Однако остались по крайней мере два нерешенных вопроса: *а*) учет аэрозольного ослабления (включая полупрозрачную облачность); *б*) учет излучательной способности естественных поверхностей и облаков. Эти вопросы могут быть решены экспериментальным путем на базе исследования статистической структуры полей облачности и аэрозоля.

С экспериментальной точки зрения задача определения температуры подстилающей поверхности и облаков решается с помощью радиометров, чувствительных в области 10,5—11,5 *мк* (или в более узком окне прозрачности — 11,1 *мк*). Сведения о самолетном макете такого прибора и его испытаниях приведены в работах А. К. Городецкого, А. М. Касаткина, А. Мигулина, А. С. Гурвича и Г. Ф. Филиппова [11, 12].

7. Второй тип задач — определение вертикальных профилей температуры и влажности по излучению в отдельных участках полос поглощения CO_2 и H_2O. Эта задача с математической точки зрения поставлена совершенно строго, однако, она некорректна в том смысле, что малые ошибки измеряемых величин или ядер влекут за собой большие ошибки решения. Для решения этой задачи необходима прецизионная спектральная аппаратура, позволяющая измерить излучение с высокой степенью точности как по абсолютным значениям энергии, так и по привязке к длинам волн. В настоящее время проводятся теоретические изыскания, преследующие цель сформулировать основные требования к эксперименту и разработать методы надежного решения некорректной задачи по минимальной исходной информации.

Имея в виду последнее обстоятельство, предлагается использовать эмпирические ортогональные функции, описывающие структуру искомых решений [13, 14]. Эти функции позволяют обеспечить оптимальную аппроксимацию решений, т. е. представить решение в виде линейной комбинации минимального числа функций при заданной погрешности аппроксимации. Тем самым улавливаются основные черты решения и отфильтровываются высокочастотные гармоники, не несущие полезной информации и сильно искажающие решение. Примеры таких решений для отклонений вертикальных профилей температуры и влажности от средних профилей $\bar{T}$ и $\bar{q}$, которые предполагаются известными, приведены в [13, 14]. Однако все решения до сих пор осуществлялись по замкнутой схеме: по заданным T и q вычислялись интенсивности излучения I, а затем по I определялись T и q. Надежных экспериментальных данных интенсивности излучения, полученных со спутников, пока нет. Недавно Уорк и др. [15] провели аэростатные измерения излучения в 5 участках спектра вблизи центра полосы CO_2 15 *мк* (14,1—14,8 *мк*) и в «окне» 11,1 *мк* с высокой степенью точности (порядка 1%).

На основе этих данных для двух случаев измерения излучения, любезно переданных Уорком, был испытан предложенный выше метод решения обратной задачи. Результаты определения профиля температуры по аэростатным данным показывают, что метод может быть использован для решения обратной задачи, однако преимущества перед другими методами, рассмотренными в работе [15], на этих примерах не обнаружены. Рассматриваемые решения исходят из практически абсолютно точных данных измерений и адэкватности ядра уравнения (функции пропускания), которое обычно рассчитывается на основе молекулярных констант полосы 15 *мк*. В действительности ни то, ни другое условие не выполняются. Недавно В. П. Козлов предложил метод оптимизации решения обратной задачи с использованием квадратичной информационной метрики [16, 17] и получил критерии выбора числа базисных функций, подбираемых с учетом дисперсии ошибки и характера ядра, а также число спектральных интервалов, в которых измеряется I.

Вопрос о влиянии ошибок ядра весьма существенен, поскольку неадэкватность теоретической функции пропускания реальным функциям пропускания может внести заметные ошибки в решение. Этот вопрос частично исследован в работе [18]. Рассматривая вариации функций пропускания, связанные с различием методов их расчета, можно показать их существенное влияние на решение задачи. Заметное влияние может оказать также перекрывание полос поглощения CO_2 и водяного пара, учет которого весьма затруднен. Недостоверность функции пропускания, являющаяся примером неполноты информации, приводит к тому, что требование высокой точности измерения становится практически излишним.

Таким образом, в обратных задачах важнейшим сейчас является вопрос адэкватности функции пропускания. По-прежнему остается нерешенным вопрос о типе спектральной аппаратуры для решения этой задачи. Имеются предложения использовать интерферометры (Фурье-спектрометры [19]). Однако пока еще не ясно, могут ли они обеспечить нужные точности. Более надежным является, по-видимому, многощелевой спектрометр с неподвижной решеткой, использованный при аэростатных зондированиях [15].

8. Одной из уже решаемых на практике задач является задача определения высоты верхней границы облачности по парциальному давлению кислорода, определяемого по отраженной радиации в полосе O_2 — 0,76 *мк*. Эта задача открывает пути определения давления воздуха на уровне земной поверхности или облака. Основные трудности в решении: *а*) недостаточная для этой задачи изученность структуры полосы 0,76 *мк* (этот вопрос сейчас продвинут в работах В. И. Дианова—Клокова [20] и Уорка [21]; *б*) рассеяние радиации в надоблачном слое (некоторые результаты в этом направлении получены Л. М. Романовой и Л. И. Копровой [22]; *в*) рассеяние в облаке, из-за чего получается дополнительная масса O_2 на пути рассеяния фотонов (эмпирическое рассмотрение этого вопроса дано в работе Сайеди [23]).

Последний вопрос является самым сложным главным образом потому, что нам неизвестны в каждый конкретный момент характеристики облачности, в частности, толщина облачного слоя и коэффициент рассеяния. Одним из возможных выходов является использование вертикальной структуры границ облачности. Для слоистых облаков в работе [2] получился любопытный результат статистической обработки измерений высот верхней и нижней границ облачности. Оказалось, что эти границы сильно коррелируют между собой. Это позволяет по одной из них оптимально восстановить другую. Примеры такого восстановления приведены в работе [2]. Этим можно воспользоваться при учете рассеяния в облаке. Пренебрегая различием альбедо в полосе и вне полосы, определяем высоту верхней границы в первом приближении, и по ней восстанавливаем высоту нижней границы. Зная отраженную радиацию в области прозрачности атмосферы, определим альбедо облака, а по зависимости интенсивности радиации от оптической толщины рассеяния найдем последнюю для облака. Тогда коэффициент рассеяния определится как отношение оптической толщины к геометрической. Тем самым определится альбедо в полосе поглощения, зависящее от полной оптической толщины и вероятности выживания кванта.

Таковы некоторые из задач спутниковой метеорологии, для которых наиболее продвинуты методы объективной интерпретации. Однако пока еще остается ряд принципиальных нерешенных вопросов, которые были частично перечислены выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малкевич М. С., Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, **1**, № 10, 1965.
2. Малкевич М. С., Половина И. П., Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, **3**, № 7, 1967.
3. Половина И. П., Труды УкрНИГМИ, вып. 42, 1964.
4. Малкевич М. С., Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, **2**, № 4, 1966.
5. Малкевич М. С., Монин А. С., Розенберг Г. В. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 3, 1964.
6. Дробышевич В. И., Связь статистических характеристик полей облачности и уходящей коротковолновой радиации. Наст. сб. стр. 24.
7. Истомина Л. Г., Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, **2**, № 3, 1966.
8. Феоктистов К. П., Розенберг Г. В., Сандомирский А. Б., Сергеевич В. Н., Сонечкин Д. М., сб. Исследование космического пространства, изд. «Наука», 1965.
9. Болдырев В. Г., Копрова Л. И., Малкевич М. С., Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, **1**, № 7, 1965.
10. Болдырев В. Г., Копрова Л. И., Использование статистических характеристик вертикальной структуры полей температуры и влажности при определении температуры подстилающей поверхности по радиационным измерениям со спутника, настоящей сб. стр. 15.
11. Городецкий А. К., Касаткин А. М., Радиометр для определения температуры земной поверхности и облаков, настоящий сб. стр. 163.
12. Городецкий А. К., Гурвич А. С., Мигулин А., Филиппов Г. Ф., Изучение уходящей радиации в диапазоне 8—12 *мк* с самолета, настоящий сб. стр. 34.
13. Малкевич М. С., Татарский В. И., Космические исследования, **3**, вып. 3, 1965.
14. Малкевич М. С., Татарский В. И., сб. Исследование космического пространства, изд. «Наука», 1965.
15. Hilleary, D. T., Wark, D. Q., James, D. G., Nature, **205**, No 4970, 1965.
16. Козлов В. П., Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана. **2**, № 2, 1966.
17. Козлов В. П., Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, **3**, № 7, 1967.
18. Горчакова А. И., Малкевич М. С., О влиянии некоторых физических параметров атмосферы на решение обратных задач, настоящий сб. стр. 15.
19. Houghton, G. T., Quart. J. Roy. Meteorol. Soe, **87**, No 371, 102, 1961.
20. Дианов-Клоков В. И., Оптика и спектроскопия, **16**. вып. 3, 1964.
21. Wark, D. Q., Mercer, D. M., Appl. Opt., **4**, No. 7, 1965.
22. Романова Л. М., Копрова Л. И., Учет рассеяний радиации в надоблачном слое в полосе поглощения 0,76 мк, настоящий сб. стр. 23.
23. Saiedy, F., Hilleary, D. T., Morgan, W. A., Appl. Opt., **4**, No 4, 1965.

В. П. Козлов

Государственный оптический институт, Ленинград

К ВОПРОСУ О ВОССТАНОВЛЕНИИ ВЫСОТНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО СПЕКТРУ УХОДЯЩЕЙ РАДИАЦИИ *

V. P. Kozlov

State Optical Institute, Leningrad

ON RESTORATION VERTICAL PROFILE OF TEMPERATURE ON THE SPECTRUM OF OUTGOING RADIATION **

Известно, что попытка восстановить профиль температуры по спектру уходящей радиации, как в большинстве обратных задач, приводит к плохообусловленной системе линейных уравнений, решение которой оказывается неустойчивым. Анализ статистической различимости распределений температуры при фиксированном методе измерения спектра вместе с использованием априорных данных о возможных распределениях температуры по высоте (в форме ортогонального разложения корреляционной функции соответствующего ансамбля по методу А. М. Обухова) позволяет свести исходную плохообусловленную систему уравнений к системе меньшего порядка, решение которой обладает тем свойством, что ошибка определения каждого из оставшихся неизвестных не превышает возможного диапазона его изменения. При этом удается оценить общее число профилей температуры, различимых по спектрам уходящей радиации, измеренных с заданной точностью, которое естественно принять за меру эффективности решения рассматриваемой обратной задачи. Все необходимые вычисления проведены для конкретного примера определения вертикального распределения температуры по спектру уходящего излучения в полосе поглощения углекислого газа, рассмотренного ранее М. С. Малкевичем и В. И. Татарским.

---

* Полностью доклад публикуется в Изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, т. II, № 12, 1966, 1230.

** Full text of the report will be published in Изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, т. II, № 12, 1966, 1230.

И. А. Горчакова, М. С. Малкевич
Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

О ВЛИЯНИИ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ НА РЕШЕНИЕ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ *

I. A. Gorchakova, M. S. Malkevich
Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

INFLUENCE OF SOME PHYSICAL PARAMETERS OF ATMOSPHERE ON THE SOLUTION OF REVERSE PROBLEMS **

Рассматривается изменчивость поля излучения Земли в полосах поглощения CO_2 15 *мк* и H_2O 6,3 *мк* в зависимости от вариации профилей температуры и влажности атмосферы, излучательной способности подстилающей поверхности и вида функции пропускания. Исследуется влияние вариаций функции пропускания и влажности атмосферы (соответственно температуры атмосферы) на определение вертикального профиля температуры (соответственно профиля влажности). Определяется минимальное число спектральных интервалов, в которых необходимо измерить уходящую радиацию, чтобы получить профиль температуры (влажности) с заданной погрешностью.

В. Г. Болдырев
Гидрометеорологический центр, Москва
Л. И. Копрова, Л. В. Медведева, Э. А. Яковлева
Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО РАДИАЦИОННЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ СО СПУТНИКА

V. G. Boldyrev
Hydrometeorological Center, Moscow
L. I. Koprova, L. V. Medvedeva, E. A. Yakovleva
Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

USE OF STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THE VERTICAL PROFILES OF TEMPERATURE AND MOISTURE FOR DETERMINATION THE TEMPERATURE OF UNDERLAYING SURFACE FROM SATELLITES RADIATION DATA

Одним из возможных путей метеорологического использования измерений уходящей радиации с помощью искусственных спутников Земли является построение поля температур излучающей поверхности.

* Полностью доклад публикуется в Изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, т. II, № 6, 1966.

** Full text of the report will be published in Изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, т. II, № 6, 1966.

Как известно, в некоторых, достаточно широких интервалах спектра атмосфера слабо влияет на прохождение излучения от подстилающей поверхности. Это дает возможность измерить со спутника непосредственно излучение подстилающей поверхности и найти затем ее температуру. При этом, разумеется, необходимо знать излучательную способность исследуемой поверхности. В случае, когда небо безоблачно, на спутнике регистрируется излучение земной поверхности и, таким образом, имеется принципиальная возможность определить ее температуру. На практике измерения последней величины со спутника содержат значительные ошибки [2, 9], по крайней мере в интервале спектра 8—12 *мк*. Эти ошибки связаны в первую очередь с невозможностью абсолютно точно учесть трансформацию излучения подстилающей поверхности в атмосфере. Можно думать, что при использовании более «прозрачных» интервалов спектра (например, 10—11 *мк*) и при более точном учете влияния атмосферы на перенос излучения ошибки определения температуры земной поверхности могут быть заметно уменьшены [6].

Тем не менее, даже при условии использования измерений уходящей радиации в интервале 8—12 *мк* можно в определенной степени приблизиться к фактической температуре излучающей поверхности. Влияние атмосферы, как фактора, трансформирующего излучение в этой области спектра, можно учесть, например, с помощью так называемой передаточной функции [5]

$$P = I_{\Delta\lambda}/B_{\Delta\lambda}(T_0), \qquad (1)$$

где $I_{\Delta\lambda} = \int I_\lambda \varphi_\lambda d\lambda$ — уходящее излучение в окне прозрачности, $B_{\Delta\lambda}(T_0)$ — излучение земной поверхности при температуре T_0, φ_λ — спектральная характеристика пропускания прибора.

Функцию P можно вычислить заранее для различных географических районов и сезонов, используя средние климатические данные о распределении температуры и влажности в атмосфере [2]. С помощью таких средних климатических функций P можно найти в первом приближении температуру земной поверхности T_0.

На рис. 1 приводятся результаты определения T_0 по данным измерений уходящей радиации в интервале 8—12 *мк* с помощью спутника «Тайрос III». Линия 1 показывает распределения отклонений радиационной температуры от фактической приземной температуры по данным измерений уходящей радиации в 110 пунктах, где имелись соответствующие наземные наблюдения. Линия 2 показывает отклонения вычисленной с помощью средних климатических функций температуры T_0

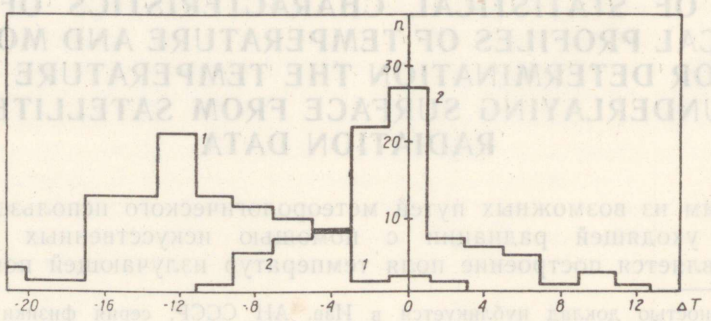


Рис. 1. Распределение отклонений вычисленной температуры земной поверхности от фактической приземной температуры.

от приземной температуры. Видно, что эти отклонения значительно меньше отклонений радиационной температуры. Лишь в 25 случаях отклонения вычисленной температуры от приземной превосходят по модулю 5°.

Существенные отклонения вызываются в первую очередь случайными вариациями вертикальных профилей температуры и влажности относительно средних климатических распределений.

В работе [3] подробно излагается метод учета вариаций вертикальных профилей температуры $T(p)$ (p — давление) и удельной влажности $q(p)$ при определении температуры излучающей поверхности по уходящему излучению. Согласно этому методу по экспериментальным данным об интенсивности уходящего излучения и статистическим характеристикам профилей $T(p)$ и $q(p)$ можно определить неизвестные профили температуры и влажности, соответсвующие моменту измерения.

В число упомянутых статистических характеристик входят средние профили $T(p)$ и $q(p)$, автокорреляционные и взаимокорреляционные связи между отклонениями T и q от средних значений. Для определения вертикальных профилей $T(p)$, $q(p)$ можно применить метод оптимальной экстраполяции [4].

Значения отклонений температуры и влажности на некотором уровне p_k от норм

$$\begin{aligned} T'(p_k) &= T(p_k) - \overline{T}(p_k), \\ q'(p_k) &= q(p_k) - \overline{q}(p_k) \end{aligned} \tag{2}$$

получаются из вариации приземной температуры $T'(p_0)$ методом оптимальной экстраполяции по формулам

$$T'(p_k) = \frac{B_{TT}(p_0, p_k)}{B_{TT}(p_0, p_0)} \cdot T'(p_0) = C_0^{(k)} T'(p_0), \tag{3}$$

$$q'(p_0) = \frac{B_{qT}(p_0, p_0)}{B_{TT}(p_0, p_0)} \cdot T'(p_0) = \tilde{d}_0^{(0)} T'(p_0), \tag{4}$$

$$p'(p_k) = \frac{B_{qq}(p_0, p_k)}{B_{qq}(p_0, p_0)} \cdot q'(p_0) = d_0^{(k)} q'(p_0). \tag{5}$$

Здесь $B_{TT}(p_0, p_k)$, $B_{qq}(p_0, p_k)$, $B_{qT}(p_0, p_k)$ — элементы автокорреляционных матриц температуры, влажности и взаимной корреляционной функции этих элементов; величины $C_0^{(k)}$, $d_0^{(k)}$, $\tilde{d}_0^{(0)}$ — коэффициенты оптимальной экстраполяции. По восстановленным профилям T и q можно вновь рассчитать передаточную функцию и затем найти T_0 во втором приближении.

Некоторые результаты вычисления матриц B_{TT}, B_{qq}, B_{qT} и соответствующих коэффициентов экстраполяции описаны в работах [7, 8].

Была выявлена зависимость статистической структуры, описываемой корреляционными матрицами, от географического положения, сезона года, времени суток и условий облачности. Таким образом, в каждом конкретном случае подбор нужных коэффициентов экстраполяции и климатических норм представляет собой нелегкую задачу. Кроме того, вычисления корреляционных матриц позволили установить, что далеко не во всех случаях вообще возможно достаточно точно осуществить восстановление значений температуры и влажности. Причиной этого являются слабые корреляционные связи между приземной температурой и восстанавливаемым элементом.

Так например, средняя относительная ошибка экстраполяции температуры ε_{TT} по отношению к среднему квадратическому отклонению $\sigma_T(p_k)$ будет

$$\varepsilon_{TT} = \sqrt{1 - \Gamma_{TT}^2(p_0, p_k)}, \qquad (6)$$

где Γ — коэффициент корреляции.

Уже при $\Gamma_{TT}(p_0, p_k) = 0{,}5$ ошибка ε_{TT} будет более 80%. Из расчетов, приведенных в работе [3], видно, что далеко не при всех условиях $\Gamma_{TT}(p_0, p_k) \geqslant 0{,}5$ даже для $p_k = 850$, 700, 500 *мб*.

Аналогичное положение имеет место при экстраполяции влажности. Можно отметить, что величины Γ_{TT}, Γ_{qq} для заданного уровня p_k в тропосфере имеют тенденцию убывать к югу.

Следует особо упомянуть об одном факторе, могущем повлиять на качество оптимальной экстраполяции — об инверсиях температуры в нижней тропосфере. В этом случае статистические связи между температурой вблизи земной поверхности и температурой на вышележащих уровнях в значительной степени ослаблены.

Поскольку инверсия температуры обычно сопровождается инверсией удельной влажности, то сказанное относится и к корреляции между влажностью вблизи Земли и влажностью на остальных уровнях.

Итак, в большинстве случаев величины ε_{TT}, ε_{qq} принципиально очень велики. Тем не менее ни при каких условиях отклонение экстраполированного значения $\delta_{TT}(p_k)$, $\delta_{qq}(p_k)$ от истинного не превзойдет величины среднего квадратичного отклонения (поскольку, например, при $\Gamma_{TT} = 0$ $\varepsilon_{TT} = \delta_{TT}(p_k)/\sigma_{TT}(p_k) = 100\%$).

Вместе с тем для многих важных случаев ошибка экстраполяции будет существенно меньше среднего квадратичного отклонения в нижней тропосфере.

Для того, чтобы статистически изучить возможности оптимальной экстраполяции целесообразно проделать восстановление температур и влажностей на разных уровнях атмосферы на массовом материале. Для такого восстановления нами было выбрано по 100 реализаций профилей температуры и влажности для каждой из трех станций: Архангельск, Ашхабад и корабль погоды (35° с. ш., 48° з. д.).

Для всех станций рассматривался зимний сезон. По данным о фактической приземной температуре определялась температура на уровнях 850, 700, 500, 300, и 200 *мб* и удельная влажность на уровнях 1000, 850, 700 и 500 *мб*. Затем восстановленные значения сравнивались с фактическими значениями, а также со средними климатическими значениями для января [1].

Таблица 1

p_k *мб*	Архангельск	Ашхабад	Корабль погоды
	$\Gamma_{qq}(p_0, p_k)$	$\Gamma_{qq}(p_0, p_n)$	$\Gamma_{qq}(p_0, p_k)$
850	0.70	0.64	0.45
700	0.49	0.53	0.35
500	0.32	0.35	0.18
300	0.29	0.33	—0.15
200	0.11	—0.32	
	$\Gamma_{qT}(p_0, p_0)$	$\Gamma_{qT}(p_0, p_0)$	$\Gamma_{qT}(p_0, p_0)$
	0.92	0.48	0.66
	$\Gamma_{TT}(p_0, p_k)$	$\Gamma_{TT}(p_0, p_k)$	$\Gamma_{TT}(p_0, p_k)$
850	0.61	0.79	0.44
700	0.48	0.72	0.53
500	0.42	0.58	0.39
300	0.48	0.43	0.33
200	0.23	—0.48	—0.27

Таблица 2

p_k мб	Архангельск	Ашхабад	Корабль погоды
	$C_0^{(k)}$	$C_0^{(k)}$	$C_0^{(k)}$
850	0.43	0.80	1.08
700	0.37	0.60	1.00
500	0.33	0.45	0.97
300	0.25	0.26	0.50
200	0.17	—0.32	—0.50
	$\sim$	$\sim$	$\sim$
	$d_0^{(0)}$	$d_0^{(0)}$	$d_0^{(0)}$
	0.13	0.13	1.09
	$d_0^{(k)}$	$d_0^{(k)}$	$d_0^{(k)}$
850	0.51	0.60	0.33
700	0.24	0.36	0.18
500	0.05	0.10	0.03

В табл. 1 и 2 приведены соответственно коэффициенты корреляции $\Gamma_{TT}(p_0, p_k)$, $\Gamma_{qq}(p_0, p_k)$, $\Gamma_{qT}(p_0, p_0)$ и коэффициенты экстраполяции для рассмотренных пунктов. Можно видеть, что коэффициенты корреляции не слишком высоки, и, следовательно, результаты восстановления будут являться типичными для широкого круга условий, существующих в атмосфере.

Таблица 3

	$x_ф - x_в$	$x_ф - x_в$
T_{850}	5.2	5.6
T_{500}	4.5	4.7
T_{200}	5.2	8.3
q_{1000}	0.4	4.3
q_{700}	0.4	0.9

В табл. 3 даются величины средних по модулю абсолютных отклонений восстановленных температур на уровнях 850, 500 и 200 *мб* и влажностей на уровнях 1000 и 700 *мб* от фактических значений, а также отклонения фактических значений от средних климатических. Сравнения этих отклонений показывают, что оптимальная экстраполяция несколько улучшает информацию об искомых метеоэлементах по сравнению с данными о средних значениях метеоэлемента. В табл. 4 приводится (в %) количество случаев, в которых отклонение фактического значения от восстановленного по модулю меньше, чем отклонение фактического значения от среднего климатического (согласно [1]). Легко видеть, что почти всегда восстановление удачно более чем в 50 случаях.

Таблица 4

	Ашхабад (в %)	Архангельск (в %)	Корабль погоды (35° с. ш., 48° з. д.) (в %)
T_{850}	69	63	58
T_{500}	57	57	67
T_{200}	63	67	61
q_{1000}	56	71	55
q_{700}	45	52	54

Во всех вышеописанных расчетах считалось, что приземная температура, по которой велось восстановление, была известна точно. Это соответствует случаю идеальных спутниковых измерений, либо случаю использования наземной синоптической сети для получения аэрологических данных. В реальном случае сама приземная температура, определенная с помощью измерений уходящей радиации, будет определена с ошибкой. Это внесет дополнительную ошибку в определения температур и влажностей на разных уровнениях атмосферы. С целью оценить возможности применения описанной методики к реальным измерениям были обработаны данные измерений радиации в интервале 8—12 *мк*, полученные с помощью спутника «Тайрос III» (орбита № 42). Как видно из рис. 2, в этом случае удается достаточно хорошо восстановить приземную температуру. Вместе с тем определение T_0 во втором приближении не дает существенного улучшения результатов. Это вызвано недостаточно хорошим качеством восстановления профиля влажности и, следовательно, общего влагосодержания.

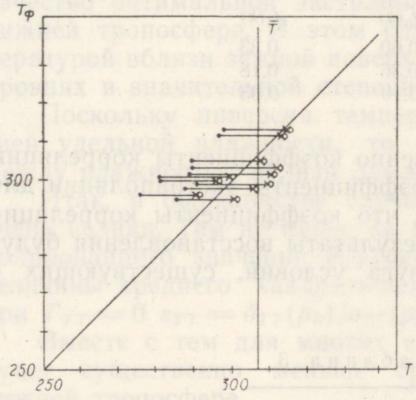


Рис. 2. Результаты определения температуры земной поверхности в I и II приближениях, × — вычисленная температура (I приближение), ○ — вычисленная температура (II приближение), ● — радиационная температура.

Таким образом, проведенные расчеты позволяют сделать следующие предварительные выводы:

1) приземная температура, определенная по измерениям уходящей радиации в первом приближении довольно хорошо совпадает с фактической;

2) по данным о приземной температуре удается (при достаточно хороших корреляционных связях) производить восстановление вертикальных профилей температуры и влажности;

3) использование второго приближения для уточнения определения приземной температуры по спутниковым данным может дать положительные результаты лишь при наличии весьма высокой корреляции между температурой и влажностью в атмосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аэроклиматический справочник северного полушария, вып. 1—5, ГИМИЗ, М., 1958.
2. Болдырев В. Г., Труды ГМЦ, вып. 8, 1965.
3. Болдырев В. Г., Копрова Л. И., Малкевич М. С., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, **1**, № 7, 1965.
4. Гандин Л. С., Труды ГГО, вып. 114, 1964.
5. Малкевич Н. С., Труды ГГО, вып. 166, 1964.
6. Новосельцев Е. П., Труды ГГО, вып. 170, 1965.
7. Попов С. М., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, **1**, 1, 1965.
8. Стельмах Ф. Н., Труды НИИАК, № 30, 1965.
9. Wark, D. Q., Yamamoto, G., Lienesch, J. H., Journ. Atm. Sci., **19**, No. 5, 1962.

К. Я. Кондратьев
Ленинградский государственный университет

Е. П. Новосельцев, Н. Е. Тер-Маркарянц
Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОБЛАКОВ С МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ *

K. Y. Kondratiev
Leningrad State University

E. P. Novoseltsev, N. E. Ter-Markaryants
Main Geophysical Observatory, Leningrad

DETERMINATION OF THE TEMPERATURE OF UNDERLYING SURFACE AND CLOUDS FROM METEOROLOGICAL SATELLITES **

1. Рассмотрен вопрос о том, какое из «окон прозрачности» атмосферы является наиболее выгодным для измерения температуры подстилающей поверхности.

2. Рассмотрено влияние на точность измерения температуры подстилающей поверхности с ИСЗ следующих факторов:

а) влагосодержание атмосферы,
б) нечернота подстилающей поверхности,
в) погрешности эксперимента,
г) влияние частичной облачности на показания радиометра.

3. На основании расчета радиационной температуры (для 25 пунктов СССР в различные сезоны) предлагаются наиболее вероятные поправки к температуре подстилающей поверхности, измеренной с ИСЗ.

---

* Полностью доклад публикуется в Трудах ГГО, вып. 196, 1966 г.
** Full text of the report will be published in Труды ГГО, вып. 196, 1966 г.

Н. Е. Тер-Маркарянц, В. Ф. Жвалев, Л. Н. Гусева, Л. В. Муравьева
Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ОБЛАЧНОСТИ НА НОЧНОЙ СТОРОНЕ ЗЕМЛИ С МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ СПУТНИКОВ *

N. E. Ter-Markaryants, V. F. Zchvalyev, L. N. Gusseva L. V. Muravyova
Main Geophysical Observatory, Leningrad

ON THE DETERMINATION OF CLOUDS AT THE NIGHT SIDE OF THE EARTH FROM METEOROLOGICAL SATELLITES **

1. Для правильной интерпретации результатов измерений инфракрасной радиации, производимых с ИСЗ, необходимо знать вероятные величины радиации, приходящей к верхней границе атмосферы как от безоблачных районов, так и от облаков различных ярусов.

2. В связи с этим на ЭВМ Урал-4 произведены расчеты уходящей радиации и контрастов между радиационной температурой Земли и облаков в окнах прозрачности атмосферы 3,5—4,0 и 8—12 *мк* для ряда городов Советского Союза. Результаты расчета позволяют судить о том, где и в какое время года возможно обнаружение облачности на фоне подстилающей поверхности.

3. Составленная программа расчета для ЭВМ Урал-4 позволяет произвести спектральные расчеты потоков уходящего излучения и противоизлучения атмосферы, в спектре от 3 до 40 *мк* с $\Delta\lambda = 0{,}1$ *мк*.

4. В работе показано, что в ночное время суток некоторым преимуществом при обнаружении облачности нижнего яруса обладает по сравнению с 8—12 *мк*, окно прозрачности атмосферы 3,5—4,0 *мк*.

В этом диапазоне длин волн (3,5—4,0 *мк*) контрасты между радиационной температурой Земли и облаков оказываются несколько большими.

5. Из проведенных расчетов следует, что максимальные контрасты между радиационной температурой Земли и облаков наблюдаются в летнее время года, минимальные — зимой. В некоторых районах Советского Союза облака нижнего яруса на фоне подстилающей поверхности дают зимой отрицательные контрасты радиационной температуры, которые связаны со значительными инверсиями.

6. Связь рассчитанных контрастов радиационных температур Земли и облаков и контрастов истинных температур, характеризуется достаточно высоким коэффициентом корреляции, близким к единице.

7. Произведен анализ инфракрасных изображений облачности, полученных с ИСЗ «Нимбус 1».

---

* Полностью доклад публикуется в Трудах ГГО, вып. 170, 1965; вып. 196, 1966; вып. 203, 1967.

** Full text of the report will be published in Труды ГГО, вып. 170, 1965; вып. 196, 1966; вып. 203, 1967.

К. Е. Якушевская
Ленинградский государственный университет

О ВЛИЯНИИ ВТОРОСТЕПЕННЫХ ФАКТОРОВ НА УГЛОВОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИННОВОЛНОВОЙ УХОДЯЩЕЙ РАДИАЦИИ *

K. E. Yakushevskaya
Leningrad State University

ON THE INFLUENCE OF SECONDARY FACTORS TO THE ANGULAR AND SPECTRAL DISTRIBUTION OF LONG-WAVE OUTGOING RADIATION **

По данным расчетов автора и других исследователей рассматривается влияние рефракции, второстепенных поглощающих компонентов атмосферы и угловой зависимости излучательной способности подстилающей поверхности на угловое и спектральное распределения длинноволновой уходящей радиации.

Л. М. Романова, Л. И. Копрова
Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

УЧЕТ РАССЕЯННОЙ РАДИАЦИИ В НАДОБЛАЧНОМ СЛОЕ В ПОЛОСЕ ПОГЛОЩЕНИЯ O_2 0,76 *мк*

L. M. Romanova, L. I. Koprova
Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

CONSIDERATION OF SCATTERED RADIATION IN UPPER CLOUDS LAYER IN ABSORPTION BAND O_2 0.76 μ

Рассчитывается рассеянная радиация в области полосы 0,76 *мк* при нормальном и наклонном падении излучения на верхнюю границу атмосферы. Расчеты проведены для различных высот верхней границы облаков, различных величин их альбедо, при разной степени замутненности атмосферы в полосе 0,76 *мк*.

Учитывается также и спектральный ход альбедо облака в этой полосе.

Оценены поправки, учитывающие роль рассеянной радиации при определении верхней границы облаков по измерениям отраженной радиации в области полосы 0,76 *мк* со спутника.

---

* Полностью доклад публикуется в 1) сб. Проблемы физики атмосферы, 4, изд. ЛГУ, 1966; 2) Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, 3, № 7, 1967.

** Full text of the report will be published in 1) Проблемы физики атмосферы, 4, изд. ЛГУ, 1966; 2) Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, 3, № 7, 1967.

В. И. Дробышевич

Вычислительный центр СО АН СССР, Новосибирск

СВЯЗЬ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ ОБЛАЧНОСТИ И УХОДЯЩЕЙ КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ

V. I. Drobyshevich

Computing Center, Siberian Section of USSR Academy of Sciences, Novosibirsk

RELATION OF STATISTICAL CHARACTERISTICS OF CLOUD FIELDS TO OUTGOING SHORT-WAVE RADIATION

В последнее время стало ясно, что без использования искусственных спутников Земли (ИСЗ) для сбора метеорологических информаций невозможно существенное улучшение прогноза погоды. Однако использование ИСЗ ставит на очередь дня ряд совершенно новых проблем, самой существенной из которых является извлечение метеорологической информации из временной, пространственной и угловой структуры поля уходящей радиации [1]. При этом совершенно ясно, что огромный объем информации, получаемый ИСЗ, допускает лишь статистическую обработку с помощью электронно-вычислительных машин (ЭВМ).

В коротковолновом диапазоне длин волн, при небольших оптических толщинах пространственная и угловая структура поля уходящей радиации формируется, в основном, горизонтальной неоднородностью подстилающей поверхности, в существенной степени облаками. Статистические характеристики поля облачности привлекают все большее внимание ученых. Делаются попытки определения спектральной плотности различных типов облачности и с помощью измерения отраженной радиации непосредственно над облаками [2], и с помощью фотометрирования телевизионного изображения облачности, полученного ИСЗ [3]. Поэтому желательно иметь соотношения, которые связывали бы статистические характеристики полей облачности и уходящей коротковолновой радиации.

В этой работе делается попытка получить уравнение, которое позволит связать корреляционную функцию и спектральную плотность поля уходящей коротковолновой радиации с соответствующими характеристиками альбедо облачности.

Введем следующие ограничения и обозначения. Будем рассматривать плоскопараллельную атмосферу с интенсивностью излучения $I_\lambda(x, y, z, \vec{\Omega})$, зависящей от длины волны λ, пространственных координат x, y, z и направления $\vec{\Omega}$ (характеризуется зенитным углом Θ и азимутом φ). Горизонтальная неоднородная подстилающая поверхность (облако) отражает по закону Ламберта и характеризуется альбедо $q(x, y)$. Атмосфера над этой поверхностью гориознтально однородна и освещается параллельным пучком солнечной радиации). Функция $q(x, y)$, а, следовательно, и $I_\lambda(x, y, z, \vec{\Omega})$ являются случайными функциями координат x, y и представляются в виде суммы средних значений $\overline{q(x, y)}$, $\overline{I_\lambda(x, y, z, \Omega)}$ (здесь и в дальнейшем черта сверху означает осреднение по переменным x, y) и пульсаций

$$q'(x, y), \quad I'_\lambda(x, y, z, \vec{\Omega}),$$

$$q(x, y) = \overline{q(x, y)} + q'(x, y) = q_0 + q'(x, y),$$

$$I_\lambda(x, y, z, \vec{\Omega}) = \bar{I}_\lambda(x, y, z, \vec{\Omega}) + I'_\lambda(x, y, z, \vec{\Omega}) = \bar{I}_\lambda(z, \vec{\Omega}) + I'_\lambda(x, y, z, \vec{\Omega}).$$

Предполагается также, что пульсации нисходящей радиации малы и ими можно пренебречь.

Исходя из указанных предположений, запишем уравнения для среднего значения интенсивности радиации и пульсаций восходящей радиации (индекс λ опущен)

$$\cos\Theta \frac{\partial \bar{I}}{\partial z} + \sigma(z)\bar{I}(z, \vec{\Omega}) = \frac{\sigma_s(z)}{4\pi} \int_0^{2\pi}\int_{-1}^{1} \bar{I}(z, \vec{\Omega}')\gamma(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')\,d\vec{\Omega}',$$

$$\bar{I}(\infty, \vec{\Omega}) = S\delta(\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_c), \quad \cos\Theta < 0, \tag{1}$$

$$\bar{I}(0, \vec{\Omega}) = \frac{q_0}{\pi} \int_0^{2\pi}\int_{-1}^{0} \bar{I}(0, \vec{\Omega}')|\cos\Theta'| \cdot d\vec{\Omega}', \quad \cos\Theta > 0,$$

$$\cos\Theta \frac{\partial I'\uparrow}{\partial z} + \sin\Theta \cdot \cos\varphi \frac{\partial I'\uparrow}{\partial x} + \sin\Theta \cdot \sin\varphi \frac{\partial I'\uparrow}{\partial y} +$$

$$+ \sigma(z) I'\uparrow(x, y, z, \vec{\Omega}) = \frac{\sigma_s(z)}{4\pi} \int_0^{2\pi}\int_0^{1} I'\uparrow(x, y, z, \vec{\Omega}')\gamma(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')\,d\vec{\Omega}', \tag{2}$$

$$I'\uparrow(x, y, z, \vec{\Omega}) = \frac{q'(x, y)}{\pi} \int_0^{2\pi}\int_{-1}^{0} \bar{I}(0, \vec{\Omega}')|\cos\Theta'|\,d\vec{\Omega}'.$$

Здесь $\sigma(z)$ — сумма коэффициентов рассеяния и поглощения, $\sigma_s(z)$, $\gamma(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}')$ — коэффициент и индикатриса рассеяния, S — солнечная постоянная, $\vec{\Omega}_c$ — вектор падения солнечных лучей.

Введем в рассмотрение корреляционные функции

$$\overline{q'(x_1, y_1)q'(x_2, y_2)} = b_q(x_1, y_1; x_2, y_2),$$

$$\overline{I'\uparrow(x, y, z, \vec{\Omega}_1)I'\uparrow(x_2, y_2, z, \vec{\Omega}_2)} = b_I(x_1, y_1; x_2, y_2; z; \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)$$

и будем предполагать, что имеем дело с однородными случайными функциями, тогда

$$b_q(x_1, y_1; x_2; y_2) = b_q(x_1 - x_2, y_1 - y_2) = b_q(x, y),$$

$$b_I(x_1, y_1; x_2, y_2; z; \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = b_I(x, y, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2).$$

Будем рассматривать также спектральные плотности $S_q(k_1, k_2)$, $S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)$, являющиеся двумерным преобразованием Фурье их корреляционных функций

$$S_q(k_1, k_2) = (4\pi^2)^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} b_q(x, y) \exp[-i(k_1x + k_2y)]\,dxdy,$$

$$S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) =$$

$$= (4\pi^2)^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} b_I(x, y, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) \exp[i(k_1x + k_2y)]\,dxdy$$

и укажем некоторые свойства введенных корреляционных функций и спектральных плотностей, которые потребуются нам в дальнейшем

$$b_I(x, y, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = b_I(-x, -y, z, \vec{\Omega}_2, \vec{\Omega}_1),$$

$S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)$ — комплексная функция и

$$S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = S_I^*(k_1, k_2, z, \vec{\Omega}_2, \vec{\Omega}_1),$$

$$S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = S_I^*(-k_1, -k_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2),$$

$S_q(k_1, k_2)$ и $S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_1)$ — действительные функции.

Теперь, используя известный метод Фридмана—Келлера [4], можно получить уравнение относительно $b_I(x, y, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)$. Для этого уравнение (2), записанное в точке x_1, y_1 для направления $\vec{\Omega}_1$, умножается справа на $\cos\Theta_2 I'\uparrow(x_2, y_2, z, \vec{\Omega}_2)$, а то же уравнение, записанное в точке x_2, y_2 для направления $\vec{\Omega}_2$, умножается слева на $\cos\Theta_1 I'\uparrow(x_1, y_1, z, \vec{\Omega}_1)$. Полученные уравнения осредняются по x, y и складываются. Если при этом воспользоваться соотношениями

$$\frac{\partial I'\uparrow(x_1, y_1, z, \vec{\Omega}_1)}{\partial z} \cdot I'\uparrow(x_2, y_2, z, \vec{\Omega}_2) + I'\uparrow(x_1, y_1, z, \vec{\Omega}_1) \frac{\partial I'\uparrow(x_2, y_2, z, \vec{\Omega}_2)}{\partial z} =$$

$$= \frac{\partial b_I(x, y, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)}{\partial z},$$

$$\frac{\partial b_I(x_1 - x_2, y_1 - y_2, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)}{\partial x_1} = \frac{\partial b_I(x, y, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)}{\partial x},$$

$$\frac{\partial b_I}{\partial x_2} = -\frac{\partial b_I}{\partial x}, \quad \frac{\partial b_I}{\partial y_1} = \frac{\partial b_I}{\partial y}, \quad \frac{\partial b_I}{\partial y_2} = -\frac{\partial b_I}{\partial y},$$

получим уравнение

$$\cos\Theta_1 \cos\Theta_2 \frac{\partial b_I}{\partial z} + (\cos\Theta_2 \cdot \sin\Theta_1 \cdot \cos\varphi_1 - \cos\Theta_1 \cdot \sin\Theta_2 \cos\varphi_2) \frac{\partial b_I}{\partial x} +$$

$$+ (\cos\Theta_2 \sin\Theta_1 \sin\varphi_1 - \cos\Theta_1 \sin\Theta_2 \sin\varphi_2) \frac{\partial b_I}{\partial y} +$$

$$+ \sigma(z)(\cos\Theta_1 + \cos\Theta_2) b_I(x, y, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) =$$

$$= \frac{\sigma_s(z) \cos\Theta_2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 b_I(x_1, y_1, z, \vec{\Omega}', \vec{\Omega}_2) \gamma(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' +$$

$$+ \frac{\sigma_s(z) \cos\Theta_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 b_I(x_1, y_1, z, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}') \gamma(\vec{\Omega}_2, \vec{\Omega}') \gamma(\vec{\Omega}_2, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}'$$

где

$$b_I(x, y, 0, \vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = b_q(x, y)\left[\pi^{-1} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{0} \bar{I}(0, \vec{\Omega}') |\cos\Theta'| d\vec{\Omega}'\right]^2. \qquad (3)$$

Из уравнения (3) легко получить уравнение относительно спектральных плотностей, имеющие вид

$$\cos\Theta_1 \cdot \cos\Theta_2 \frac{\partial S_I}{\partial z} + i\{k_1(\cos\Theta_2 \sin\Theta_1 \cos\varphi_1 - \cos\Theta_1 \sin\Theta_2 \cos\varphi_2) +$$

$$+ k_2(\cos\Theta_2 \sin\Theta_1 \sin\varphi_1 - \cos\Theta_1 \sin\Theta_2 \sin\varphi_2)\} S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega_1}, \vec{\Omega_2}) +$$

$$+ \sigma(z)(\cos\Theta_1 + \cos\Theta_2) S_I =$$

$$= \frac{\sigma_S(z)\cos\Theta_2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega'}, \vec{\Omega_2}) \gamma(\vec{\Omega_1}, \vec{\Omega'}) d\vec{\Omega'} +$$

$$+ \frac{\sigma_S(z)\cos\Theta_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 S_I(k_1, k_2, z, \vec{\Omega_1}, \vec{\Omega'}) \gamma(\vec{\Omega_2}, \vec{\Omega'}) d\vec{\Omega'} \qquad (4)$$

где

$$S_I(k_1, k_2, 0, \Omega, \Omega_2) = S_I(k_1, k_2) \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{0} \bar{I}(0, \Omega') |\cos\Theta'| d\Omega' \right]^2.$$

В уравнениях (3), (4) $\bar{I}(0, \vec{\Omega})$ есть решение уравнения (1). При численном решении уравнения (4) на ЭВМ были сделаны дополнительные упрощающие предположения. Рассматривалась однородная по высоте, чисто рассеивающая атмосфера с $\sigma_S = 0{,}1$ $км^{-1}$ и полной оптической толщиной $\tau^* = \int_0^\infty \sigma_S(z) dz = 0{,}8$, обладающая сферической индикатрисой рассеяния ($\gamma = 1$). Интеграл в уравнении (2) заменяется кубатурной формулой по n направлениям $\vec{\Omega}$. Из-за ограниченной памяти ЭВМ были проведены расчеты при $n = 13$ и $n = 16$, что, конечно, недостаточно. При $n = 13$ $I'_1\uparrow$ соответствует направлению в надир, $I'_2\uparrow$, $I'_3\uparrow$, $I'_4\uparrow$, $I'_5\uparrow$ имеют $\cos\Theta = 0{,}25$, а при $n = 16$ $I'_1\uparrow$, $I'_2\uparrow$, $I'_3\uparrow$, $I'_4\uparrow$ имеют $\cos\Theta = 0{,}125$, $I'_5\uparrow$, $I'_6\uparrow$, $I'_7\uparrow$, $I'_8\uparrow$ — $\cos\Theta = 0{,}375$. При такой замене уравнения (3), (4) переходят в матричные уравнения, элементами матриц которых являются

$$b_{ke} = \overline{I'_k\uparrow I'_e\uparrow},$$

$$S_{ke} = \frac{1}{4\pi^2} \int\int b_{ke}(x, y, z) \cdot \exp[-i(k_1 x + k_2 y)] dx dy.$$

Последнее матричное уравнение решалось разностно.

В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о двумерной корреляционной функции альбедо облаков, поэтому в расчетах использовалась корреляционная функция изотропного процесса типа

$$b_q(\varrho) = C \cdot \exp(-\alpha\varrho^2) \cdot I_0(\beta, \varrho),$$

обладающая положительным двумерным спектром

$$S_q(k_1, k_2) = \frac{C}{4\pi\alpha} \exp\left(-\frac{\beta^2 + k^2}{4\alpha}\right) I_0\left(\frac{k\beta}{2\alpha}\right),$$

где

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}.$$

Коэффициенты α, β были подобраны таким образом, чтобы спектральная плотность обладала максимумом при $k \approx 3 \cdot 10^{-6} см^{-1}$, что близко к тем небольшим экспериментальным данным, которые были получены над облаками в одномерном случае.

Эта спектральная плотность приведена на рис. 1. Так как $S_{kl}(k_1, k_2, -\tau^*)$ комплексна при $k \neq l$, то для таких спектральных плотностей вычислялся модуль этой величины. Некоторые из результатов расчета приведены на рис. 2—6.

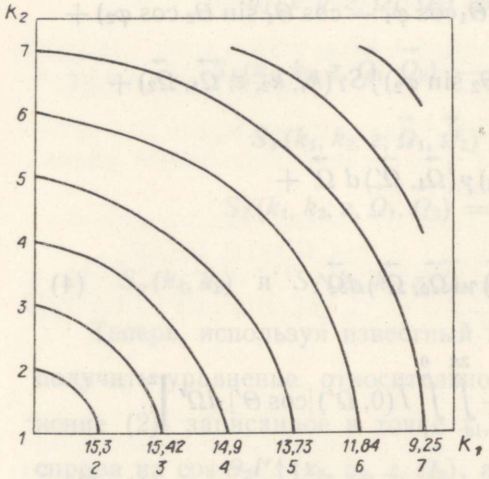


Рис. 1. Функция $\lg S_q(k_1,\ k_2)$.

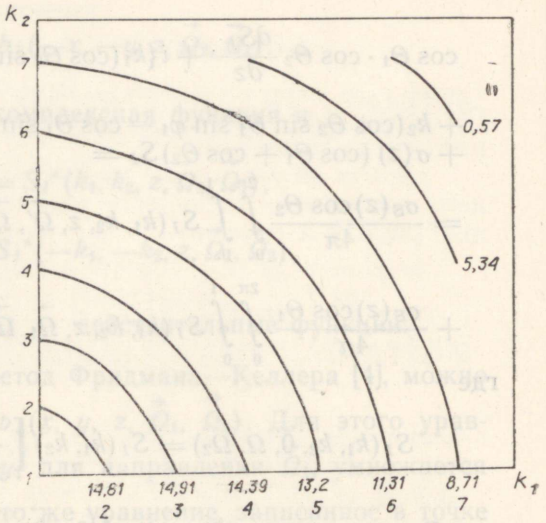


Рис. 2. Функция $\lg S_{11}(k_1,\ k_2,\ \tau^*)$, $(n = 13)$.

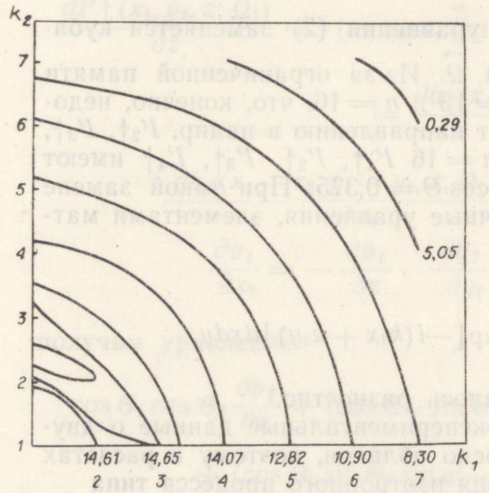


Рис. 3. Функция $\lg S_{22}(k_1,\ k_2,\ \tau^*)$, $(n = 13)$.

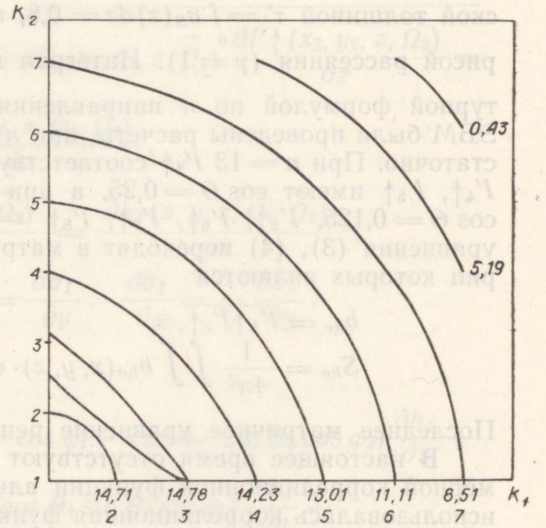


Рис. 4. Функция $\lg |S_{12}(k_1,\ k_2,\ \tau^*)|$, $(n = 13)$.

Как видно из приведенных рисунков, спектральная плотность поля, направленного в надир, остается изотропной. Спектральные плотности остальных полей имеют локальные максимумы, четко связанные с азимутальным углом каждого направления. Если перенос излучения происходит в плоскости, проходящей через ось X, то максимум лежит на k_2 (соответствует y), и наоборот. Из рис. 5 и 6 видно, что при увеличении угла Θ максимумы становятся более четко выраженными.

Расчеты, проведенные для спектральных плотностей с максимумами при $k \approx 3 \cdot 10^{-4}$ и $k \approx 3 \cdot 10^{-8}$, показывают, что в этих интервалах волновых чисел локальные максимумы малы и сравнимы с порядком аппроксимации.

При изотропном рассеянии появление локальных максимумов имеет

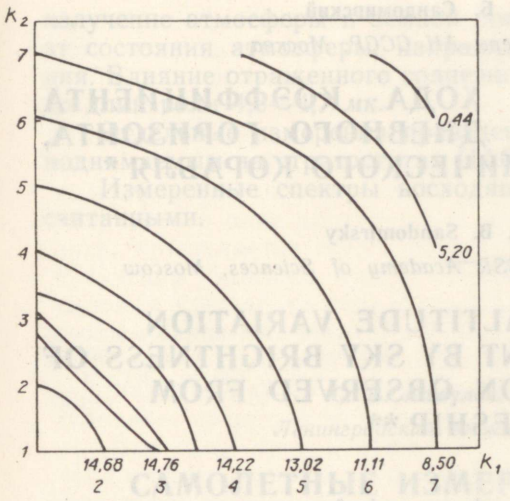


Рис. 5. Функция $\lg S_{11}(k_1,\ k_2,\ \tau^*)$, $(n = 16)$.

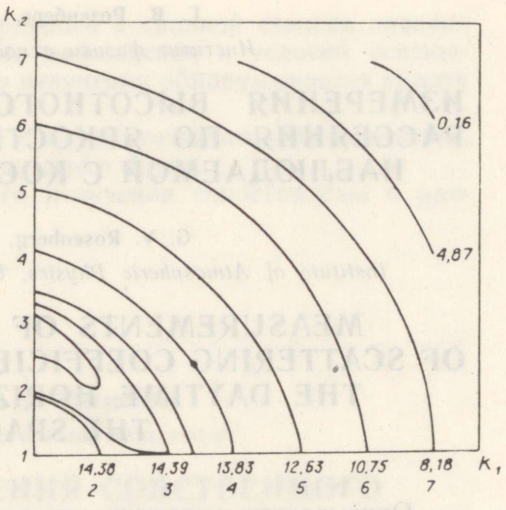


Рис. 6. Функция $\lg S_{22}(k_1,\ k_2,\ \tau^*)$, $(n = 16)$.

четкий физический смысл. Поле излучения в любом направлении $\vec{\Omega}$ является суперпозицией плоских волн, квадрат амплитуды которых есть значение спектральной плотности на рис. 2, 3 и 6; тангенс угла наклона прямой, соединяющей эту точку с началом координат, дает направление движения волны, а длина волны равна $L = 2\pi/k$ *см*.

Рассмотрим поле излучения с фиксированным углом Θ и азимутальным углом $\varphi = 0$ и выделим две плоских волны, одну вдоль оси x, другую вдоль оси y. Волна, направленная вдоль оси x, при переносе на высоту H приобретает сдвиг фаз по отношению к начальному полю $\psi = kH \operatorname{tg} \Theta$ *рад* и будет иметь меньшую амплитуду C_1. Рассеянная радиация перейдет в поля излучения с другим $\vec{\Omega}$, но сохранит форму волны и сдвиг фаз ψ.

Так как рассеяние изотропно, то вклад рассеянной радиации от полей с $\Theta = \Theta_i$, а $\varphi = \varphi_i$, $\varphi = -\varphi_i$ есть суммарная волна

$$C_i \sin(kx + \Psi_i) + C_i \sin(kx - \varphi_i) = 2C_i \cos \Psi_i \sin kx$$

со сдвигом фаз, равным 0, т. е. общий вклад рассеянной радиации является волной $C_2 \sin kx$, и ее суперпозиция с основной волной дает волну с квадратом амплитуды

$$C^2 = C_1^2 + 2C_1C_2 \cos \Psi + C_2^2.$$

Волна, направленная вдоль оси y, при переносе в направлении Θ, $\varphi = 0$, сдвига фаз не приобретает, поэтому квадрат ее амплитуды равен $C^2 = (C_1 + C_2)^2$, что всегда (кроме частного случая $\varphi = 2n\pi$) больше, чем $C^2 = C_1^2 + 2C_1C_2 \cos \psi + C_2^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малкевич М. С., Монин А. С., Розенберг Г. В. Изв. АН СССР, серия геоф., № 3, 394, 1964.
2. Малкевич М. С., Малков И. П., Пахомова Л. А. Розенберг Г. В., Фарапонова Г. П., Космические исследования, т. II, вып. 2, 257, 1964.
3. Leese, I. A., Epstein, E. S., J. Appl. Meteorol., 2, No. 5, 1963.
4. Яглом А. М., Изв. АН СССР, сер. геогр. и геоф., т. XII, № 6, 501, 1948.

Г. В. Розенберг, А. Б. Сандомирский
Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОТНОГО ХОДА КОЭФФИЦИЕНТА РАССЕЯНИЯ ПО ЯРКОСТИ ДНЕВНОГО ГОРИЗОНТА, НАБЛЮДАЕМОЙ С КОСМИЧЕСКОГО КОРАБЛЯ *

G. V. Rosenberg, A. B. Sandomirsky
Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

MEASUREMENTS OF ALTITUDE VARIATION OF SCATTERING COEFFICIENT BY SKY BRIGHTNESS OF THE DAYTIME HORIZON OBSERVED FROM THE SPACESHIP **

Описывается методика анализа фотографий дневного горизонта планеты, сделанных с космического корабля. Методика позволяет найти высотный ход коэффициента рассеяния воздуха в стратосфере. Анализируется влияние состояния подстилающей поверхности на яркостный профиль дневного горизонта планеты .

О. И. Попов, Е. О. Федорова, И. С. Решетникова, Е. Д. Шолохова, Г. И. Лобанова
Государственный оптический институт, Ленинград

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ВОСХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ В ДИАПАЗОНЕ 2—6 *мк*

O. I. Popov, E. O. Fyodorova, I. S. Reshetnikov, E. D. Sholokhova, G. I. Lobanova
State Optical Institute, Leningrad

THE EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF THE SPECTRUM OF UPWARD RADIATION IN FREE ATMOSPHERE IN THE SPECTRAL REGION 2—6 μ

С помощью разработанных в ГОИ спектрометров проведена серия самолетных измерений восходящего излучения и излучения неба с высот до 6 *км* при разрешении по спектру 0,07 *мк*. Измеренные величины прокалиброваны в абсолютных единицах по ненагреваемому черному телу.

Исследована зависимость спектров от высоты, направления наблюдения и условий освещения. Показано, что в центре полосы CO_2 4,3 *мк* и на коротковолновном склоне полосы H_2O 6,3 *мк* в пределах исследованных высот излучение формируется в слое толщиной несколько десятков метров вблизи точки наблюдения. В области «окон прозрачности»

---

* Полностью доклад публикуется в Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, т. III, № 2, 1967.

** Full text of the report will be published in Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, т. III, № 2, 1967.

излучение атмосферы и земной поверхности в сильной степени зависит от состояния атмосферы, направления наблюдения и условий освещения. Влияние отраженного солнечного излучения обнаруживается вплоть до длин волн 4,6—4,7 *мк*.

Отдельные измерения проведены с автоматическим спектрометром, поднимаемым на стратостатах ЦАО до высот 25 *км*.

Измеренные спектры восходящего излучения сопоставлены с рассчитанными.

С. В. Ащеулов, К. Я. Кондратьев

Ленинградский государственный университет

САМОЛЕТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗЕМЛИ И АТМОСФЕРЫ

S. V. Ashcheulov, K. Y. Kondratiev

Leningrad State University

EARTH SURFACE AND ATMOSPHERE RADIATION MEASUREMENTS FROM PLANE

Измерения восходящего потока излучения подстилающей поверхности и атмосферы были произведены летом 1965 г. с помощью модернизированного варианта самолетного спектрофотометра (рис. 1, 2), описанного авторами ранее [1, 2].

Как и предполагалось, каждый спектр регистрировался в течение 1—2 *мин* при разрешении 0,5 *мк* на длине волны 10 *мк* или в течение 5 *мин* при разрешении 0,3 *мк*. Спектральный диапазон прибора — $5 \div 15$ *мк*. Ошибки в измерениях потоков излучения достигают 50% на краях диапазона и не превышают 10% в интервале 7—13 *мк*. Измерения производились над Ладожским озером на высотах от 500 до 4500 *м* как в облачную, так и в безоблачную погоду. Большой угол зрения прибора ($\approx 15° \times 15°$) способствовал сглаживанию пространственных неоднородностей поля излучения подстилающей поверхности, вызванных различной температурой отдельных участков. К сожалению, конкретный экземпляр оптико-акустического приемника, использован-

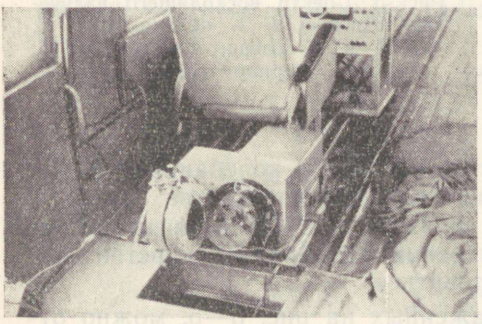


Рис. 1. Общий вид прибора в самолете.

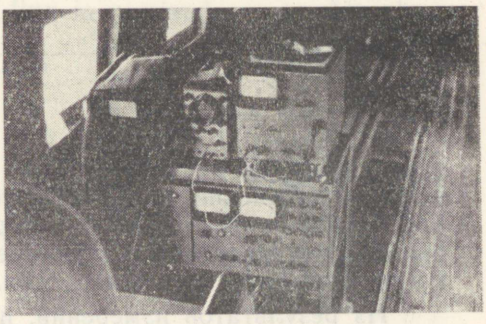


Рис. 2. Пульт управления и регистрации.

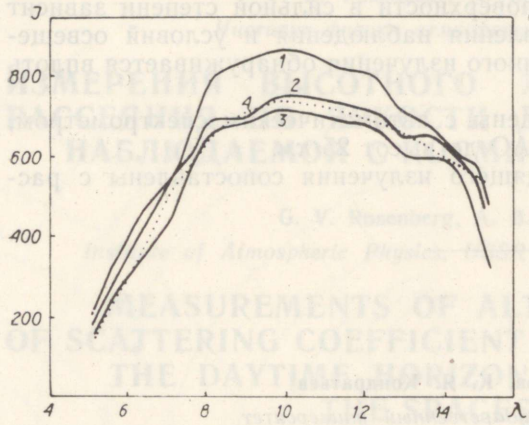


Рис. 3. Спектр восходящего излучения. Кривые: *1* — земля, 500 *м*, 15° С; *2* — озеро, 500 *м*, 18° С; *3* — озеро, 1000 *м* 10° С; *4* — черное тело, 5° С.

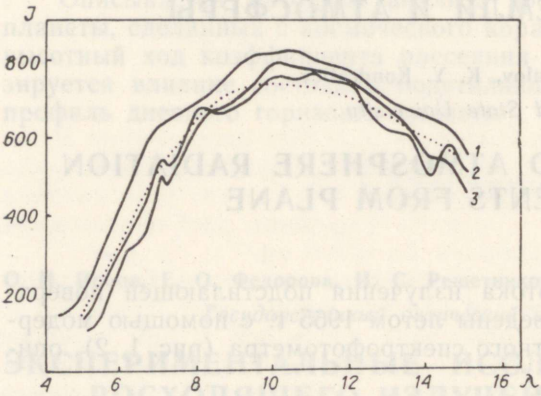


Рис. 4. Спектр восходящего излучения. Кривые: *1* — озеро, 500 *м*, 18° С; *2* — озеро, 3500 *м*, 0° С; *3* — озеро, 4000 *м*, —7° С; *4* — черное тело, 5° С.

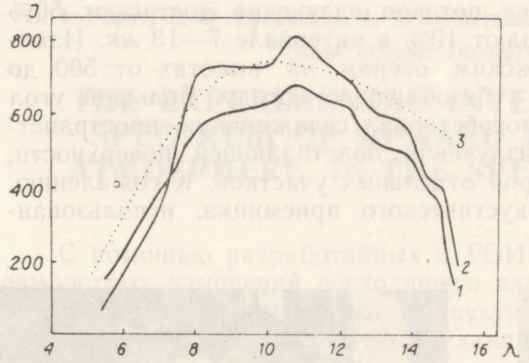


Рис. 5. Спектр восходящего излучения. Кривые: *1* — облака, 4000 *м*, —7° С; *2* — озеро, 4000 *м*, —7° С: *3* — черное тело, 5° С.

ный в приборе, оказался весьма чувствительным к колебаниям давления при изменении высоты. Поэтому из большого количества зарегистрированных спектров были отобраны лишь те, где (по данным непрерывно проводившихся в процессе измерений калибровок) чувствительность приемника успевала стабилизироваться.

Из результатов измерений, изображенных на рис. 3—5, можно отметить, что характер спектров собственного излучения подстилающей поверхности и лежащих под самолетом слоев атмосферы хорошо соот-

ветствует качественной картине спектрального состава восходящего потока излучения, которую можно ожидать.

В окне прозрачности атмосферы (8—13 *мк*) излучение максимально, когда самолет пролетает над нагретой солнцем земной поверхностью, и заметно падает над более холодной поверхностью озера (кривые *1* и 2 рис. 3), так как здесь основной вклад в излучение вносится подстилающей поверхностью. Однако некоторое уменьшение потока излучения в окне прозрачности все же наблюдается при подъеме самолета, что является естественным результатом влияния, хотя и слабого, излучения большой толщи более холодной атмосферы, вызванного далеким крылом полосы с центром у 50 *мк* (кривые 2 и *3* рис. 3, кривые *1—3* рис. 4). Над облаками излучение в окне прозрачности, определяемое в основном температурой на уровне верхнего слоя облачности, заметно падает сравнительно с излучением, измеренным в тех же условиях, но при безоблачном небе (кривые *1* и 2 рис. 5).

Вне окна прозрачности (5—8 *мк* — полоса поглощения водяного пара с центром у 6,3 *мк* и 13—15 *мк* — полоса поглощения углекислого газа с центром у 14,8 *мк*) картина существенно изменяется. Здесь атмосфера непрозрачна, в генерации принимаемого прибором излучения участвуют сравнительно близко расположенные слои атмосферы. Поэтому рассматриваемое излучение существенно зависит от температуры упомянутых слоев, но не подстилающей поверхности. На всех приведенных рисунках это хорошо видно.

Сравним для примера спектры на рис. 3. Спектр 2 снят при окружающей температуре 18° С, и в области длин волн 5—8 *мк* лежит выше всех остальных спектров. Спектры *1* и *3* снимались при последовательно понижающейся окружающей температуре, что заметно сказывается на излучении, лежащем вне окна прозрачности. Аналогичную картину можно видеть и на других спектрах.

Необходимо отметить, что определенная корреляция в ходе кривых 2 и *3* рис. 3, 4 и кривых *1* и 2 рис. 5 не связана с какими-либо физическими обстоятельствами, но является следствием погрешности калибровки аппаратуры на некоторых длинах волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев К. Я., Бадинов И. Я., Ащеулов С. В., Андреев С. А., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, **1**, № 2, 1965.
2. Ащеулов С. В., сб. Проблемы физики атмосферы, вып. 4, изд. ЛГУ, 1966.

Abstract

The measured upward radiation flux on some atmospheric levels for clear and cloudy sky is presented. The satisfactory coincidence with the general character of upward radiation flux is received.

А. К. Городецкий, А. С. Гурвич, А. В. Мигулин, Г. Ф. Филиппов
Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ИЗУЧЕНИЕ УХОДЯЩЕЙ РАДИАЦИИ В ДИАПАЗОНЕ 8—12 *мк* С САМОЛЕТА *

A. K. Gorodetsky, A. S. Gurvich, A. V. Migulin, G. F. Filippov
Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

STUDY OF THE OUTGOING RADIATION FROM AEROPLANE IN THE REGION 8—12 μ **

Приводятся данные измерений уходящей ИК радиации в окне прозрачности атмосферы 8—12 *мк* на высотах от 50 до 4500 *м*, полученные в полетах над районом Каспийского моря в декабре 1965 г. при различных метеоусловиях. Одновременно измерялись вертикальные профили температуры и влажности, а также температура поверхности моря. Проведено сравнение результатов измерений с расчетными величинами уходящей радиации на основе измерений профилей.

М. Г. Коробов, Н .Г. Маркина, Л. А. Пахомова
Центральная аэрологическая обсерватория, Долгопрудный

РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОБЛАКОВ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ПОЛЕТОВ НА САМОЛЕТЕ ИЛ-18 В 1964—65 гг.

M. G. Korobov, N. G. Markina, L. A. Pakhomova
Central Aerological Observatory, Dolgoprudny

RADIATION CHARACTERISTICS OF UNDERLAYING SURFACE AND CLOUDS FROM THE EXPERIMENTAL FLIGHTS ON THE AEROPLANE IL-18 IN 1964—65

В реальных условиях поле отраженной солнечной радиации сильно варьирует в силу горизонтальной неоднородности оптических свойств и анизотропности отражения естественных поверхностей и облаков, изменчивости оптических характеристик и поглощающих компонентов атмосферы, а также меняющихся условий освещения. Сложность процессов переноса излучения в атмосфере не позволяет вполне корректно рассчитать величины потоков излучения. Теоретические расчеты проводятся при значительных упрощениях и не учитывают следующие очень важные факторы: сферичность Земли, гориознтальную оптическую неоднородность атмосферы, неортотропность отражения подстилающей

---

* Полностью доклад публикуется в Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, т. 3, № 6, 1967.

** Full text of the report will be published in Изв. АН СССР, серия физика атмосферы и океана, т. 3, № 6, 1967.

поверхности, селективность поглощения. Кроме того, в большинстве теоретических работ рассматриваются величины потоков отраженной радиации и лишь в некоторых — угловое распределение.

Расчеты углового распределения отраженной коротковолновой радиации [1—5], выполненные для идеализированных моделей атмосферы и отражающих поверхностей, дают лишь общее схематическое представление о характере такого распределения.

Переход от интенсивностей I к потокам Q, связанным между собой соотношением

$$Q = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I(\varphi, \Theta) \sin\Theta \cos\Theta \, d\Theta,$$

где Θ — угол визирования, φ — азимут, в действительности не может быть осуществлен вследствие сложности угловой структуры яркости большинства отражающих поверхностей. Отсюда понятна важность экспериментальных исследований угловой структуры отражения различных подстилающих поверхностей и необходимость отыскания детерминированных статистических зависимостей между полем яркости и потоком уходящей коротковолновой радиации.

К сожалению, экспериментальные работы немногочисленны, отрывочны, совсем не затрагивают вопроса об угловой структуре уходящего излучения и выполнены аппаратурой, не приспособленной к измерениям на высотах. Как правило, это стандартная актинометрическая аппаратура (пиранометр Янишевского), поднимаемая на самолетах или стратостатах.

По условиям работы измерительной аппаратуры в космосе, масштабу обзора, частоте и регулярности поступления информации наиболее подходящим средством для проведения измерений уходящей радиации являются искусственные спутники Земли (ИСЗ) с установленной на них актинометрической аппаратурой. Но данных с ИСЗ по ряду причин еще очень мало. Поэтому в настоящее время самыми доступными и надежными остаются измерения на самолетах и аэростатах. Ценность таких измерений состоит также и в том, что они могут служить средством контроля данных, получаемых со спутника. Кроме того, чтобы решать проблему интерпретации спутниковых измерений, необходимо изучить закономерности изменения поля радиации низких слоев атмосферы. Выполнить эти работы возможно только располагая данными самолетных и аэростатных наблюдений, так как только они позволяют одновременно измерять несколько необходимых для этой цели параметров.

Предлагаемые результаты являются продолжением выполненной в 1964 г. работы [6] по угловому распределению отраженной коротковолновой радиации над различными подстилающими поверхностями. Экспериментальные данные 1965 г. получены над Арктическим бассейном.

Для измерений, результаты которых использовались в анализе, на самолете была установлена следующая аппаратура:

1. Актинометрическая аппаратура с двумя приемными головками: широкопольной для измерения плотности потоков отраженной радиации и узкопольной для измерения углового распределения интенсивности отраженной радиации. Приемник радиации в обеих головках — металлический болометр. Измеряемый диапазон спектра 0,3—3 *мк*. Узкопольный прибор сканирует в пределах $\pm 60°$ от надира. Поле зрения широкопольного прибора —120°. Сигналы регистрировались на осциллографную ленту.

2. Пиранометр Янишевского с приемной поверхностью, обращенной вверх, для измерения потока суммарной радиации. Непрерывная запись падающей радиации осуществлялась на бумажную ленту потенциометра.

3. Аэрофотосъемочная аппаратура АФА-37 с углом зрения 120° для плановой съемки местности и облаков.

При проведении экспериментов вся измерительная аппаратура работала синхронно.

Радиационное поле характеризуется не только упорядоченными, но главным образом случайными изменениями определяемых параметров, что связано со случайным распределением природных особенностей подстилающей поверхности, облачных образований и радиационно активных компонентов атмосферы. Поэтому при интерпретации радиационных измерений возникает необходимость установления статистических связей между пульсациями характеристик поля радиации и неоднородностями подстилающей поверхности и атмосферы. Для этой цели могут быть привлечены средние значения интенсивностей и потоков, дисперсии, корреляционные функции, спектральные плотности.

В качестве первого шага таких исследований результаты измерений узкосекторного прибора представляются средним угловым распределением коэффициентов яркости над морем, пустыней и другими видами земной поверхности, а также над облаками различных форм и ледяным покровом. Как и в теоретических расчетах по данным проведенных измерений [6] наиболее простые закономерности углового распределения отраженной радиации наблюдаются для поверхностей с малым альбедо (водная поверхность). В этом случае (все измерения проводились при почти одинаковых положениях Солнца) определяющая роль принадлежит замутненности атмосферы: минимальная яркость наблюдается в надире или около него и максимум у горизонта. Для других отражающих поверхностей картина иная. Из [6] видно преобладающее влияние альбедо различных поверхностей (за исключением водной) на вариации углового и пространственного распределения отраженной радиации по сравнению с изменчивостью оптических свойств атмосферы.

Угловое распределение коэффициента яркости над Арктикой приводится ниже.

На рис. 1, 2 показано угловое распределение коэффициента яркости r над ледовыми полями при безоблачном небе. Над припаем коэффициент яркости изменяется в пределах 0,22—0,40. Угловая зависимость r в пределах углов визирования $\pm 60°$ здесь выражена слабо. Над дрейфующим льдом пределы изменения r шире — 0,3—0,6, при

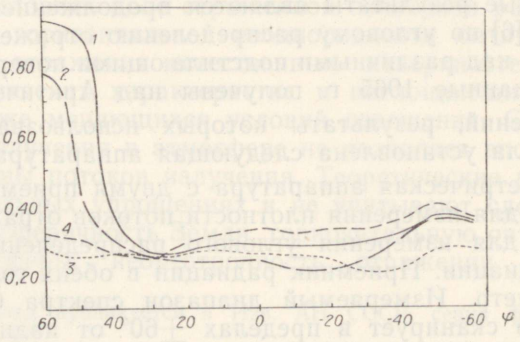


Рис. 1. Угловое распределение коэффициента яркости над льдом (припай).

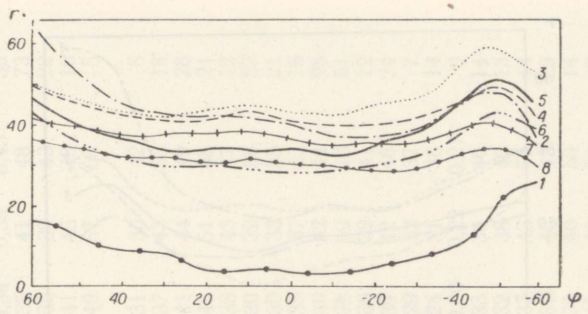


Рис. 2. Угловое распределение коэффициента яркости над различными видами льда и чистой водой. Кривые: *1* — чистая вода с отдельными льдинами; *2—6* — многолетний лед (10б), *7—8* — припай заснеженный (*3—4б St fr.*)

этом с увеличением угла визирования до ±60° коэффициент яркости возрастает на 40—60% от величины *r* в надире. Максимальные значения коэффициента яркости над льдом наблюдались в тех случаях, когда в поле зрения прибора попадала солнечная дорожка (рис. 1, кривые *1*, 2). Значения коэффициента яркости при этом достигают 0,6—0,9, а в некоторых случаях превышает 1,0. Такой широкий диапазон изменения коэффициента яркости объясняется, по-видимому, тем, что полоса сканирования узкосекторного прибора проходила над различными частями солнечной дорожки.

Кривая *1*, рис. 2 дает угловое распределение коэффициента яркости над чистой водной поверхностью с отдельными небольшими льдинами. Эта кривая в основном повторяет угловое изменение *r* над водной поверхностью по данным [6]. Вследствие того, что при углах визирования, близких к —60°, во всех случаях наблюдалось падение сигнала, причиной которого, по всей вероятности, является экранирование поля зрения прибора внешним кожухом, этот угол из дальнейшего рассмотрения исключается.

С появлением на фоне льда облаков угловое распределение коэффициента яркости может изменяться очень сильно. На рис. 3—5 приведено угловое распределение коэффициента яркости для различных форм облачности. В большинстве случаев это были слоистообразные облачные поля с хорошо выраженной мезоструктурой (гряды, волны, отдельные равномерно рассеянные группы). Средняя величина коэффициента яркости над сплошной облачностью выше, чем над открытым ледовым полем, однако, в случае тонких облаков угловое распределение *r* почти не отличается от аналогичного распределения над открытым сплошным льдом.

На рис. 3 показано угловое распределение *r* для сплошной слоисто-кучевой облачности, через которую слабо просвечивает подстилающая поверхность. Здесь наблюдается довольно плавный ход кривых с возрастанием коэффициента яркости в области углов визирования — 50—60°, интервал изменения *r* составляет 0,24—0,60. При сравнении коэффициента яркости сплошных облаков *Sc op.* и просвечивающих *Sc trans.* над открытой водной поверхностью и над ледяными полями существенной разницы не наблюдается. В отличие от *Sc* высококучевые облака, не имеющие равномерной плотности, дают большие скачки в угловом изменении *r*, как видно из рис. 4. При плотной облачности (кривые *1*, *3*) коэффициенты яркости имеют высокие значения (0,6—0,75). Когда плотность облаков резко уменьшается и появляются про-

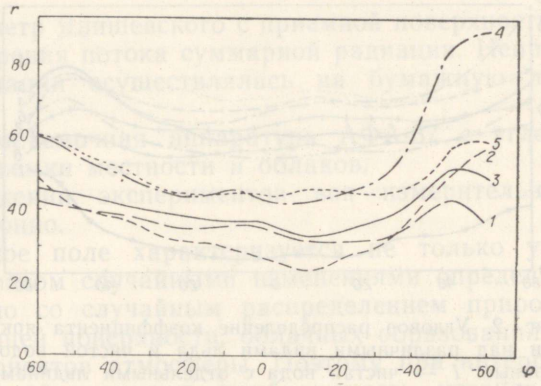


Рис. 3. Угловое распределение коэффициента яркости над *Sc*. Кривые: *1, 2* — *Sc trans.*, *3—4* — *Sc op.*, *5* — *As trans.*, *Sc trans.*

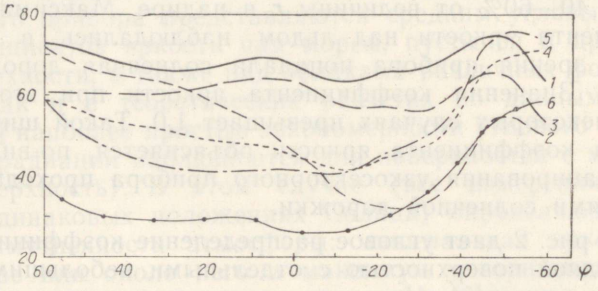


Рис. 4. Угловое распределение коэффициента яркости над *Ac*. Кривые: *1, 2* — *Ac op.*, *3* — *Ac op.*, *Ac trans.*, *4* — *Ac trans.*, *As neb.*, *5* — *Ac op.*, *As neb.*, *6* — *Ac trans.*

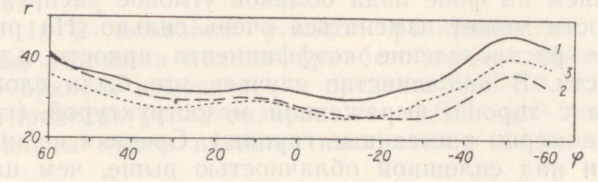


Рис. 5. Угловое распределение коэффициента яркости. Кривые: *1* — *Cs* над сплошным льдом, *2* — *As neb.*, *3* — *Cs* над тонким растрескавшимся льдом.

светы, величина коэффициента яркости может резко изменяться с 0,70 до 0,30 (кривая 2 рис. 4).

На рис. 5 представлено угловое распределение коэффициента яркости для облаков *Cs* и *As*. Можно заметить, что все индикатрисы имеют слегка вогнутый характер. Значения коэффициентов яркости заключены в пределах 0,26—0,45.

Измерения над рассеянной облачностью (3—8 баллов) различных форм дают самые разнообразные виды углового распределения коэффициента яркости. Значения *r* в этом случае могут меняться от 0,15

Таблица 1

Средние значения коэффициента яркости над различными поверхностями Арктического района

Вид поверхности	Поток кал/см² · мин	Коэффициент яркости												Число измерений
		60	50	40	30	20	10	0	—10	—20	—30	—40	—50	
Многолетний сплошной лед	0,29	0,43	0,39	0,36	0,34	0,35	0,36	0,34	0,32	0,33	0,34	0,39	0,43	36
	0,28	39	35	32	31	32	33	33	32	33	35	41	48	73
	0,30	41	39	36	36	36	37	36	33	34	36	39	43	22
Многолетний сплошной лед, местами заснеженный	0,29	47	42	39	39	40	42	41	40	39	41	45	49	10
	0,34	43	38	37	38	39	40	40	40	44	49	57	68	5
Молодой тонкий лед с большими трещинами и разводьями	0,19	42	36	32	30	30	29	28	28	29	31	36	42	6
Тонкий растрескавшийся лед	0,18	46	40	37	34	34	34	34	32	34	37	43	50	18
Многолетние ледовые поля	0,21	50	46	43	41	41	43	41	40	40	41	44	49	28
	0,11	50	47	43	42	43	44	43	42	44	45	51	58	21
	0,08	64	54	46	43	42	42	40	37	37	38	43	47	12
	0,12	57	48	41	37	37	33	31	29	30	30	32	36	57
Заснеженный припай	0,28	36	34	32	32	31	32	31	30	29	30	33	35	21
	0,32	49	37	35	34	35	37	35	34	35	35	37	43	16
Припай. Над ним 3—4 *б St fr.*	0,36	45	42	40	40	41	41	41	39	40	40	42	44	95
Припай. Над ним 3—4 *б St fr.*	0,33	43	41	39	38	39	40	39	37	37	38	40	43	51
	0,32	41	39	38	38	38	39	37	35	36	36	39	41	12
	0,32	49	46	43	42	43	43	41	39	39	39	42	46	24
Припай очень тонкий, неоднородный, со множеством проталин	0,21	93	89	34	26	27	29	29	28	29	29	32	37	7
	0,19	78	43	29	25	34	24	24	21	21	24	31	36	14
Припай тонкий, неоднородный	0,19	0,28	0,25	0,26	0,25	0,27	0,27	0,25	0,25	0,24	0,20	0,22	0,27	9
	0,26	32	30	26	26	30	32	33	32	33	33	36	40	14
10 *б Sc trans.* над льдом	0,38	42	40	39	37	35	36	35	32	32	32	38	43	13
10 *б Sc op.*	0,38	46	44	41	40	38	37	36	33	35	37	43	52	44
10 *б Sc op.* и *Sc trans.*	0,34	52	44	41	39	38	39	38	35	36	37	40	43	29
10 *б Sc trans.* над облаками ледяных полей	24	48	41	38	34	32	30	27	24	27	31	40	50	14
10 *б Sc trans., Ac trans.*	35	59	56	52	46	44	45	44	46	45	45	48	59	9
10 *б Cs neb.* над тонким растрескавшимся льдом	0,18	40	36	34	32	32	33	32	30	32	34	40	46	18
	0,14	36	32	29	28	29	30	28	26	27	30	34	40	17
10 *б As neb.* над сплошным льдом	22	40	35	32	30	30	30	28	26	26	26	30	36	14
10 *б Ac op.* (нижний ярус) *Ac trans.* (верхний ярус)	55	61	60	60	60	62	64	63	57	57	56	61	65	31
10 *б As neb., Ac trans.*	38	58	56	53	51	49	48	45	42	44	47	56	58	14
10 *б Ac op.*	52	73	71	68	66	67	69	67	63	65	66	71	75	30



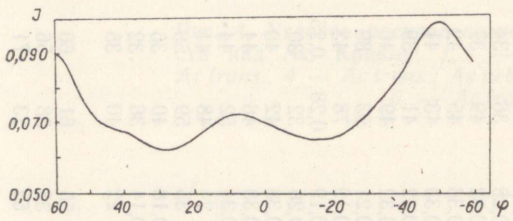
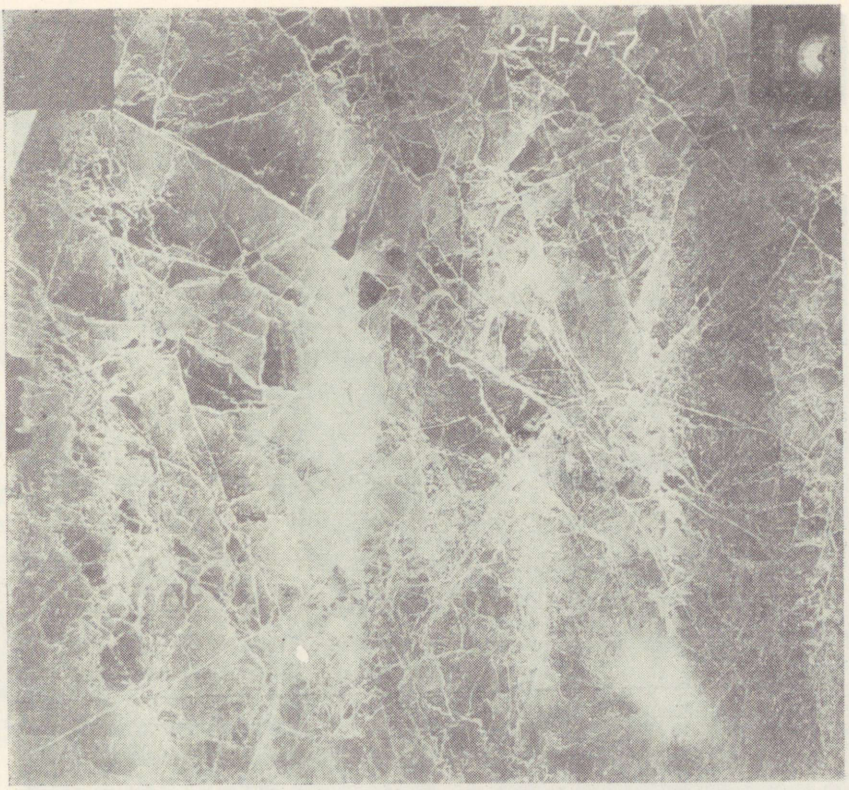


Рис. 6 Угловое распределение интенсивности отраженной радиации над сплошным многолетним заснеженным льдом (3 июля 1965 г.).

до 0,60. Более детальная характеристика углового распределения коэффициента яркости над различными подстилающими поверхностями дается в табл. 1.

В качестве иллюстрации на рис. 6—9 приводятся наиболее характерные индикатрисы интенсивности отраженной радиации и фотографии соответствующих им отражающих поверхностей.

Сравнение представленных экспериментальных данных с теоретическими расчетами имеет смысл проводить лишь для случаев однородной подстилающей поверхности или однородного облачного покрова. Следует при этом отметить, что речь может идти только о качественном сравнении, поскольку теоретические расчеты Е. М. Фейгельсон, М. С. Малкевича и др. [1, 2] относятся к области спектра 0,3—0,8 *мк*, расчеты К. С. Шифрина и Н. П. Пятовской [3, 4] — 0,4—2,5 *мк*. Наши измерения, как указывалось выше, проводились в спектральном диапазоне 0,3—3 *мк*. Результаты сравнения представлены на рис. 10—13. Теоретические расчеты взяты для положений Солнца и значений альбедо подстилающей поверхности, близких к нашим. Из рисунков видно, что в реальных условиях угловое распределение отраженной радиации



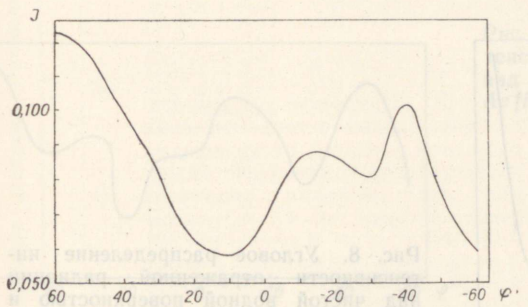
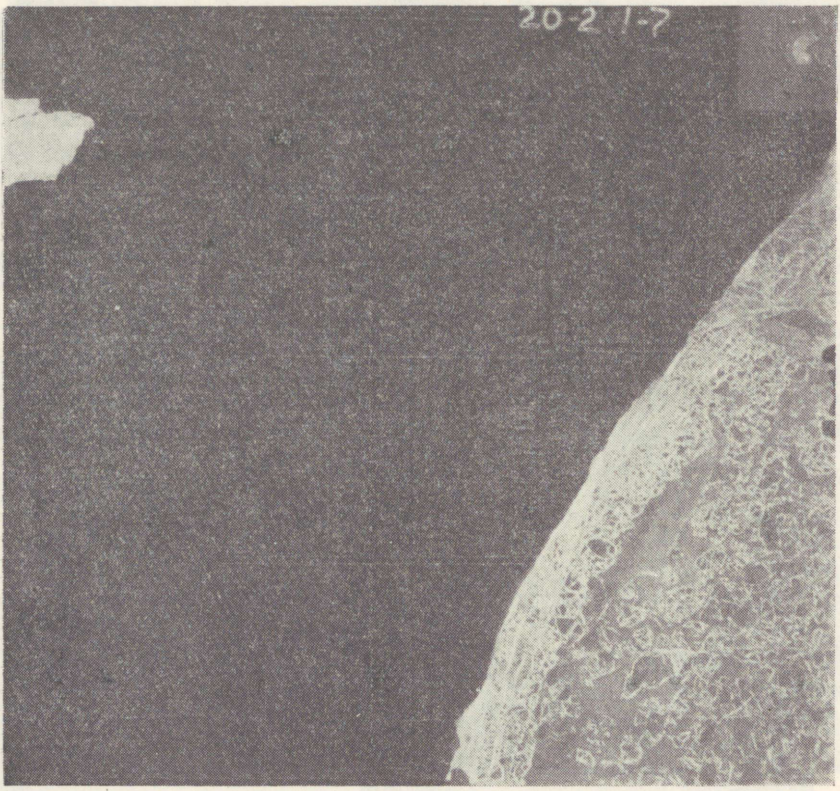


Рис. 7. Угловое распределение интенсивности отраженной радиации над осенним изборожденным льдом (4 июля 1965 г.).

сложнее, чем в теоретических расчетах, но для однородных поверхностей качественная картина та же. О каких-либо закономерностях изменения величин потоков восходящей радиации по рассматриваемым экспериментальным измерениям сказать трудно, так как измерения проводились при разных высотах Солнца и из ограниченного телесного угла (120°). Минимальные потоки отмечались над водной поверхностью 0,05—0,20 *кал/см²·мин*, для чистой поверхности льда 0,10 (для тонкого льда) до 0,35 *кал/см²·мин* (для многолетнего, заснеженного). Максимальные потоки наблюдались при наличии облачности и доходили до 0,70—0,80 *кал/см²·мин*. Высота всех измерений — 8 *км*, высота Солнца 20—40°.

Для сравнения приведем теоретические оценки потоков восходящей радиации.

По расчетам К. С. Шифрина и Н. П. Пятовской [3] для высоты 10 *км* полный восходящий поток коротковолновой радиации (0,4—



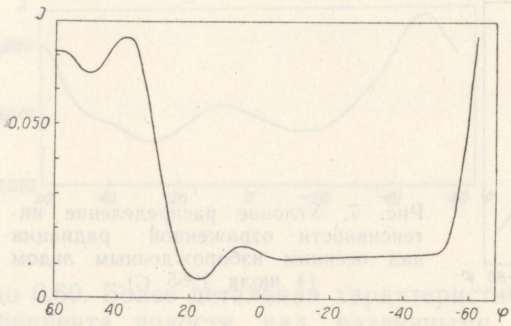


Рис. 8. Угловое распределение интенсивности отраженной радиации над чистой водной поверхностью и ледяным припаем (1 июля 1965 г.),

2,5 *мк*) над водой составляет 0,11 *кал/см²·мин*, над травой 0,21, над снегом 0,42 при высоте Солнца 30°.

По расчетам Е. М. Фейгельсон и др. [2] полный поток восходящей радиации на границе атмосферы при альбедо 10% (вода) — 0,20 *кал/см²·мин*, для альбедо 60% (примерно альбедо некоторых облаков) — 0,59, для мутной атмосферы при альбедо 10% поток равен 0,30, при альбедо 60% — 0,55. Расчеты относятся к высоте Солнца 30°.

По расчетам Лондона [7] общая отраженная радиация зимой составляет 0,116 *кал/см²·мин*, весной — 0,207, летом — 0,234 и осенью — 0,149.

По измерениям Кондратьева [8] на аэростатах с помощью пиранометра получается при безоблачной атмосфере поток, равный 0,24 *кал/см²·мин* при облачной 0,30—0,42. Максимальная восходящая радиация по измерениям со спутников 0,40 *кал/см²·мин*, правда эта

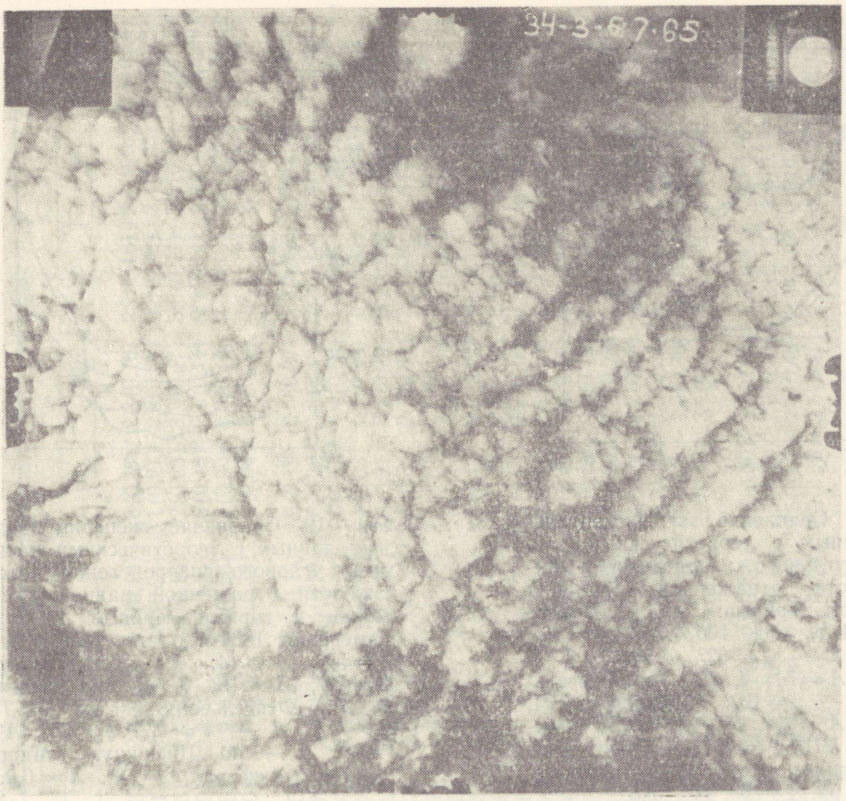
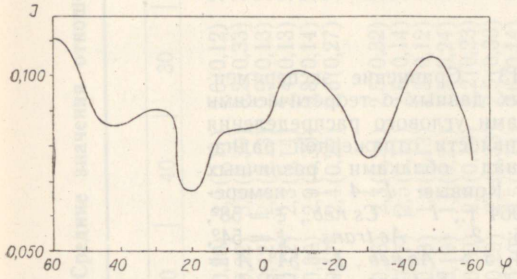


Рис. 9. Угловое распределение интенсивности отраженной радиации над водной поверхностью, закрытой *Ac floc.* (10 бал. с небольшими просветами) (6 июля 1965 г.).



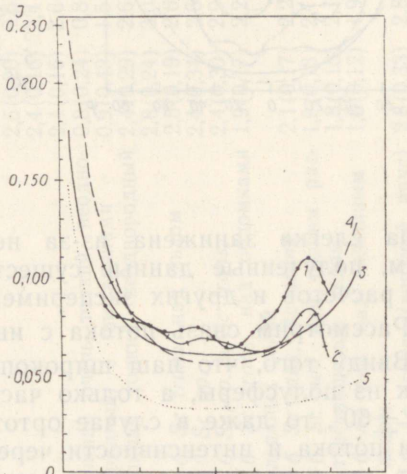


Рис. 10. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами углового распределения интенсивности отраженной радиации над льдом. Кривые: *1, 2* — измерения 1964 г., лед, 10*б*, *1* — $\xi = 70°$, $A = 49$, *2* — $\xi = 72°$, $A = 48$; *3—4* по Фейгельсону, *3* — $\tau = 0{,}2$, индикатриса VI, $\xi = 75°$, $A = 0{,}4$; *4* — $\tau = 0{,}8$, индикатриса VII, $\xi = 75°$, $A = 0{,}4$; *5* — по Шифрину, стандартная атмосфера, $\xi = 80°$, $A = 0{,}5$.

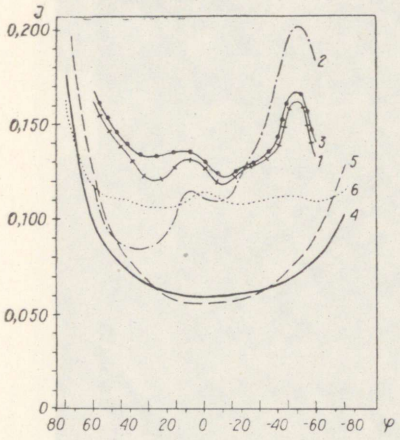


Рис. 11. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами углового распределения интенсивности отраженной радиации над льдом. Кривые: *1—3* — измерения 1964 г., лед, 10*б*, *1* — $\xi = 62°$, $A = 50$; *2* — $\xi = 62°$, $A = 57$; *3* — $\xi = 62°$, $A = 51$; *4*, *5* — по Фейгельсону, *4* — $\tau = 0{,}2$, индикатриса VI, $\xi = 75°$, $A = 0{,}4$; *5* — $\tau = 0{,}8$, индикатриса VII, $\xi = 75°$, $A = 0{,}4$: *6* — по Шифрину, стандартная атмосфера, $\xi = 60$, $A = 0{,}5$.

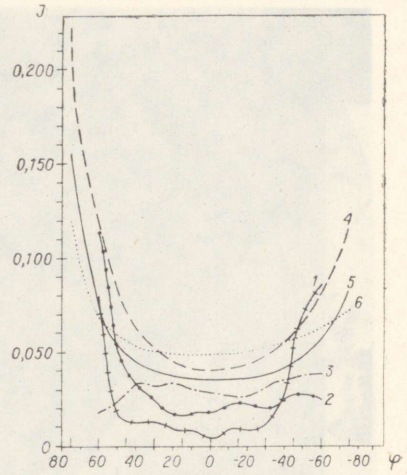


Рис. 12. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами углового распределения интенсивности отраженной радиации над морем и горами. Кривые: *1—3* — измерения 1964 г.; *1* — над морем, $\xi = 57°$, $A = 14$; *2* — над морем, $\xi = 59°$, $A = 19$; *3* — над горами; *4* — по Фейгельсону, $\tau = 0{,}8$, $\xi = 75°$ $A = 0{,}2$; *5* — $\tau = 0{,}2$, $\xi = 75°$ $A = 0{,}2$; *6* — по Шифрину, стандартная атмосфера, $\xi = 60°$, $A = 0{,}2$.

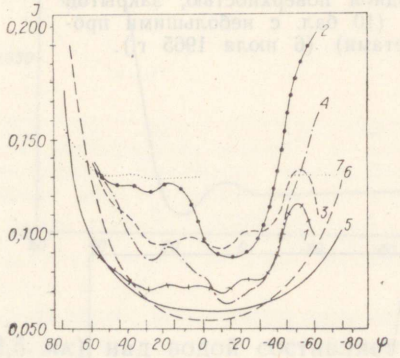


Рис. 13. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами углового распределения интенсивности отраженной радиации над облаками различных форм. Кривые: *1—4* — измерения 1964 г.; *1* — *Cs neb.*, $\xi = 58°$, $A = 46$; *2* — *Ac trans.*, $\xi = 54°$, $A = 44$; *3* — *As neb.*, $\xi = 54°$, $A = 39$; *4* — *Sc trans.*, $\xi = 57°$ $A = 42$; *5*, *6* — по Фейгельсону; *5* — $\tau = 0{,}2$, $\xi = 75°$, $A = 0{,}4$; *6* — $\tau = 0{,}8$, $\xi = 75°$, $A = 0{,}4$; *7* — по Шифрину, стандартная атмосфера, $\xi = 60°$, $A = 0{,}5$.

цифра слегка занижена из-за неучета ослабления фильтрами. Как видим, полученные данные существенно не отличаются от теоретических расчетов и других экспериментальных измерений.

Рассмотрим связь потока с интенсивностью.

Ввиду того, что наш широкопольный прибор измеряет не полный поток из полусферы, а только часть потока, заключенного в телесном угле $\pm 60°$, то даже в случае ортотропной поверхности мы не получим связи потока и интенсивности через π. Легко рассчитать этот коэффициент для случая выполнения закона Ламберта

Средние значения отношений потоков к интенсивности Таблица 2

Вид поверхности	Отношение F/I_φ											
	60	50	40	30	20	10	0	—10	—20	—30	—40	—50
Многолетний сплошной лед	2,1 (0,15)	2,3 (0,20)	2,5 (0,11)	2,6 (0,12)	2,6 (0,13)	2,6 (0,14)	2,7 (0,18)	2,8 (0,17)	2,8 (0,16)	2,7 (0,16)	2,4 (0,15)	2,1 (0,14)
	2,5 (0,20)	2,8 (0,22)	3,0 (0,30)	3,2 (0,33)	3,1 (0,31)	3,0 (0,29)	3,0 (0,24)	3,1 (0,27)	2,9 (0,24)	2,8 (0,22)	2,4 (0,23)	2,0 (0,25)
	2,6 (0,34)	2,7 (0,12)	2,8 (0,13)	2,9 (0,13)	2,9 (0,13)	2,9 (0,17)	3,0 (0,16)	3,2 (0,25)	3,2 (0,17)	3,0 (0,14)	2,6 (0,11)	2,5 (0,15)
Многолетний сплошной лед, местами заснеженный	2,1 (0,14)	2,2 (0,12)	2,3 (0,14)	2,4 (0,13)	2,4 (0,19)	2,3 (0,13)	2,3 (0,15)	2,6 (0,13)	2,4 (0,14)	2,4 (0,14)	2,2 (0,13)	2,0 (0,09)
	2,5 (0,27)	2,8 (0,30)	2,9 (0,30)	2,8 (0,14)	2,9 (0,25)	2,9 (0,32)	2,8 (0,26)	2,8 (0,20)	2,6 (0,14)	2,3 (0,10)	2,0 (0,20)	1,6 (0,20)
Молодой тонкий лед с большими трещинами и разводьями	1,8 (0,08)	2,2 (0,17)	2,4 (0,22)	2,6 (0,27)	2,6 (0,10)	2,6 (0,27)	2,8 (0,38)	2,8 (0,08)	2,7 (0,25)	2,5 (0,18)	2,2 (0,11)	1,9 (0,12)
Тонкий растрескавшийся лед	1,9 (0,16)	2,1 (0,16)	2,3 (0,21)	2,5 (0,32)	2,5 (0,15)	2,5 (0,10)	2,5 (0,16)	2,6 (0,19)	2,5 (0,27)	2,3 (0,22)	2,0 (0,18)	1,7 (0,15)
Многолетние ледовые поля	2,2 (0,16)	2,4 (0,17)	2,5 (0,11)	2,6 (0,14)	2,6 (0,18)	2,8 (0,26)	2,6 (0,19)	2,8 (0,22)	2,8 (0,18)	2,7 (0,17)	2,4 (0,13)	2,2 (0,10)
	1,2 (0,13)	1,3 (0,13)	1,4 (0,13)	1,5 (0,12)	1,5 (0,14)	1,4 (0,12)	1,4 (0,11)	1,5 (0,10)	1,4 (0,09)	1,4 (0,07)	1,2 (0,07)	1,0 (0,06)
	0,8 (0,15)	0,9 (0,19)	1,0 (0,21)	1,2 (0,24)	1,2 (0,27)	1,2 (0,27)	1,3 (0,31)	1,4 (0,33)	1,4 (0,33)	1,3 (0,30)	1,2 (0,30)	1,0 (0,24)
	1,4 (0,17)	1,7 (0,20)	2,0 (0,19)	2,2 (0,23)	2,3 (0,22)	2,4 (0,20)	2,5 (0,28)	2,8 (0,27)	2,7 (0,29)	2,6 (0,26)	2,4 (0,27)	2,2 (0,28)
Заснеженный припай, 3—4*б* *St fr.*	2,2 (0,29)	2,3 (0,29)	2,5 (0,33)	2,5 (0,33)	2,5 (0,33)	2,5 (0,37)	2,5 (0,37)	2,7 (0,31)	2,7 (0,34)	2,6 (0,25)	2,4 (0,22)	2,3 (0,23)
	2,2 (0,11)	2,3 (0,10)	2,5 (0,11)	2,6 (0,14)	2,5 (0,17)	2,4 (0,12)	2,5 (0,13)	2,5 (0,18)	2,5 (0,13)	2,5 (0,14)	2,3 (0,12)	2,2 (0,13)
	2,4 (0,17)	2,6 (0,15)	2,7 (0,15)	2,7 (0,15)	2,6 (0,15)	2,6 (0,14)	2,6 (0,15)	2,8 (0,17)	2,8 (0,17)	2,8 (0,15)	2,2 (0,14)	2,4 (0,14)
	2,5 (0,20)	2,6 (0,14)	2,7 (0,15)	2,9 (0,19)	2,8 (0,18)	2,6 (0,17)	2,8 (0,18)	2,9 (0,17)	2,9 (0,22)	2,8 (0,19)	2,7 (0,23)	2,4 (0,18)
	2,4 (0,16)	2,4 (0,06)	2,5 (0,05)	2,5 (0,05)	2,8 (0,08)	2,5 (0,08)	2,6 (0,06)	2,7 (0,10)	2,7 (0,03)	2,7 (0,03)	2,5 (0,04)	2,3 (0,10)
	2,4 (0,16)	2,6 (0,07)	2,6 (0,16)	2,8 (0,16)	2,7 (0,18)	2,7 (0,19)	2,8 (0,20)	2,9 (0,12)	2,9 (0,18)	2,9 (0,13)	2,8 (0,07)	2,5 (0,11)
Припай очень тонкий, неоднородный, с проталинами	0,8 (0,24)	0,8 (0,06)	2,2 (0,40)	2,9 (0,36)	2,6 (0,24)	2,5 (0,12)	2,5 (0,18)	2,6 (0,16)	2,6 (0,34)	2,6 (0,56)	2,3 (0,30)	2,0 (0,19)
	0,9 (0,42)	1,5 (0,28)	2,3 (0,39)	2,7 (0,35)	2,7 (0,46)	2,7 (0,35)	2,6 (0,30)	3,0 (0,41)	3,0 (0,56)	2,7 (0,38)	2,1 (0,31)	1,7 (0,26)
Припай тонкий, неоднородный	2,4 (0,29)	2,6 (0,45)	2,5 (0,29)	2,5 (0,34)	2,4 (0,25)	2,5 (0,37)	2,6 (0,32)	2,5 (0,15)	2,8 (0,19)	3,1 (0,14)	2,8 (0,16)	2,4 (0,26)
	2,8 (0,24)	3,0 (0,35)	3,5 (0,48)	3,6 (0,50)	3,0 (0,41)	2,8 (0,24)	2,7 (0,33)	2,8 (0,33)	2,7 (0,28)	2,6 (0,14)	2,4 (0,07)	2,2 (0,07)
10*б* *Sc trans.* над льдом	2,5 (0,19)	2,6 (0,10)	2,7 (0,10)	2,8 (0,13)	2,9 (0,16)	2,9 (0,25)	3,0 (0,26)	3,0 (0,22)	3,2 (0,16)	3,2 (0,14)	2,8 (0,18)	2,4 (0,16)
10*б* *Sc op.*	2,4 (0,34)	2,6 (0,14)	2,7 (0,14)	2,8 (0,21)	3,0 (0,29)	3,0 (0,32)	3,2 (0,26)	3,4 (0,25)	3,2 (0,24)	3,0 (0,18)	2,6 (0,16)	2,1 (0,13)
10*б* *Sc op.* и *Sc trans.*	2,4 (0,30)	2,9 (0,36)	3,3 (0,43)	3,4 (0,36)	3,5 (0,43)	3,5 (0,40)	3,5 (0,40)	3,7 (0,38)	3,6 (0,39)	3,5 (0,39)	3,3 (0,34)	3,0 (0,32)
10*б* *Sc trans.* над обломками ледяных полей	1,9 (0,17)	2,2 (0,14)	2,5 (0,24)	2,7 (0,28)	2,8 (0,39)	3,2 (0,36)	3,5 (0,37)	3,8 (0,46)	3,4 (0,41)	3,0 (0,39)	2,3 (0,28)	1,6 (0,17)
10*б* *Sc trans, Ac trans.*	2,1 (0,17)	2,2 (0,22)	2,4 (0,17)	2,7 (0,14)	2,8 (0,22)	2,7 (0,14)	2,8 (0,39)	2,5 (0,30)	2,7 (0,26)	2,7 (0,43)	2,6 (0,60)	2,1 (0,35)
10*б* *Sc neb.* над тонким растрескавшимся льдом	1,9 (0,18)	2,1 (0,32)	2,3 (0,14)	2,4 (0,16)	2,4 (0,12)	2,3 (0,15)	2,4 (0,12)	2,5 (0,17)	2,3 (0,14)	2,2 (0,13)	1,9 (0,14)	1,6 (0,13)
	1,8 (0,18)	2,1 (0,18)	2,2 (0,20)	2,4 (0,28)	2,3 (0,28)	2,3 (0,28)	2,4 (0,42)	2,6 (0,43)	2,5 (0,46)	2,3 (0,29)	1,9 (0,24)	1,6 (0,80)
10*б* *As neb.* над сплошным льдом	1,6 (0,12)	1,9 (0,14)	2,0 (0,13)	2,1 (0,10)	2,1 (0,10)	2,2 (0,15)	2,3 (0,20)	2,5 (0,29)	2,5 (0,21)	2,5 (0,33)	2,2 (0,35)	1,8 (0,35)
10*б* *Ac trans.* (верхний ярус) и *Ac op.* (нижний ярус)	2,8 (0,33)	2,8 (0,39)	2,8 (0,34)	2,8 (0,21)	2,6 (0,19)	2,6 (0,19)	2,5 (0,18)	2,8 (0,18)	2,8 (0,17)	2,9 (0,15)	2,7 (0,14)	2,5 (0,12)
10*б* *As neb., Ac trans.*	2,8 (0,59)	2,4 (0,25)	2,6 (0,23)	2,6 (0,18)	2,8 (0,17)	2,8 (0,20)	2,9 (0,20)	3,2 (0,25)	3,0 (0,23)	2,9 (0,29)	2,4 (0,28)	1,9 (0,23)
10*б* *Ac op.*	2,7 (0,30)	2,6 (0,22)	2,7 (0,25)	2,8 (0,33)	2,8 (0,35)	2,7 (0,41)	2,9 (0,51)	3,1 (0,59)	3,1 (0,64)	3,0 (0,62)	2,8 (0,49)	2,7 (0,39)

$$F = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{60^\circ} I(\varphi, \Theta) \sin\Theta \cos\Theta \, d\Theta =$$

$$= I \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{60^\circ} \sin\Theta \cos\Theta \, d\Theta = 0{,}75\pi I = 2{,}35I,$$

т. е. наш прибор измеряет только 75% всего отраженного потока.

Подсчитаны средние значения отношений F/I_φ для углов визирования $\pm 60^\circ$ через 10° для более или менее однородной подстилающей поверхности. Результаты представлены в табл. 2, в скобках даны среднеквадратичные отклонения. Из таблицы видно, что для однородных поверхностей (лед, некоторые виды облачности — *Sc op.*, *Sc trans.*, *Cs — As*, *St*, тонкая пелена *St* надо льдом) наблюдается довольно плавный ход величины F/I_φ с изменением угла визирования.

Наибольшее значение отношения F/I_φ для углов, близких к надиру, составляет 2,3—3,3, с возрастанием угла визирования F/I_φ уменьшается до 1,6—2,2″. Лишь для тонкого льда этот коэффициент принимает значения 0,6—1,5. Для неоднородных поверхностей коэффициент связи не имеет таких простых закономерностей.

Таким образом, в реальных условиях, как видим, нет такой простой связи потока и интенсивности для всех углов через единый коэффициент.

Мы попытались вычислить коэффициенты корреляции между потоком и интенсивностями под различными углами для некоторых однородных подстилающих поверхностей. Получается, что если поверхность достаточно однородная и имеется сравнительно большое число измерений (порядка 150 случаев), то корреляции большие. Коэффициенты корреляции представлены в табл. 3.

Таблица 3

Число случаев	Вид поверхности	60	50	40	30	20	10	0	—10	—20	—30	—40	—50	—60
170	Лед, 10 *б*	81	83	80	81	85	86	87	84	60	88	85	81	—
146	*Sc*, 10 *б*	76	71	74	74	70	71	72	72	72	59	38	22	—

По данным этой таблицы для более однородной поверхности (лед) корреляция больше, исключение составляет угол —20°, где коэффициент равен 60. Для менее однородной поверхности (*Sc*) коэффициенты корреляции получаются меньшими, но все же достаточно большими и лишь в области отрицательных углов $\geqslant -30^\circ$ они уменьшаются. Для этих углов в цифровом массиве значений интенсивности наблюдается большой разброс, очевидно, вследствие неоднородной структуры облачности. Для других видов поверхности имеется небольшое число измерений, и по этим данным коэффициенты корреляции получаются небольшими.

Нами сделана только первая попытка применения статистических методов к анализу экспериментальных данных на основе работы [9], в которой на очень небольшом материале (в нее входила и часть наших измерений) рассматриваются возможности применения статистических методов для исследования поля радиации и делаются обнадеживающие выводы. Отмечается, что надежную идентификацию можно получить при рассмотрении всей совокупности статистических параметров, но наиболее информативной в этом отношении является спектральная

плотность пульсаций яркости, которая довольно чувствительна к характеру неоднородностей подстилающих поверхностей и вместе с тем статистически устойчива.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейгельсон Е. М., Малкевич М. С., Коган С. Я., Коронатова Г. Д., Глазова К. С., Кузнецова М. Р., Труды ИФА АН СССР, № 1, М., 1958.
2. Атрошенко В. С., Глазова К. С., Малкевич М. С., Фейгельсон Е. М., Труды ИФА АН СССР, № 3, 1962.
3. Шифрин К. С., Пятовская Н. П., Труды ГГО, вып. 166, 1964.
4. Шифрин К. С., Коломийцев В. Ю., Пятовская Н. П., Труды ГГО, вып. 166, 1964.
5. Малкевич М. С., Искусственные спутники Земли, вып. 14, изд. АН СССР, М., 1962.
6. Герман А. И., Коробов М. Г., Маркина Н. Г., Пахомова Л. А., Труды ЦАО, вып. 70, 1966.
8. London, I. A., A study of the atmospheric heat balance. New York Univ., Final Report, Contr. NAF 19 (122)—165, 1957.
8. Кондратьев К. Я., Гаевская Г. Н., Никольский Г. А., Космические исследования, № 3, вып. 1, 1963.
9. Малкевич М. С., Малков И. П., Пахомова Л. А., Розенберг Г. В., Фарапонова Г. П., Космические исследования, т. II, вып. 2, март—апрель, 1964.

В. И. Кушпиль, К. Ф. Хазак

Государственный оптический институт, Ленинград

ИЗМЕРЕНИЯ ЯРКОСТИ ЗЕМЛИ КАК ПЛАНЕТЫ*

V. I. Kushpil, K. F. Hazak

State Optical Institute, Leningrad

BRIGHTNESS MEASUREMENTS OF THE EARTH AS A PLANET**

1. Измерения выполнены при помощи фотоэлектрического фотометра, установленного на высотной оптической станции.

2. Фотометр производил измерения в двух спектральных участках: Ψ полосе поглощения водяного пара и соседнем окне прозрачности с центром на 1,25 *мк*.

3. Фотометрируемая зона земной поверхности имела ширину 4°, располагалась с запада на восток от гориознта до гориознта и составляла с направлением на Солнце угол 30° при высоте Солнца в надире 5°. Измерения производились при наличии сплошной облачности.

4. Приводятся результаты измерений яркости Земли с различных высот (от 300 до 500 *км*), которые сопоставляются с расчетными значениями О. А. Авасте.

5. Из осредненных экспериментальных данных получены расчетным путем коэффициенты яркости планеты при облачном покрове. По ним определено количество водяного пара над верхней границей облачности, которое сравнивается с данными аэрологического зондирования атмосферы.

---

* Полностью доклад публикуется в: 1) изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, т. 2, № 7, 1966; 2) описание аппаратуры публикуется в журнале Оптико-механическая промышленность, № 1, 1967.

** Full text of the report will be published in: 1) изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, т. 2, № 7, 1966; 2) описание аппаратуры публикуется в журнале Оптико-механическая промышленность, № 1, 1967.

Г. Н. Костяной
Центральная аэрологическая обсерватория, Долгопрудный

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ РАДИОЗОНДОВ

G. N. Kostyanoy
Central Aerological Observatory, Dolgoprudny

SOME NEW POSSIBILITIES IN THE USE OF ACTINOMETRIC RADIOSONDES

1. Актинометрические радиозонды, появившиеся в последнее время в ряде стран, используются для широкого изучения поля радиации в свободной атмосфере. Однако кроме восходящего и нисходящего потоков длинноволновой радиации и эффективного излучения актинометрический радиозонд может дать ряд сведений неактинометрического характера.

2. Имеется возможность использовать актинометрический радиозонд в качестве данных границ облачности, дымки и туманов.

3. Рассматривается возможность использования данных актинометрического радиозонда для оценки поля турбулентности в атмосфере.

4. Благодаря знанию ряда параметров атмосферы по данным актинометрического радиозонда имеется возможность оценить распределение водяного пара в атмосфере по высоте.

З. Ф. Белова, Г. Н. Костяной
Центральная аэрологическая обсерватория, Долгопрудный

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ СЕТИ АКТИНОМЕТРИЧЕСКОГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ

Z. F. Belova, G. N. Kostyanoy
Central Aerological Observatory, Dolgoprudny

SOME RESULTS IN THE WORK OF ACTINOMETRIC RADIO SOUNDINGS SET OF ATMOSPHERE IN SOVIET UNION

1. В настоящее время показано, что наиболее грубым допущением в уравнении энергетического баланса атмосферы является условие адиабатичности. Включение уравнения переноса излучения в гидродинамические уравнения прогноза погоды значительно усложняет задачу.

2. Для упрощения учета радиации на развитие атмосферных процессов необходимо получить обширный материал по изменению поля радиации в свободной атмосфере над большими территориями земного шара.

3. Для получения такого материала в Советском Союзе создана сеть актинометрического радиозондирования (15 пунктов) и проводятся регулярные исследования на кораблях погоды Гидрометслужбы в Тихом океане.

4. По материалу актинометрических радиозондов, полученному с 8 станций, рассматривается изменение поля радиации в течение двух лет.

5. Рассматриваются особенности размещения сети в связи с решением отдельных геофизических задач.

Н. А. Зайцева, Г. Н. Костяной

Центральная аэрологическая обсерватория, Долгопрудный

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ ПО ДАННЫМ АРЗ

N. A. Zaitseva, G. N. Kostyanoy

Central Aerological Observatory, Dolgoprudny

SPATIAL DISTRIBUTION OF LONG-WAVE RADIATION FIELD BASED ON ACTINOMETRIC RADIO SOUNDINGS DATA

1. Радиация является одним из основных факторов, определяющих климат Земли. В работах К. Я. Кондратьева, М. И. Будыко, Хаутона, Лондона и др. показано, что среднее значение радиационного баланса за год не изменяется. Тем не менее пространственное распределение радиационного баланса неравномерно. Широтные перепады температур, возникающие вследствие этой неравномерности, должны вызывать меридиональный перенос тепла в атмосфере.

2. Коротковолновая радиация трансформируется главным образом на границах раздела сред (подстилающая поверхность, границы облаков). В то же время преобразование длинноволновой радиации осуществляется почти целиком в атмосфере, поэтому изучение вертикального распределения поля длинноволновой радиации в атмосфере является особенно важным.

3. По результатам актинометрического радиозондирования атмосферы на сети АРЗ в Советском Союзе, на кораблях погоды и по данным некоторых зарубежных станций рассматривается пространственный ход поля длинноволновой радиации. Анализируются некоторые особенности этого распределения.

С. В. Ащеулов, К. Я. Кондратьев, Д. Б. Стыро
Ленинградский государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ ПРОТИВОИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ

S. V. Ashcheulov, K. Y. Kondratiev, D. B. Styro
Leningrad State University

SKY EMISSION SPECTRA ANALYSIS

Измерения спектрального распределения интенсивности теплового излучения атмосферы предпринимались многими авторами [1—3]. Однако сопоставление измеренных и рассчитанных спектров противоизлучения атмосферы для конкретных метеорологических ситуаций проводится лишь в небольшом числе работ, которые осуществлены за последние годы [4—6]. Из этих работ следует, что совпадение измеренных и рассчитанных спектров в основном неудовлетворительно в окне прозрачности 8—13 *мк* и удовлетворительно в полосах сильного поглощения. Необходимо отметить, что в упомянутых работах [4—6] сопоставление измеренных и рассчитанных спектров приводится для небольшого числа метеорологических ситуаций, и поэтому результаты в некоторой степени могут оказаться случайными. Естественно, что только большой объем наблюдений может дать более надежные статистические выводы о качественных и количественных соотношениях между расчетами и измерениями.

В связи с этим летом 1965 г. в г. Каунасе были проведены измерения интенсивности противоизлучения атмосферы при чистом и облачном небе, при различных углах над горизонтом как в ночное, так и в дневное время. Измерения противоизлучения атмосферы сопровождались радиозондированием с целью последующего обсчета экспериментальных данных.

Запись спектров проводилась в трех участках: 5 ÷ 14,5; 9 ÷ 11,5 и 14 ÷ 25 *мк* со средним спектральным разрешением 0,1; 0,05 и 0,15 *мк* соответственно. Время записи одного спектра — порядка 20 *мин*. Непрерывно проводившаяся абсолютная калибровка позволила учесть изменения чувствительности аппаратуры во времени. В итоге получено более 200 спектров в самых разнообразных условиях.

На основании приближенного уравнения переноса инфракрасной радиации [7] были получены расчетные значения интенсивностей противоизлучения атмосферы для конкретных синоптических ситуаций, соответствовавших времени измерений. В атмосферном окне прозрачности были использованы экспоненциальные функции поглощения, для расчетов которых брались коэффициенты поглощения водяного пара, приведенные

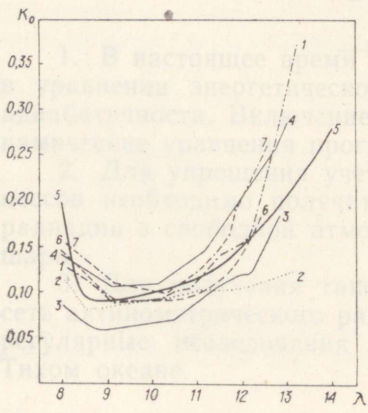


Рис. 1. Значения коэффициентов поглощения по данным различных авторов. Кривые: *1* — по [10], *2* — по [8], *3* — по [12], *4* — по [9], *5* — по [11], *6* — по [13], *7* — по данным автора.

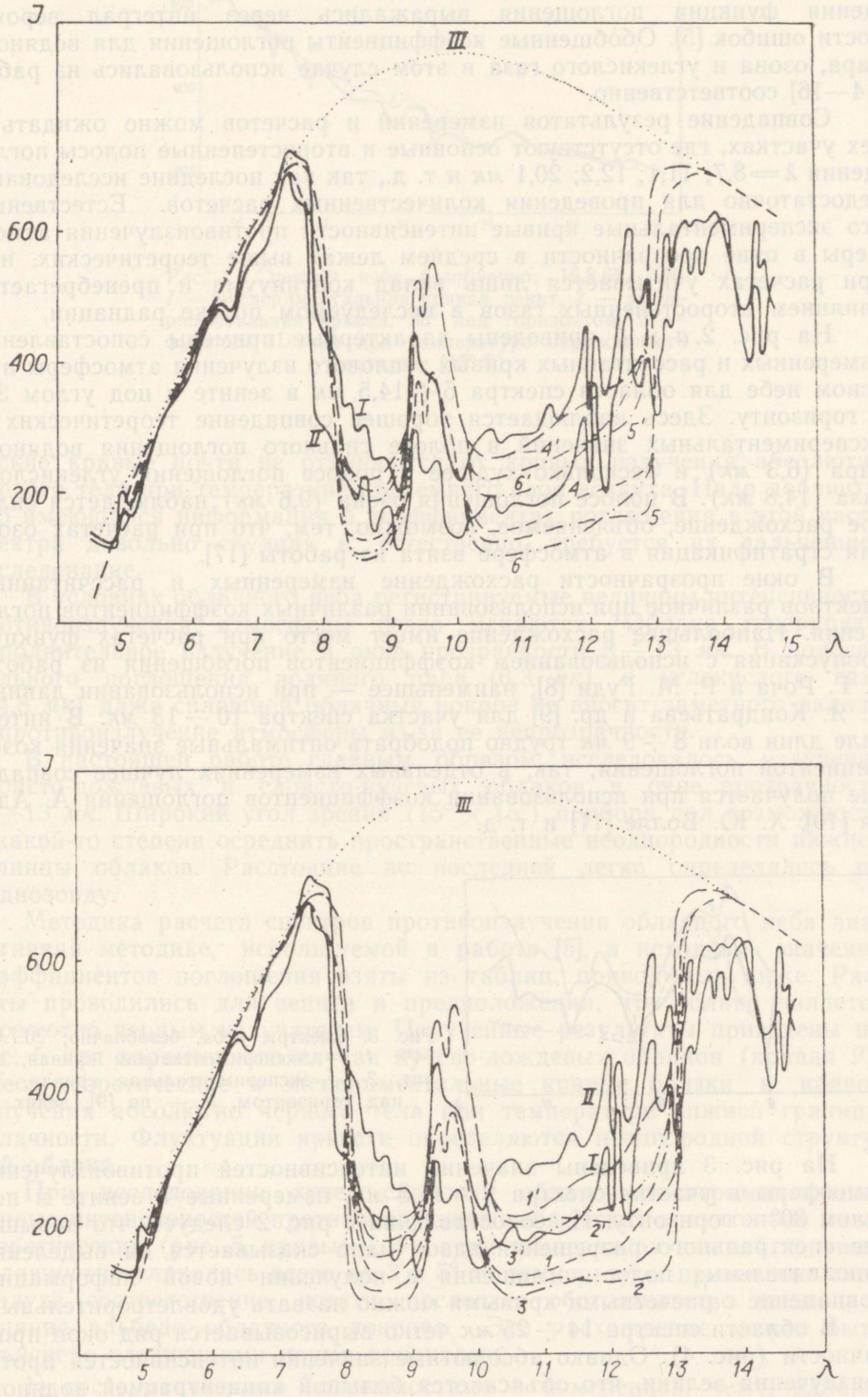


Рис. 2. Спектры неба, зенит, безоблачно; 22.7.65, 01^{45}. I — экспериментальная кривая, зенит, II — экспериментальная кривая, 30° над горизонтом, III — функция Планка при температуре окружающего воздуха, (18° С); кривые: а) *1* и *1′*, по [10], *2* и *2′* — по [8], *3* и *3′* — по [12], б) *4* и *4′* — по [8], *5* и *5′* — по [11], *6* и *6′* — по [13].

TRU Repmatukogu

в работах [8—13] (рис. 1, кривые *1—6*). В полосах сильного поглощения функции поглощения выражались через интеграл вероятности ошибок [5]. Обобщенные коэффициенты поглощения для водяного пара, озона и углекислого газа в этом случае использовались из работ [14—16] соответственно.

Совпадение результатов измерений и расчетов можно ожидать в тех участках, где отсутствуют основные и второстепенные полосы поглощения $\lambda = 8{,}7$; 11,1; 12,2; 20,1 *мк* и т. д., так как последние исследованы недостаточно для проведения количественных расчетов. Естественно, что экспериментальные кривые интенсивности противоизлучения атмосферы в окне прозрачности в среднем лежат выше теоретических, ибо при расчетах учитывается лишь вклад континуума и пренебрегается влиянием второстепенных газов в исследуемом потоке радиации.

На рис. 2, *а* и *б* приведены характерные примеры сопоставления измеренных и рассчитанных кривых теплового излучения атмосферы при ясном небе для области спектра $5 \div 14{,}5$ *мк* в зените и под углом 30° к горизонту. Здесь наблюдается хорошее совпадение теоретических и экспериментальных значений в полосе сильного поглощения водяного пара (6,3 *мк*) и несколько худшее в полосе поглощения углекислого газа (14,8 *мк*). В полосе поглощения озона (9,6 *мк*) наблюдается сильное расхождение, объясняемое, возможно, тем, что при расчетах озонная стратификация в атмосфере взята из работы [17].

В окне прозрачности расхождение измеренных и рассчитанных спектров различное при использовании различных коэффициентов поглощения. Наибольшее расхождение имеет место при расчетах функций пропускания с использованием коэффициентов поглощения из работы У. Г. Роча и Р. М. Гуди [8]; наименьшее — при использовании данных К. Я. Кондратьева и др. [9] для участка спектра $10 \div 13$ *мк*. В интервале длин волн $8 \div 9$ *мк* трудно подобрать оптимальные значения коэффициентов поглощения; так, в отдельных измерениях лучшее совпадение получается при использовании коэффициентов поглощения А. Аделя [10], Х. Ю. Болле [11] и т. д.

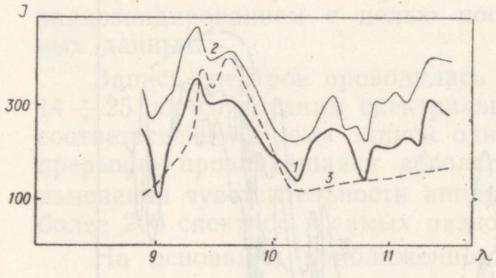


Рис. 3. Спектры неба, безоблачно; 20.7.65. 04^{35}: *1* — экспериментальная кривая, зенит, *2* — экспериментальная кривая, 30° над горизонтом, *3* — по [9], зенит.

На рис. 3 приведены значения интенсивностей противоизлучения атмосферы в участке спектра $9 \div 11{,}5$ *мк*, измеренные в зените и под углом 30° к горизонту. Из сопоставления с рис. 2 следует, что повышение спектрального разрешения вдвое мало сказывается на выделении дополнительных полос поглощения и получении новой информации. Совпадение с расчетными кривыми можно назвать удовлетворительным.

В области спектра $14 \div 25$ *мк* четко вырисовывается ряд окон прозрачности (рис. 4). Однако абсолютные значения интенсивностей противоизлучения велики, что объясняется большой концентрацией водяного пара и высокой температурой в приземных слоях воздуха. Приведенные в работе Д. К. Уорка и др. [14] значения обобщенных коэффициентов поглощения водяного пара соответствуют спектральным интервалам, значительно превосходящим ширину щели прибора, поэтому при использовании этих величин получается грубое осреднение; здесь теорети-

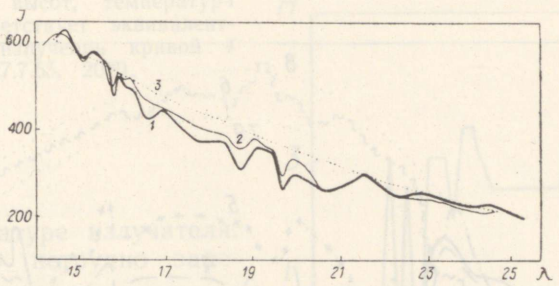


Рис. 4. Спектры неба, безоблачно; 16.8.65, 19^{25}: *1* — экспериментальная кривая, зенит, *2* — экспериментальная кривая, 30° над горизонтом, *3* — функция Планка при температуре окружающего воздуха (15° С).

ческие кривые почти не отличаются от кривых излучения абсолютно черного тела при температуре приземного слоя воздуха. Надо добавить, что имеющаяся информация о коэффициентах поглощения в этой части спектра довольно скудная и, естественно, требуется их дальнейшее исследование.

В условиях облачного неба регистрируемые величины интенсивности противоизлучения атмосферы резко меняются. Облака генерируют дополнительное излучение в окне прозрачности $8 \div 13$ *мк*. В полосах сильного поглощения водяного пара (6,3 *мк*) и углекислого газа (14,8 *мк*) даже сплошной облачный покров не вносит заметного вклада в противоизлучение атмосферы из-за ее непрозрачности.

В настоящей работе главным образом исследовалось излучение слоисто-дождевых и слоисто-кучевых облаков в окне прозрачности $8 \div 13$ *мк*. Широкий угол зрения ($15° \times 15°$) прибора дал возможность в какой-то степени осреднить пространственные неоднородности нижней границы облаков. Расстояние до последней легко определялось по радиозонду.

Методика расчета спектров противоизлучения облачного неба аналогичная методике, используемой в работе [5], а исходные значения коэффициентов поглощения взяты из таблиц, приводимых ниже. Расчеты проводились для зенита в предположении, что облако является абсолютно черным излучателем. Полученные результаты приведены на рис. 5 для характерного случая кучево-дождевых облаков (кривая *9*). Здесь теоретические и экспериментальные кривые близки к кривой излучения абсолютно черного тела при температуре нижней границы облачности. Флуктуации яркости определяются неоднородной структурой облака.

При исследовании кучево-слоистых облаков экспериментальные кривые интенсивностей противоизлучения неба лежат значительно ниже теоретических (рис. 5, кривые *4*, *5*), хотя температура нижней границы облачности отличалась всего на 3 и 5° от температуры приземного слоя воздуха соответственно, кстати, последнее обстоятельство исключает влияние альбедо облачного покрова. Это расхождение может быть объяснено следующими двумя причинами:

1) систематическими погрешностями в измерениях, чему, однако, противоречат многократные повторения аналогичных результатов;

2) частичной прозрачностью облачности. В этом случае до прибора доходит излучение от более высоких и, следовательно, холодных слоев облака, соответственно снижается излучательная способность облачности.

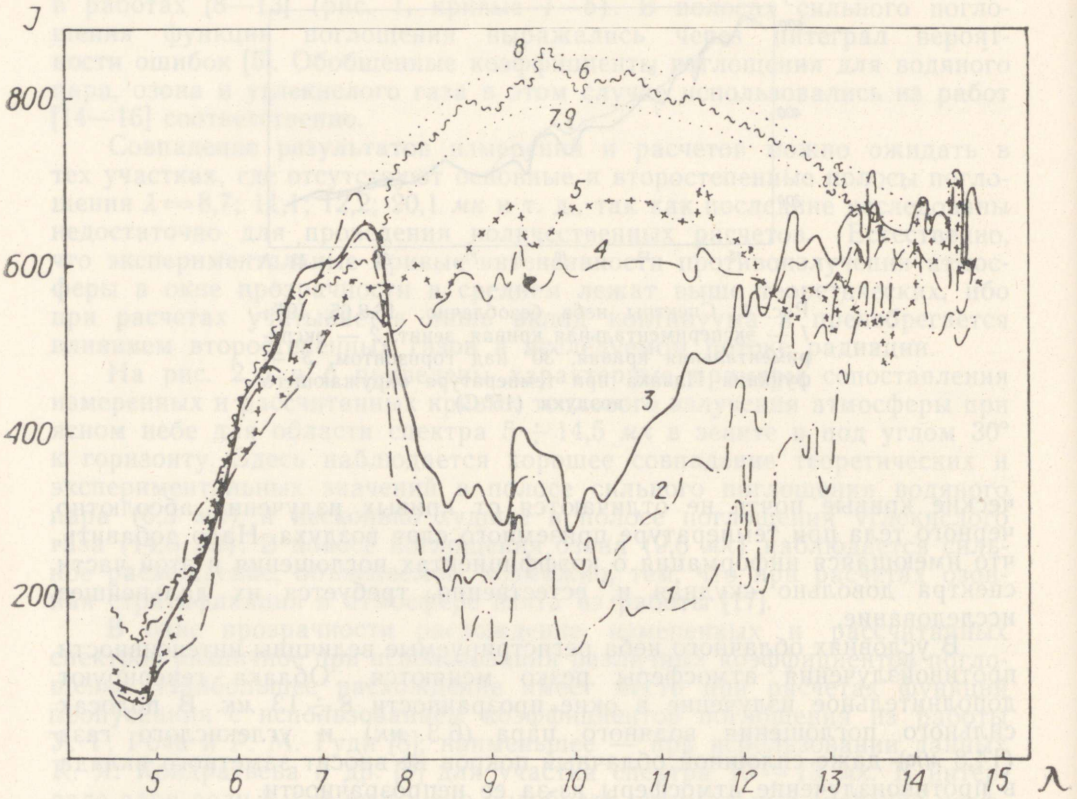


Рис. 5. Спектры неба, зенит. Кривые: *1* — безоблачно, 22.7.65, 05^{00}, $t_{окр} = 15{,}5°$ С, *2* — дымка, 17.7.65, 02^{25}; $t = 17{,}5°$ С; *3* — дымка, 17.7.65, 01^{00}, $t_{окр.} = 17{,}5°$ С; *4* — сплошная облачность. $H = 500$ *м*, 27.7.65, 20^{40}, $t_{окр.}$ $t = 13{,}5°$ С; *5* — сплошная облачность, $H = 1100$ *м*, 29.7.65, 18^{00}, $t_{окр.} = 16{,}5°$ С; *6* — сплошная облачность, $H = 750$ *м*, 23.7.65, 13^{00}, $t_{окр.} = 18°$ С; *7* — функция Планка при $t = 13{,}5°$ С; *8* — функция Планка при $t = 18°$ С; *9* — расчет противоизлучения атмосферы для 23.7.65, 13^{00} (совпадает с кривой *7*).

На рис. 5 приводятся также спектры противоизлучения неба, измеренные в зените в условиях безоблачного неба и дымки (кривые *1—3*). Как видно, появление дымки, полностью закрывающей звезды, при записи спектров в окне прозрачности $8 \div 13$ *мк* характеризуется дополнительным излучением относительно безоблачного неба, однако, не приводит к полной непрозрачности (хорошо видна полоса O_3).

Рис. 6 дает представление о тех высотах, где окружающая температура соответствовала температуре черного излучения, равного по интенсивности зарегистрированному в случае кривой *4* (рис. 5).

К сожалению, отсутствие данных о микроструктуре и вертикальной мощности дымки и облаков не позволили провести подробный количественный анализ.

В случае, если частичная прозрачность облачности подтвердится дальнейшими работами, то она может быть использована, например, для отличения облачности от снежного покрова при измерениях со спутников величин интенсивности уходящего излучения. Действительно, излучение облаков в двух спектральных интервалах различной прозрачности (например, окон $2{,}7 \div 4{,}3$ и $8 \div 13$ *мк*) будут относиться к различным яркостным температурам, в то время, как при визировании на снежный покров полученные результаты будут относиться к одной и

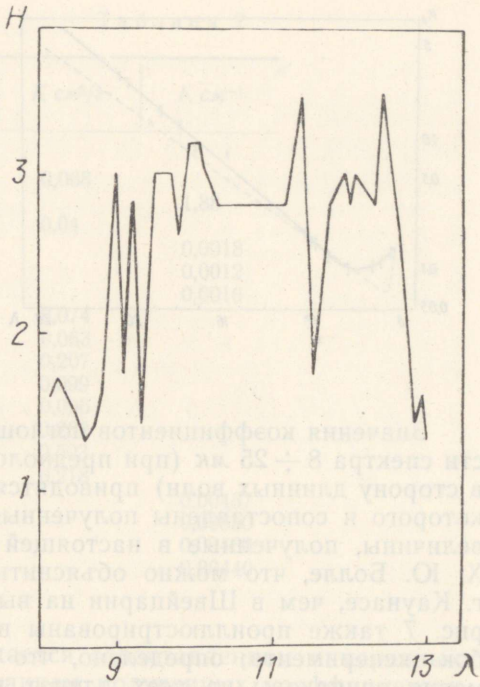


Рис. 6. Значения высот, температура на которых соответствует эквивалентной температуре излучения кривой *4* рис. 5 (27.7.65, 20^{40}).

той же температуре излучателя. Такую разницу нетрудно зарегистрировать.

На основании измеренных спектров противоизлучения атмосферы (при безоблачном небе) были проведены расчеты коэффициентов поглощения для континуума и полос поглощения в окне прозрачности $8 \div 13$ *мк* с целью уточнения методики расчетов спектров противоизлучения атмосферы.

Необходимо отметить, что экспериментальное определение коэффициентов поглощения для второстепенных полос поглощения в области окна прозрачности $8 \div 13$ *мк* почти не проводилось и этот вопрос мало изучен, а приводимые в работе [10] данные являются лишь ориентировочно применимыми к атмосферным условиям. Подобные расчеты для области окна прозрачности $8 \div 13$ *мк* по собственному излучению атмосферы, по-видимому, вообще не проводились. Поэтому большой интерес представляет сопоставление коэффициентов поглощения для континуума, полученных на основе большого статистического материала с данными работ [8—13], а также исследование второстепенных полос поглощения в окне прозрачности $8 \div 13$ *мк*.

На основе методики, приведенной в работе [18] было обработано свыше 100 спектров и рассчитаны значения коэффициентов поглощения для континуума в наиболее прозрачных участках спектра (табл. 1).

Таблица 1

λ *мк*	8,35	8,72	9,08	10,29	11,14	11,70	11,96	12,19	17,8	18,8	20,1	20,5
K *см²/г*	0,145	0,133	0,112	0,097	0,125	0,158	0,190	0,220	1,24	1,68	2,74	3,05

Функция поглощения аппроксимировалась экспонентой, так как для континуума это вполне удовлетворительное представление.

Ширина обсчитываемых спектральных интервалов превосходила спектральную ширину щели измерительной установки. Привязка спектра и идентификации полос поглощения осуществлялись по атласу М. Мижотта и др. [19]. Расчеты проводились главным образом на ЭВМ «Урал-4». Точность полученных значений коэффициентов поглощения водяного пара для континуума, согласно работе [18], составляет 15%. На рис. 1 эти величины (кривая *7*) приводятся в сопоставлении с аналогичными величинами, приведенными в работах [8—13]. Наилучшее совпадение наблюдается с кривой *4*, полученной К. Я. Кондратьевым и др. [9].

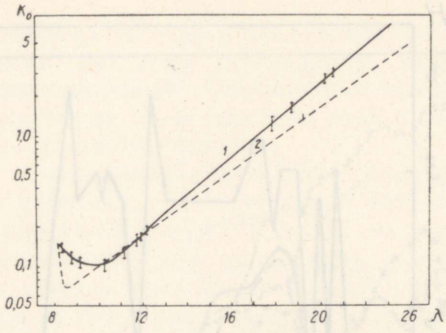


Рис. 7. Значения коэффициентов поглощения для континуума; *1* — результаты настоящей работы с учетом среднеквадратичных ошибок. *2* — аналогичные данные по [11].

Значения коэффициентов поглощения для континуума во всей области спектра $8 \div 25$ *мк* (при предположении их монотонного возрастания в сторону длинных волн) приводятся лишь Х. Ю. Болле [11], с данными которого и сопоставлены полученные результаты (рис. 7). Абсолютные величины, полученные в настоящей работе, несколько больше данных Х. Ю. Болле, что можно объяснить более замутненной атмосферой в г. Каунасе, чем в Швейцарии на высоте 3570 *м* над уровнем моря. На рис. 7 также проиллюстрированы величины среднеквадратичных ошибок эксперимента; определено, что в процентном отношении они примерно одинаковы на всех длинах волн и, как и следовало ожидать, составляют около 15%.

Расчеты коэффициентов поглощения для второстепенных полос поглощения окна прозрачности $8 \div 13$ *мк* выполнялись при следующих условиях:

1. Учитывалось совместное действие континуума и исследуемой полосы.

2. Функции поглощения выбраны экспоненциальными. Это допустимо в данных условиях, так как а) количество поглощающей субстанции и ее давление в небольших слоях атмосферы меняется незначительно относительно некоторых средних значений; б) для вершины полосы поглощения функция поглощения мало зависит от длины волны в пределах спектрального интервала $\Delta\lambda = 0{,}1$ *мк* (учитывая реальное спектральное разрешение использованной аппаратуры).

3. Коэффициенты поглощения рассчитывались для основного излучателя (N_2O, CO_2, H_2O) на длинах волн, соответствующих центрам полос в спектральных интервалах, равных спектральной ширине щели измерительной установки (0,1 *мк*).

4. Влиянием линий поглощения остальных газов в исследуемых спектральных интервалах пренебрегалось. Основной поглотитель выбирался, согласно [19].

Содержание водяного пара в атмосфере определялось радиозондированием, а отношения концентраций CO_2 и N_2O к объему воздуха считались постоянными, соответсвенно равными $3{,}0 \cdot 10^{-4}$ и $2{,}7 \cdot 10^{-7}$ [20].

Окончательные результаты значений коэффициентов поглощения для полос в окне прозрачности $8 \div 13$ *мк* приведены в табл. 2.

Значения коэффициентов поглощения для области спектра $8 \div 13$ *мк*, а также для ряда окон прозрачности в диапазоне длин волн $13 \div 25$ *мк*, вычисленные в настоящей работе из большого числа измерений, могут быть использованы при расчетах спектров теплового излучения атмосферы с разрешением по спектру порядка 0,1 *мк*. Это дает более точные количественные результаты сравнительно с принятыми методами расчетов.

Таблица 2

λ мк	Основной поглотитель	K см²/г	K см$^{-1}$
8,45	H_2O	0,068	
8,59	N_2O		1,88
8,82	H_2O	0,04	
10,49	CO_2		0,0018
10,65	CO_2		0,0012
10,81	CO_2		0,0016
11,34	H_2O	0,074	
11,50	H_2O	0,063	
11,87	H_2O	0,207	
12,02	H_2O	0,099	
12,12	H_2O	0,096	
12,41	H_2O	0,282	
12,53	H_2O	0,503	
12,63	H_2O	0,218	
12,70	CO_2		0,00457
12,81	CO_2		0,00850
12,89	CO_2		0,00460
12,97	CO_2		0,00440

Последнее положение подтверждается сопоставлением измеренных и рассчитанных величин с использованием полученных коэффициентов поглощения для спектра, записанного в г. Ростове-на-Дону (рис. 8) и спектра, полученного в г. Каунасе, не участвовавшего в расчетах коэффициентов поглощения (рис. 9). Новые расчетные кривые точнее описывают спектры противоизлучения атмосферы.

Подводя итоги анализа спектров противоизлучения атмосферы, надо подчеркнуть, что подобного рода исследования подошли к фазе, когда основной задачей можно считать корректное сопоставление измерений с расчетами, базирующимися на строгих теоретических представлениях. Кроме того, несомненный интерес представляет изучение спектров нисходящего и восходящего излучений атмосферы на различных уровнях, а также дальнейшее исследование возможной прозрачности облаков.

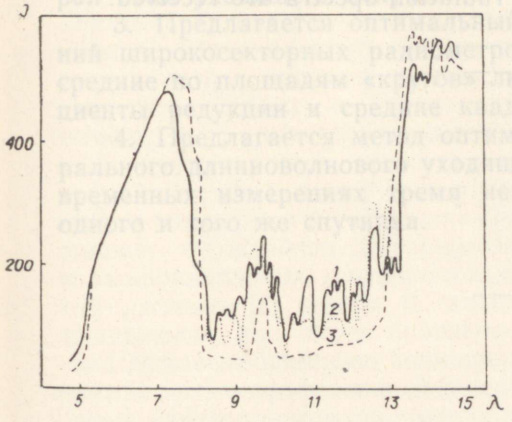


Рис. 8. Спектры неба, зенит, безоблачно, г. Ростов-на-Дону, 16.10.60 07^{00}; *1* — эксперимент; *2* — расчет Ащеулов, Кондратьев, Стыро, *3* — по [21].

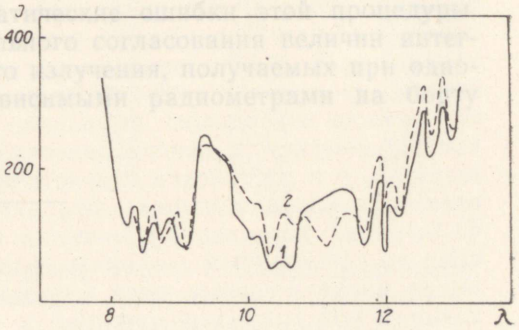


Рис. 9. Спектры неба, зенит, безоблачно, г. Каунас, 18.7.65, 06^{00}; *1* — эксперимент; *2* — расчет Ащеулов, Кондратьев, Стыро.

1. Sloan, R. M., Shaw, J. H., Williams, D., J. Opt. Soc. Amer., **46**, 543, 1956.
2. Bell, E. E., Eisner, L., Young, J., Oetjen, R. A., J. Opt. Soc. Amer., **50**, 1313, 1960.
3. Кондратьев К. Я., Бургова М. П., Ащеулов С. В., Вестник ЛГУ, № 22, 1963.
4. Кондратьев К. Я., Ащеулов С. В., Бургова М. П., Труды V Всесоюзного совещания по актинометрии и атмосферной оптике, М., 1965.
5. Кондратьев К. Я., Ащеулов С. В., Стыро Д. Б. Вестник ЛГУ, серия физики и химии, № 22, 1965.
6. Ascheulov, S. V., Styro, D. B., Symposium on Radiation Processes in the Atmosphere. Leningrad, 5—12 August 1964. Imprime par l'institut Geographique National, N 28, Paris, 1965.
7. Кондратьев К. Я., Актинометрия, Гидрометеоиздат, Л., 1965.
8. Roach, W. T., and Goody, R. M., Quart. Journ. of the Royal Meteorol. Soc., **84**, No. 362, 1958.
9. Кондратьев К. Я., Бадинов И. Я., Ащеулов С. В., Андреев С. Д., Изв. АН СССР, серия физики атмосферы и океана, **1**, № 4, 1965.
10. Кондратьев К. Я., Лучистый теплообмен в атмосфере, Гидрометеоиздат, Л., 1956.
11. Bolle, H.-J., Memoires de la Société Royale des Sciences de Liège, **26**, 1964.
12. Bignell, K., Saiedy, F., Sheppard, P. A., J. Opt. Soc. Amer., **53**, No. 4, 1963.
13. Davis, P. A. and Viezee, W., J. of Geoph. Res., **69**, No. 18; 1964.
14. Wark, D. Q., Yamamoto, G. and Lienesch, T. H., J. Atmosph. Sci., **19**, No. 5, 1962.
15. Elsasser, W. M., Culbertson, M. F., Meteorological Monographs, **4**, No. 23, 1960.
16. Möller, F., Raschke, E., Final Report. Evaluation of TIROS Radiation Data. Ludwig-Maximilians-Universität Meteorologisches Institut, München, 1964.
17. Hanel, R. A., Bandeen, W. R., Conrath, B. J., The Infrared Horizon of the Planet Earth. Goddard Space Flight Center, Greenbelt, M. D., 1962.
18. Кондратьев К. Я., Стыро Д. Б., Ащеулов С. В., Проблемы физики атмосферы. Изд. ЛГУ, вып. 4, 1966.
19. Migeotte, M., Neven, L. and Swensson, J., Memoires de la Société Royale des Sciences de Liège, Special vol. 1, Liège, 1956.
20. Howard, J. N. and Garding, J. S., Infrared Physics, **2**, 155, 1962.
21. Бадинов И. Я., Андреев С. Д., Проблемы физики атмосферы, изд. ЛГУ, вып. 3, 1965.

Abstract

The comparison of measured and calculated sky radiation spectra of clear and cloudy sky are presented. The cloud transparency is analysed. Absorption coefficient values for continuum and absorption bands in atmospheric windows by sky radiation spectra are received.

К. Я. Винников
Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ ИНТЕГРАЛЬНОГО ДЛИННОВОЛНОВОГО УХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ СПУТНИКАХ ЗЕМЛИ

K. Y. Vinnikov
Main Geophysical Observatory, Leningrad

SOME PROBLEMS OF THE ESTIMATION OF RESULTS OF MEASUREMENTS OF INTEGRAL LONG WAVE OUTGOING RADIATION FROM METEOROLOGICAL SATELLITES

1. Исследуется предложенная Л. Р. Ракиповой схема интерпретации данных измерений длинноволнового уходящего излучения радиометрами с неограниченным полем зрения. С помощью этой схемы осуществляется пересчет потоков радиации на уровне метеорологического спутника (w) в величины уходящего излучения на уровне условной верхней границы атмосферы (F_w), средние взвешенные по находящейся в поле зрения прибора части земного шара.

2. Изучается связь между величинами F_w и статистическими характеристиками поля уходящего излучения.

Показано, что широкоугольные радиометры с неограниченным полем зрения при высотах спутника 500, 800 и 1000 *км* улавливают соответственно 74,63 и 55% дисперсии поля уходящего излучения.

Получено, что величины F_w менее всего отличаются (в смысле минимума среднего квадрата ошибки) от величин уходящего излучения средних по площади «круга» с центром в подспутниковой точке имеющего радиус $\varrho_{\text{опт}}$. Значения $\varrho_{\text{опт}}$ при высотах спутника 500, 800 и 1000 *км* соответсвенно равны 750, 1100 и 1400 *км*.

Вычислены случайные ошибки интерпретации данных измерений широкоугольных радиометров, обусловленные статистической структурой поля уходящего излучения.

3. Предлагается оптимальный метод пересчета единичных измерений широкосекторных радиометров в величины уходящего излучения, средние по площадям «кругов» любого радиуса ϱ. Вычислены коэффициенты редукции и средние квадратические ошибки этой процедуры.

4. Предлагается метод оптимального согласования величин интегрального длинноволнового уходящего излучения, получаемых при одновременных измерениях тремя независимыми радиометрами на борту одного и того же спутника.

Ю. А. Шафрин

Центральная аэрологическая обсерватория, Долгопрудный

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОЗОНОСФЕРЫ КАК ИСТОЧНИК ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ В СПУТНИКОВОЙ И НАЗЕМНОЙ ОЗОНОМЕТРИИ

Y. A. Shafrin

Central Aerological Observatory, Dolgoprudny

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THE OZONOSPHERE AS A SOURCE FOR ADDITIONAL INFORMATION IN SATELLITE AND LAND OZONOMETRY

1. Быстрое развитие озонометрической сети и разработка методов спутниковой озонометрии [1] ставят в повестку дня не только использование данных об озоне для научно-исследовательских целей, но и практическое применение этих данных для прогноза погоды. Тем не менее, несмотря на огромное число имеющихся озонометрических данных, детерминированная физико-гидродинамическая обработка их встречается с большими трудностями, обусловленными большой пространственной и временной изменчивостью озона, наличием трудно учитываемых источников и стоков озона и т. д. В такой ситуации вполне естественна постановка статистических разработок озонных полей, не проводившихся еще никем.

Мы рассматриваем статистический подход к проблеме озона как один из двух принципиально различных подходов, пересекающихся в конечном счете в одной точке — гидродинамико-статистическом методе интерпретации озонометрических наблюдений. В определенных условиях статистические характеристики озонных полей являются совершенно необходимой дополнительной информацией как в спутниковой озонометрии (значение статистических данных о метеоэлементах в спутниковой метеорологии показано в работах [2, 3]), так и в интерпретации спутниковых результатов.

Приступая к статистическим исследованиям озонных полей, необходимо установить прежде всего основные структурные характеристики этих полей и возможности их интерпретации. Это сделано в работе [4], где рассчитаны корреляционные и структурные функции полей суммарного озона, авто- и взаимные корреляционные функции вертикального профиля озона и потенциальной температуры, а также временные спектры общего содержания озона. Основные результаты этой работы заключаются в установлении удовлетворительной пространственной и отчасти временной устойчивости статистических рядов озона (что вовсе не являлось очевидным), выявлении аномально малой амплитуды короткопериодических и непериодических возмущений, особенно в южных широтах, и в построении статистически достоверных корреляционных и взаимных корреляционных функций озона. В работе [4] указано, что фильтрация короткопериодических возмущений озона при разложении поля по собственным векторам корреляционной матрицы позволит, очевидно, сделать первые шаги к преодолению больших трудностей, возникающих при гидродинамической и синоптической интерпретации переноса озона и связанных с ним атмосферных движений.

2. Следующим шагом явилось исследование структуры вертикального распределения озона в средних широтах на основе наблюдений эффекта «обращения» в Арозе (Швейцария, 47° с. ш.). Для анализа

выбраны данные о ежедневном вертикальном распределении озона за 1958, 1962 и 1963 гг., рассчитанные в девяти слоях от 0 до 50 *км* по известной схеме Дютша [5]. Диапазоны высот для всех девяти слоев приведены в работе [5].

Все статистические характеристики мы рассчитали раздельно для трех сезонов, следуя классификации Р. Божкова [6], а именно: зимне-весеннего (январь—апрель), когда изменчивость и общее содержание озона максимальны, летнего (май—сентябрь), когда суммарный озон убывает и осеннего (октябрь—декабрь) ,когда содержание озона минимально. Исследование влияния годового хода озона на вычисленные характеристики показало, что такое деление года на сезоны, по-видимому, является оптимальным с точки зрения сведения эффекта годового хода к минимуму.

В зависимости от сезона удалось обработать от 270 до 450 отдельных измерений вертикального профиля озона, из них, по-видимому, 50—80 независимых. Следовательно, согласно критериям, принятым в метеорологии, полученные статистические характеристики могут считаться в достаточной мере репрезентативными.

Не останавливаясь на анализе полученных корреляционных матриц, рассмотрим основные свойства ортонормированных систем собственных векторов и собственных чисел всех матриц. Как известно, собственные числа являются дисперсиями соответствующих коэффициентов разложения T_{th}

$$q(t, m) = \bar{q}(m) + \sum_{h=1}^{9} T_{th} r_h(m),$$

где t — индекс дня наблюдения, m — индекс слоя, h — номер вектора, $r_h(m)$ — собственный вектор, $\bar{q}(m)$ — среднее парциальное давление озона за сезон, $q(t, m)$ — парциальное давление озона в слое.

В табл. 1 представлены суммы собственных чисел λ_i корреляционных матриц и доли σ суммарной дисперсии разложения, описывающие точность представления всей совокупности рассмотренных полей одним, двумя и т. д. собственными векторами.

Таблица 1

n	Январь—апрель		Май—сентябрь		Октябрь—декабрь	
	$\sum_{i=1}^{n} \lambda_i$	σ (%)	$\sum_{i=1}^{n} \lambda_i$	σ (%)	$\sum_{i=1}^{n} \lambda_i$	σ (%)
1	1609,0	70,8	715,9	65,5	601,0	54,5
2	2029,3	89,3	909,7	83,2	904,7	82,1
3	2172,8	95,7	1019,8	93,2	1004,2	91,1
4	2215,1	97,5	1052,9	96,3	1070,3	97,1
5	2246,7	98,9	1082,7	99,0	1088,9	98,8
6	2259,6	99,5	1091,3	99,8	1097,6	99,6
7	2269,2	99,9	1093,0	99,9	1100,3	99,9
8	2271,0	100,0	1093,6	100,0	1101,7	100,0
9	2271,5	100,0	1093,7	100,0	1101,8	100,0

Первые собственные векторы, формирующие основное колебание вертикального профиля озона, описывают в зависимости от сезона 70,8, 65,5 и 54,5% суммарной дисперсии, вторые соответственно 18,5, 17,7, 27,6%, третьи — 6,4, 10,0 и 9,0%. На рис. 1 и 2 показаны три первых и девятый векторы для всех сезонов. Сопоставляя рисунки с данными таблицы диапазонов [5], а также результатами теоретических расчетов переноса озона [7, 8], мы приходим к следующим выводам.

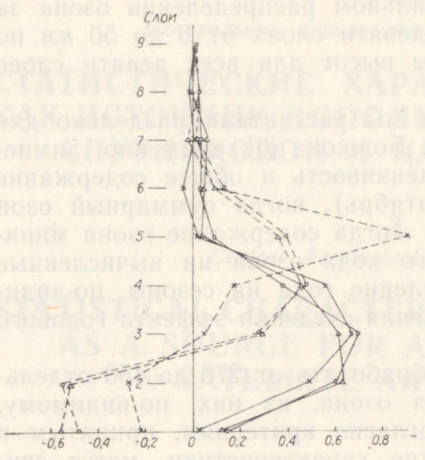


Рис. 1. Первый (——) и второй (— —) собственные векторы вертикального профиля озона для зимне-весеннего (○), летнего (△) и осеннего (×) сезонов.

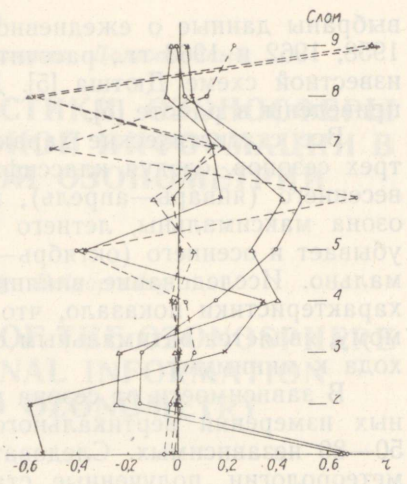


Рис. 2. Третий (——) и девятый (— —) собственные векторы вертикального профиля озона для зимне-весеннего (○), летнего (△) и осеннего (×) сезонов.

Первые собственные векторы трех корреляционных матриц описывают колебание, целиком обусловленное циркуляционными процессами в стратосфере ниже 24 *км*. Характерно исключительное подобие этих векторов, которое трудно было ожидать для такой изменчивой атмосферной компоненты, как озон. Пятый слой является четкой границей мощного циркуляционного максимума нижней стратосферы, а в седьмом слое находится область слабого вторичного максимума, подтверждающая нашу гипотезу [8] о наличии здесь довольно сильной ветви меридионального переноса. Существенно, что в зимне-весенний сезон циркуляционная компонента составляет 71% всего колебания относительно среднего, на 5% превосходя летнюю долю и на 16% — осеннюю. Летом и особенно осенью существенным становится второй вектор, описывающий весьма интересное колебание с четко выраженным качественным различием между тропосферой и стратосферой. В тропосфере его можно интерпретировать, как результат вертикальных движений, обусловливающих отчасти отрицательную корреляцию озона с температурой верхней тропосферы, в то время как в стратосфере второй вектор связан, по-видимому, с турбулентным переносом, весьма постоянным зимой, весной и летом и резко возрастающим в области главного максимума осенью. Следует подчеркнуть, что результаты, полученные нами эмпирически, хорошо согласуются с оценками эффекта турбулентной диффузии, приведенными в работе [9] — и в отношении величины эффекта, и в отношении высот, на которых он проявляется. Роль стратосферных вертикальных движений безусловно отражена в первом собственном векторе всех матриц. Что касается третьего вектора, описывающего 6—10% суммарной дисперсии, то, по всей видимости, он выражает колебания средней меридиональной циркуляции, что подтверждается закономерным и характерным изменением вектора с сезоном: пологий зимний максимум летом раздваивается, а затем образовавшаяся ложбина еще более углубляется.

С увеличением номера собственного числа сезонное расхождение между векторами каждой матрицы растет, причем особенно сильно выделяются векторы третьего сезона. Это и позволяет идентифицировать с первой, второй и третьей собственной функцией рассмотренные нами динамические процессы в стратосфере (и отчасти в тропосфере).

Векторы с большим номером собственного значения обычно не интерпретируются авторами, однако в наших расчетах обнаружилось ярко выраженное возрастание колебания координат вектора с увеличением высоты слоя, характерное в течение всего года только для восьмого и девятого вектора. После нанесения девятых собственных функций на график (рис. 2) выявилось исключительное подобие осенних и летних векторов, в противовес ситуации, имевшей место для первых трех векторов. Эта аномалия, по-видимому, обусловлена возмущающим действием внеатмосферного или локального атмосферного агента, например, водяного пара.

Полученные нами результаты могут служить отправной точкой при оптимальной параметризации озонного профиля для целей спутниковой озонометрии. Забегая вперед, укажем, что представление полей суммарного озона и вертикальных профилей озона малым числом членов ряда может производиться успешнее, чем та же операция для других параметров, — в силу исключительно быстрой сходимости ряда для озона (табл. 1).

3. Мы рассчитали временные функции суммарного озона и парциального давления в ряде слоев. На рис. 3 показаны примеры нормированных временных корреляционных функций вертикального профиля озона, рассчитанных по формуле

$$m_H(\tau) = \overline{x'(t)x'(t+\tau)} / \overline{x'^2(t)},$$

где t — произвольный момент времени в пределах исследуемого интервала, τ — расстояние по оси времени (в днях), x' — отклонение данной характеристики озона от среднего сезонного. Из рис. 3 видно, что вре-

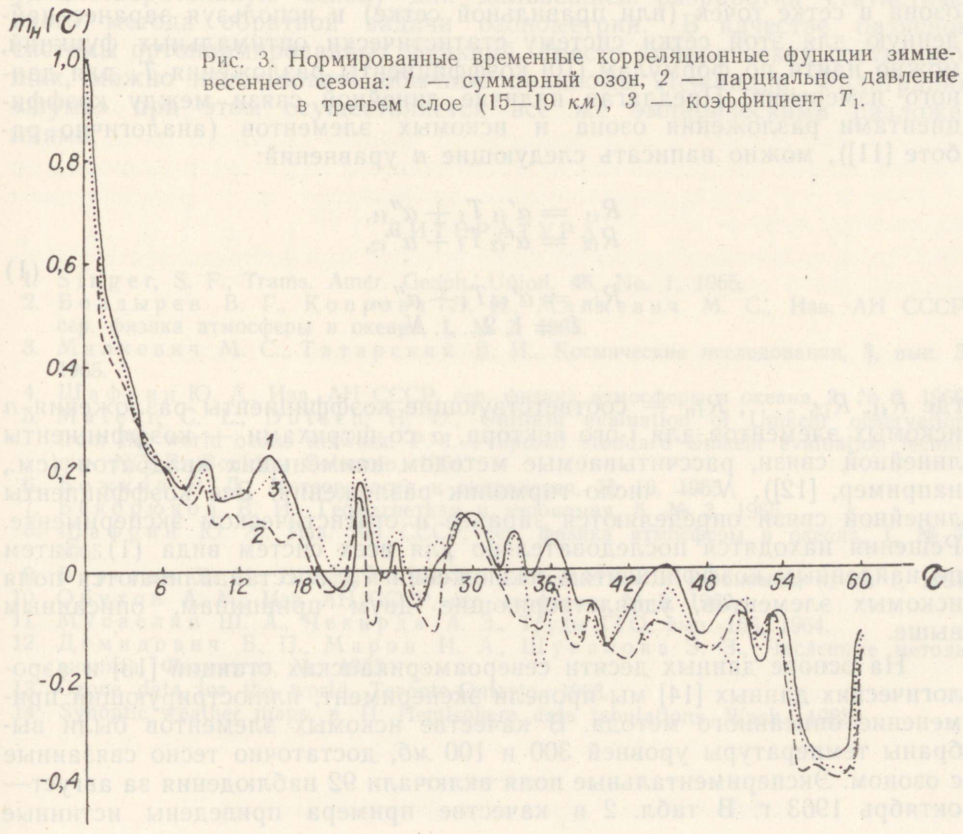


Рис. 3. Нормированные временные корреляционные функции зимне-весеннего сезона: *1* — суммарный озон, *2* — парциальное давление в третьем слое (15—19 *км*), *3* — коэффициент T_1.

менные функции суммарного озона почти во всех деталях повторяют ход функции парциального давления в третьем слое. Примечательно также совпадение зимней временной функции $T_1(t)$, рассчитанной по формуле

$$m_H(\tau) = \overline{T_1(t)\,T_1(t+\tau)}\,/\,\overline{T_1^2(t)}.$$

4. Рассмотрим вопросы статистической интерпретации измеряемых со спутников и наземными средствами полей суммарного озона. Сформулируем два основных принципа, положенных в основу предлагаемого статистического метода расчета некоторых атмосферных параметров по измеренному полю общего содержания озона.

Короткопериодические и непериодические возмущения суммарного озона, обусловленные тропосферными и солнечными воздействиями, имеют малую амплитуду (это утверждение обосновано в работе [4]). Следовательно, консервативная компонента колебаний общего содержания озона в слое ниже 25 *км*, формируемая циркуляционными процессами и сопутствующими термобарическими перестройками, может быть выделена с помощью оптимальной параметризации озонных полей небольшим числом основных «гармоник» разложения в ряд по эмпирическим ортогональным составляющим [10]. Аналогично отсекаются «шумовые» флуктуации полей измеряемых элементов.

Устанавливается линейная связь между коэффициентами при эмпирических функциях озона и рассчитываемых элементов; каждый из коэффициентов описывает одновременно все поле исследуемого элемента, при этом оптимальным способом учитывается совокупное влияние сразу всех точек поля.

Измеряя со спутника или наземными средствами поле суммарного озона в сетке точек (или правильной сетке) и используя заранее найденную для этой сетки систему статистически оптимальных функций, можно найти по формулам [10] коэффициенты разложения T_i для данного измерения. Предлагая наличие линейной связи между коэффициентами разложения озона и искомых элементов (аналогично работе [11]), можно написать следующие n уравнений:

$$\begin{aligned} R_{i1} &= \alpha'_{i1}\,T_i + \alpha''_{i1}, \\ R_{i2} &= \alpha'_{i2}\,T_i + \alpha''_{i2}, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \\ R_{in} &= \alpha'_{in}T_i + \alpha''_{in}, \\ i &= 1, 2, \ldots N, \end{aligned} \qquad (1)$$

где $R_{i1}, R_{i2}, \ldots, R_{in}$ — соответствующие коэффициенты разложения n искомых элементов для i-ого вектора, α со штрихами — коэффициенты линейной связи, рассчитываемые методом наименьших квадратов (см., например, [12]), N — число гармоник разложения. Все коэффициенты линейной связи определяются заранее в статистическом эксперименте. Решения находятся последовательно для всех систем вида (1). Затем по найденным коэффициентам разложения R_{ik} восстанавливаются поля искомых элементов, удовлетворяющие двум принципам, описанным выше.

На основе данных десяти североамериканских станций [13] и аэрологических данных [14] мы провели эксперимент, иллюстрирующий применение описанного метода. В качестве искомых элементов были выбраны температуры уровней 300 и 100 *мб*, достаточно тесно связанные с озоном. Экспериментальные поля включали 92 наблюдения за август—октябрь 1963 г. В табл. 2 в качестве примера приведены истинные

Таблица 2

300 мб						100 мб					
12 августа		12 сентября		12 октября		12 августа		12 сентября		12 октября	
$T^{\text{ист}}$	T'	$T^{\text{ист}}$	T'	$T^{\text{ист}}$	T'	$T^{\text{ист}}$	T'	$T^{\text{ист}}$	T'	$T^{\text{ист}}$	T'
1,0	—0,2	—0,3	—2,3	—3,3	—1,8	1,4	1,0	—1,1	—0,6	—0,8	—1,3
3,3	6,9	1,2	1,3	—8,0	2,6	2,8	0,8	2,7	3,7	5,7	3,2
0,5	10,8	3,2	4,0	—7,5	—7,1	3,4	2,4	—1,4	0,2	0,1	—2,4
4,6	—1,0	—2,7	—3,3	—3,8	—4,4	2,2	0,5	2,3	2,2	—0,3	0,7
5,2	10,9	4,7	4,5	—4,3	—3,2	3,3	3,4	0,2	—2,1	1,7	2,2
1,4	4,8	0,6	1,3	—5,0	1,0	0,8	1,4	1,3	1,5	—0,2	—0,8
—4,7	3,6	4,0	1,9	—5,0	—4,7	9,1	5,0	—3,2	—4,5	1,8	—1,5
3,0	0,9	—3,2	—2,6	—2,2	—3,2	0,0	—1,7	—0,7	2,6	0,1	1,7
—1,0	—3,7	1,6	2,9	—4,1	—2,2	5,1	3,0	—0,7	0,1	0,4	—0,2
4,8	8,9	3,4	2,2	1,6	3,0	—0,2	—2,0	—2,9	—3,0	3,5	5,4

($T^{\text{ист}}$) и рассчитанные (T') отклонения температур от нормы на всех станциях для трех дат — 12 августа, сентября и октября 1963 г. Расчетные данные за 12 сентября лучше других согласуются с экспериментом; 12 августа совпадение значительно хуже (особенно по модулю), что связано с большой амплитудой колебаний суммарного озона и температур в этот день. Большинство рассчитанных отклонений по модулю превосходит истинные, подходя к ним в ряде случаев довольно близко. В целом, рассчитанные и истинные отклонения всего в 14 случаях из 60 имеют разные знаки (главным образом для малых отклонений), что следует признать удовлетворительным на данном этапе.

Хотя по трем численным экспериментам, проведенным зависимым образом, т. е. на основе расчетной выборки, трудно делать окончательные выводы, можно полагать, что полученные результаты образуют удовлетворительную основу для дальнейшей разработки статистического метода обратной задачи озонометрии. В качестве базисной системы ортонормированных функций, вместо эмпирических составляющих, можно использовать обычные полиномы Лежандра. Фильтрация «шума» при этом осуществляется все же эмпирическими разложениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Singer, S. F., Trams. Amer. Geoph. Union, **46**, No. 1, 1965.
2. Болдырев В. Г., Копрова Л. И., Малкевич М. С., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, **1**, № 7. 1965.
3. Малкевич М. С., Татарский В. И., Космические исследования, **3**, вып. 3, 1965.
4. Шафрин Ю. А., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, **2**, № 6, 1966.
5. Mateer, C. L., Dütsch, H. U., Uniform evaluation of Umkehr observation from the world ozone network. P. I. Proposed standard Umkehr evaluation technique. NCAR, Boulder, Colorado, 1964.
6. Божков Р. Д., Метеорология и гидрология, № 10, 1965.
7. Бекорюков В. И., Геомагнетизм и аэрономия, **5**, № 3, 1965.
8. Шафрин Ю. А., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, **1**, № 7, 1965.
9. Березин В. М., Шафрин Ю. А., Геомагнетизм и аэрономия, **4**, № 1, 1964.
10. Обухов А. М., Изв. АН СССР, сер. геофизич., № 3, 1960.
11. Мусаелян Ш. А., Чекирда А. З., Труды ГГО, вып. 166, 1964.
12. Демидович Б. П., Марон И. А., Шувалова Э. З., Численные методы анализа, Физматгиз, М., 1962.
13. Ozone data for the world, Toronto-Ontario, 1963.
14. Synoptic weather maps, p. II. Hemisphere data tabulations, Wash., 1963.

А. А. Дмитриев, Т. В. Евневич
Московский государственный университет

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ РЕК СО СПУТНИКОВ

A. A. Dmitriev, T. V. Yevnevich
Moscow State University

THE MODELLING OF THE PROBLEM OF DETERMINING THE TEMPERATURE OF RIVERS FROM SATELLITES

Узкоугольные измерители радиации, установленные на спутниках, получают лучистую энергию с территории, значительно большей, чем ширина реки. В связи с этим появляется необходимость определения энергетической яркости теплового излучения ленты реки для того, чтобы можно было определить ее температуру.

На основании работ [1, 2] нами был произведен эксперимент, в котором измерялась яркость узкой белой полосы на однородном темном фоне с помощью сканирующего приемника радиации, обладавшего полем зрения несколько большим по диаметру, чем ширина полосы (рис. 1). В результате измерений было получено колоколообразное распределение яркости вместо истинного П-образного. Вершина максимума оказалась снижена, а ширина пятна увеличена (рис. 2).

Требовалось определить истинную яркость полосы I_0, моделирующей реку, известной ширины $2a$, если сглаженная кривая имеет полуширину b и максимальную яркость $\tilde{I}_{\max}$. Под полушириной мы понимаем половину расстояния между точками, имеющими яркость $^1/_2 \tilde{I}_{\max}$.

Согласно упомянутой выше теории, для восстановления истинной яркости, так же как и для определения формы светового пятна, необходимо знание распределения чувствительности $k(\psi - \varphi)$ в зависимости от угла $\psi - \varphi$ между направлением визирования ψ и направлением падающего луча φ.

Пусть сглаженное распределение яркости можно представить в виде разложения в ряд Фурье

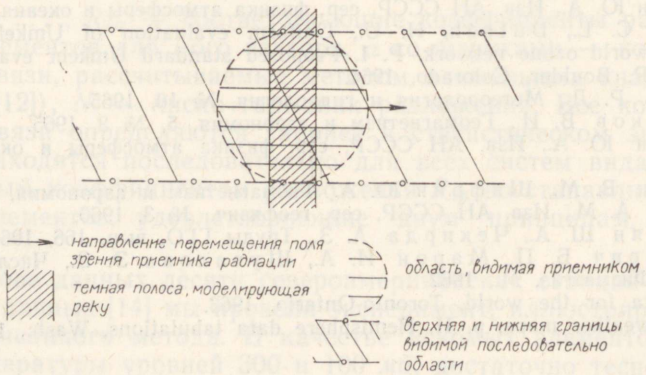


Рис. 1. Схема поля зрения приемника радиации.

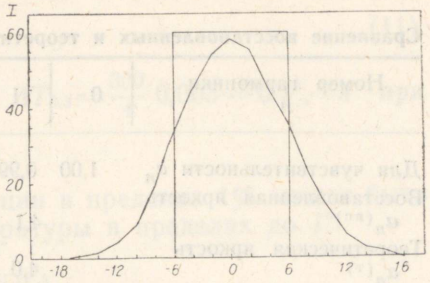


Рис. 2. Распределение истинной яркости и измеренной сглаженной.

$$I(\Psi) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos n\Psi + B_n \sin n\Psi), \tag{1}$$

причем распределение чувствительности имеет вид

$$k(\psi - \varphi) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos n \frac{\pi}{\omega} (\psi - \varphi), \tag{2}$$

где ω — угол, из которого приемник может получать световую энергию.

Тогда искомое поле яркости может быть представлено в виде разложения

$$I(\psi) = \frac{a_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos m\psi + \sum_{m=1}^{\infty} \beta_m \sin m\psi, \tag{3}$$

где неизвестные коэффициенты a_m и β_m могут быть вычислены по заданным A_i, a_i и ω с помощью следующих формул:

$$a_n = 2\omega \cdot A_n \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} a_m \left[\frac{\sin\left(\frac{m\pi}{\omega} + n\right)\omega}{\frac{m\pi}{\omega} + n} + \frac{\sin\left(\frac{m\pi}{\omega} - n\right)\omega}{\frac{m\pi}{\omega} - n} \right] \right\}^{-1}, \tag{4а}$$

$$\beta_n = 2\omega \cdot B_n \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} a_m \left[\frac{\sin\left(\frac{m\pi}{\omega} + n\right)\omega}{\frac{m\pi}{\omega} + n} + \frac{\sin\left(\frac{m\pi}{\omega} - n\right)\omega}{\frac{m\pi}{\omega} - n} \right] \right\}^{-1}. \tag{4б}$$

Теоретическое значение коэффициента для П-образной кривой

$$a_n^{(т)} = (2I_0/\pi)(\sin n\Omega)/n, \tag{5}$$

где в нашем случае $\Omega = 6°$, так как ширина полосы была 12°, $I_0 = 60$ условных единиц.

Коэффициенты разложения в ряд кривой чувствительности a_n и восстановленной истинной яркости $a_n^{(вс)}$ наряду с теоретическими значениями $a_n^{(т)}$ (приведены в табл. 1).

Сравнение 2-й и 3-й строк таблицы показывает удовлетворительное совпадение восстановленных и теоретических значений гармоник истинной кривой. Расхождение имеет порядок величины нескольких процентов, что соответствует точности применявшейся аппаратуры. С ростом номера гармоники намечается увеличение относительных ошибок. Так, например, для 1-ой и 12-й гармоник соответственно имеем

$$\frac{4{,}1 - 4{,}0}{4{,}0} \cdot 100 = 2{,}5\% \quad \text{и} \quad \frac{3{,}3 - 3{,}06}{3{,}06} \cdot 100 = 7{,}8\%.$$

Таблица 1

Сравнение восстановленных и теоретических коэффициентов разложения в ряд Фурье

Номер гармоники n	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Для чувствительности a_n	1,00	0,995	0,98	0,97	0,935	0,895	0,865	0,825	0,78
Восстановленная яркость $a_n^{(вс)}$		4,1	4,1	4,0	4,0	3,9	3,8	3,8	3,6
Теоретическая яркость $a_n^{(т)}$		4,0	3,96	3,9	3,86	3,82	3,70	3,66	3,56

	9	10	11	12	13	14	15	20
a_n	0,76	0,80	0,68	0,64	0,64	0,75	0,62	0,31
$a_n^{(вс)}$	3,5	3,4	3,3	3,3	3,0	2,7	2,6	1,81
$a_n^{(т)}$	3,40	3,28	3,18	3,06	2,88	2,72	2,57	1,7

Для оценки истинной яркости нет необходимости определять все коэффициенты разложения, а принципиально говоря, достаточно воспользоваться одним. Тогда из формулы (5) легко найти

$$I_0 = \pi a_n n/2 \sin n\Omega, \tag{6}$$

где

$$a_n = (a_0/a_n) A_n, \tag{7}$$

причем ошибка Δa_n связана с ошибкой измерения сглаженной кривой ΔA_n соотношением

$$\Delta a_n = (a_0/a_n) \Delta A_n. \tag{8}$$

Чем меньше номер гармоники, тем меньше ошибка восстанавливаемой гармоники. Поэтому, подставляя выражение (7) в формулу (6), мы получили формулу

$$I_0 = \pi a_0 A_n n/2a_n \sin n\Omega, \tag{9}$$

которую использовали для вычисления I_0 по первым пяти гармоникам. Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Сравнение восстановленной истинной яркости с теоретической

Номер гармоники	1	2	3	4	5	Среднее из 5
Восстановленная яркость $I_0^{(вс)}$	60,7	59,8	57,5	61,0	60,0	59,8
Ошибка 100 $(I_{0(вс)} - I_0)/I_0$	1,2	—0,3	—4,2	1,7	0,0	—0,3

Из второй строки табл. 2 видно, что средняя из расчетов по 5-ти коэффициентам отличается от истинной лишь на 0,3%, а наибольшее отклонение составляет 4%. Приведенные оценки позволяют считать допустимым использование данного метода [1] для восстановления истинного поля яркости. Температура реки связана с энергетической яркостью по закону Стефана—Больцмана.

Какова же точность оценок температуры, если оценка яркости имеет относительную ошибку ε?

Исходя из закона Стефана—Больцмана

$$\varepsilon = \Delta I/I = \Delta(\sigma T^4)/\sigma T^4 = 4\Delta T/T, \tag{10}$$

имеем

$$\Delta T = T\varepsilon/4, \qquad (11)$$

что при $T = 300°$ и $\varepsilon = 0{,}003$ дает $\Delta T_{0.3} = \frac{300}{4}\,0{,}003 = 0{,}2°$, а при $\varepsilon = 0{,}04$ получаем $\Delta T_4 = \frac{300}{4}\,0{,}04 = 3°$.

Уже при точности измерений радиации в пределах 1% может быть достигнута точность определения температуры в пределах до 1°.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев А. А., ДАН СССР, № 5, 147, 1962.
2. Дмитриев А. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Наука», 1964, стр. 59.
3. Дмитриев А. А., Труды Университета «Дружба народов» им. Лумумбы, физика, вып. 2, 1965.

Н. И. Бурангулов

Ленинградский государственный университет

ВЛИЯНИЕ УХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОРБИТЫ ИСЗ

N. I. Burangulov

Leningrad State University

INFLUENCE OF THE OUTGOING RADIATION ON THE ORBIT OF THE ARTIFICIAL SATELLITE OF THE EARTH

1. Вначале рассматривается воздействие прямой солнечной радиации на элементы орбит ИСЗ и оценивается вклад прямой радиации в изменение элементов орбит по сравнению с сопротивлением атмосферы.

2. Рассматривается альбедо системы Земля — атмосфера и его широтное распределение по земному шару. Анализируются данные по альбедо Земли как целому и влияние облачности на величину альбедо. Оцениваются результаты измерения радиации со спутников «Тайрос».

3. Изучается влияние уходящего излучения на вековые изменения элементов орбит ИСЗ. Исследуется ряд приближенных моделей излучения и вычисляются вековые возмущения T (периода орбиты) и e (эксцентриситета). Делается вывод о необходимости принимать во внимание уходящую радиацию при расчетах плотности атмосферы по данным измерения элементов ИСЗ.

А. А. Дмитриев, Р. Г. Инджгиа
Московский государственный университет

РАСЧЕТ ИСТИННОЙ ЯРКОСТИ ПО СГЛАЖЕННОЙ

A. A. Dmitriev, R. G. Indzgia
Moscow State University

THE CALCULATION OF THE REAL BRIGHTNESS BY SMOOTHENED ONE

Развитие аппаратуры для измерения полей лучистой энергии ставит новые задачи в области интерпретации получаемой информации. Наличие различной апертуры приемников излучения и зависимости чувствительности от угла падения луча осложняют градуировку приборов.

В данной работе А. А. Дмитриевым предложены некоторые упрощенные расчетные схемы, по которым Р. Г. Инджгиа осуществил ряд численных экспериментов на ЭВМ, причем ему удалось показать, что при соблюдении условий применимости соответствующих схем восстановление полей осуществляется с большой точностью.

§ 1. О СРАВНЕНИИ ДВУХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ПОЛЯ ЯРКОСТИ С РАЗЛИЧНЫМИ ТЕЛЕСНЫМИ УГЛАМИ

При градуировке приемника лучистой энергии, воспринимающего радиацию из телесного угла ω, по прибору с телесным углом Ω можно поставить одну из двух задач:

1. При визировании однородной светящейся поверхности оба прибора будут показывать одну и ту же величину яркости.
2. При попадании в оба прибора одинаковых потоков лучистой энергии их показания будут одинаковы.

Фактически прибор воспринимает лучистую энергию, идущую под разными углами с различной чувствительностью K_ω или соответственно K_Ω.

Пусть эталонный прибор имеет переводный множитель C_Ω. Тогда сглаженная интенсивность $\tilde{I}$ излучения в зависимости от силы тока i, вызываемой облучением $I(\vartheta, \psi)$, определится соотношением

$$\tilde{I}(\Theta, \Psi) = C_\Omega i = \int_0^\pi d\vartheta \int_0^{2\pi} K_\Omega(\Theta, \Psi, \vartheta, \psi) \cdot I(\vartheta, \psi) d\psi. \qquad (1)$$

Условие, что при однородном поле яркости сглаженная интенсивность равна истинной и дает

$$\int_0^\pi d\vartheta \int_0^{2\pi} K_\Omega(\Theta, \Psi, \vartheta, \psi) d\psi = 1. \qquad (2)$$

Аналогичное (2) условие должно иметь место для градуируемого прибора.

Если направить оба прибора на одну и ту же равномерно светящуюся поверхность, то условие одинаковой истинной и сглаженной яркости при однородном поле дает

$$\tilde{I}(\Theta, \Psi) = \text{const} = C_\Omega \cdot i_\Omega = C_\omega i_\omega. \qquad (3)$$

Из (3) легко найти переводный множитель

$$C_\omega = C_\Omega \cdot i_\Omega / i_\omega. \tag{4}$$

Пусть теперь экран имеет медленно меняющееся распределение яркости в зависимости от зенитного расстояния Θ и азимута Ψ. В каждой точке экрана имеется своя истинная яркость $I(\vartheta, \psi)$. Введем вспомогательные функции

$$u(\vartheta, \psi) = I(\vartheta, \psi) \cdot \sin \vartheta, \tag{5а}$$

$$U(\Theta, \Psi) = I(\Theta, \Psi) \cdot \sin \Theta. \tag{5б}$$

Тогда измерения, по меньшей мере в 9-ти правильно расположенных точках по эталону и по сравниваемому прибору, дадут возможность вычислить вторые производные, а по ним истинные яркости в центральной точке визирования [2]

$$u(\Theta, \Psi) \equiv U_\Omega(\Theta, \Psi) - \partial^2 U_\Omega / 4t \partial \Theta^2 - \partial^2 U_\Omega / 4t \sin^2 \Theta \partial \Psi^2. \tag{6}$$

Для контролируемого прибора будем предполагать тот же вид кривой распределения чувствительности, что и для эталона, однако со своим значением параметра затухания $t_\omega = \tau$

$$K_\omega(\Theta, \Psi, \vartheta, \psi) = (\tau \sin \Theta / \pi) \exp\{-\tau[(\vartheta - \Theta)^2 + (\psi - \Psi)^2 \sin^2 \Theta]\}, \tag{7}$$

причем сглаженная функция может быть записана в виде

$$C_\omega i_\omega = U_\omega(\Theta, \Psi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} K_\omega(\Theta, \Psi, \vartheta, \psi) u(\vartheta, \psi) d\vartheta \, d\psi, \tag{8}$$

где i_ω измеренная сила тока, а C_ω — неизвестный множитель.

Заменим в (6) $U_\Omega(\Theta, \Psi)$ на $C_\Omega \cdot i_\Omega$ и будем считать, что оба прибора должны давать одинаковую истинную яркость и соответственно величину $u(\Theta, \Psi)$ при одинаковых углах визирования.

Тогда по (6) и (8)

$$C_\Omega i_\Omega - \frac{1}{4} \frac{C_\Omega}{t} \left[\frac{\partial^2 i_\Omega}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 i_\Omega}{\partial \Psi^2} \right] =$$

$$= C_\omega i_\omega - i_\omega - \frac{1}{4} \frac{C_\omega}{\tau} \left[\frac{\partial^2 i_\omega}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \Theta} \frac{\partial^2 i_\omega}{\partial \Psi^2} \right], \tag{9}$$

где в левой части все известно.

Достаточно произвести определения сил тока их производных для двух точек визирования (т. е. измерения делаются в 12 точках), чтобы из двух уравнений вида (9) найти переводный множитель C_ω и параметр остроты чувствительности τ.

Параметр τ может быть также найден по расстоянию от центра кривой чувствительности до точки, где чувствительность уменьшается в 2 раза. Тогда

$$\tau = \ln 2 / l^2,$$

причем, если полуширина для сглаженного поля равна l_γ, а для истинного l_I, то по работе [3] приближенно

$$l^2 = l_\gamma^2 - l_I^2. \tag{10}$$

При тарировке по потоку необходимо, чтобы оба прибора имели заданное распределение чувствительности, соответствующее закону косинуса. Тогда контрольный и исследуемый приборы дадут

$$C_\Omega i_\Omega = f_\Omega(\Theta, \Psi) = \iint_\Omega I(\vartheta, \psi) \cos \vartheta \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi, \tag{11а}$$

$$C_\omega i_\omega = f_\omega(\Theta, \Psi) = \iint\limits_\omega I(\vartheta, \psi)\cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi. \qquad (11б)$$

При визировании на достаточно большую однородно светящуюся поверхность, когда

$$I(\vartheta, \psi) = \text{const.}$$

имеем

$$\frac{C_\Omega i_\Omega}{C_\omega i_\omega} = \frac{\iint\limits_\Omega \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi}{\iint\limits_\omega \cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\psi}, \qquad (12)$$

откуда искомый переводный множитель

$$C_\omega = \frac{i_\Omega}{i_\omega} C_\Omega \frac{\iint\limits_\omega d\sin^2\vartheta\, d\psi}{\iint\limits_\Omega d\sin^2\vartheta\, d\psi}, \qquad (13)$$

причем для конкретных форм области интегрирования выражение (13) существенно упрощается. Так например, для кругового отверстия

$$C_\omega = i_\Omega C_\Omega \sin^2\omega / i_\omega \sin^2\Omega. \qquad (14)$$

Вторым способом тарировки по потоку, применимым при телесных углах приборов, лишь немного больших телесного угла, под которым видно Солнце, является одновременное визирование на Солнце. Тогда пренебрегая яркостью околосолнечного ореола в обоих приборах, получаем поток, практически идущий из одного телесного угла. При этом по (11а) и (11б) должно иметь место равенство

$$C_\Omega i_\Omega = C_\omega i_\omega, \qquad (15)$$

откуда

$$C_\omega = C_\Omega i_\Omega / i_\omega. \qquad (16)$$

Для градуирования по интенсивности приборов с разными телесными углами простое визирование на Солнце не годится. При желательности использовать во время тарировки солнечные лучи, как то принято в актинометрии, можно основываться на апроксимации яркости солнечного диска зависимостью вида

$$I(\vartheta, \psi) \approx I(\Theta_0, \Psi_0) \cdot \exp\left[-a^2(\vartheta - \Theta_0)^2 - b^2 \sin^2\Theta (\psi - \Psi_0)^2\right]. \qquad (17)$$

Тогда приемник с распределением чувствительности

$$K(\vartheta - \Theta, \psi - \Psi) =$$
$$= a_1 a_2 \sin\Theta \pi^{-1} \exp\left[-a_1^2(\vartheta - \Theta)^2 - a_2^2 \sin^2\Theta (\psi - \Psi)^2\right] \qquad (18)$$

даст сглаженную интенсивность

$$\tilde{I}(\Theta, \Psi) \approx \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} K(\vartheta - \Theta, \psi - \Psi) \cdot I(\vartheta, \psi)\, d\vartheta\, d\psi, \qquad (19а)$$

что с учетом (17) и (18) дает

$$\tilde{I}(\Theta, \Psi) = I(\Theta_0, \Psi_0) \cdot \frac{a_1 \cdot a_2}{\sqrt{(a^2 + a_1^2)(b^2 + a_2^2)} \cdot \sin\Theta} \cdot$$

$$\cdot \exp\left[-\frac{a^2 a_1^2 (\Theta - \Theta_0)^2}{(a^2 + a_1^2)} - \frac{b^2 a_2^2 (\Psi - \Psi_0)^2}{(b^2 + a_2^2)} \cdot \sin^2\Theta\right]. \qquad (19б)$$

Измерив на сглаженном поле полуширину l_γ, нетрудно получить из (19б) неизвестный параметр α_1 или α_2, соответственно для двух взаимно-перпендикулярных направлений.

Действительно, сглаженное изображение поля яркости Солнца можно представить в виде

$$\tilde{I}(\Theta, \Psi) = \tilde{I}(\Theta_0, \Psi_0) \exp\left[-\gamma_1^2(\Theta - \Theta_0)^2 - \gamma_2^2(\Psi \cdot \sin\Theta - \Psi_0 \sin\Theta)^2\right], \quad (20)$$

где

$$\gamma = \ln 2 / l_\gamma^2. \quad (21)$$

Выражение (21) получается при $|\Theta - \Theta_0| = l_\gamma$, из соотношения

$$\tilde{I}(\Theta, \Psi) / \tilde{I}(\Theta_0, \Psi_0) = 1/2, \quad (22)$$

Аналогично можно получить выражение для $l_{\gamma 2}$.

Полезно добавить, что по расчетам Р. Г. Инджгиа распределение чувствительности актинометра Янишевского оказывается близким к П-образной кривой со скошенными краями. Эта зависимость следующая:

Таблица 1

Зависимость чувствительности актинометра Янишевского от угла падения

град.	0	1	2	2,5	3	4	5	6	7	7,5
$K(\Theta - \Theta_0)$	1,00	1,00	1,00	1,00	0,92	0,66	0,42	0,23	0,043	0,00

В пределах 2,5° чувствительность практически равна единице, а далее начинает быстро спадать.

§ 2. К МЕТОДИКЕ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА ИСТИННОГО ПОЛЯ ЯРКОСТИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ НА ОГРАНИЧЕННОМ ОТРЕЗКЕ ПУТИ

В работе [1] показана возможность восстановления истинного поля яркости при измерении сглаживающим широкоугольным устройством. Для этого рекомендовалось пользоваться разложением наблюдений, производимых по замкнутому контуру, в ряд Фурье. При гладком ходе распределения истинной яркости и быстро затухающей с удалением от точки визирования функции углового распределения чувствительности прибора получаются простые соотношения [2, 3], аналогичные формулам Брасвелла [5]. В данной работе исследуется предложенный А. А. Дмитриевым численный метод расчета истинной яркости по измеренной сглаженной при наличии конечного ряда наблюдений.

Возможности такого расчета объясняются фактически быстрым затуханием влияния удаленных от направления визирования точек, хотя формально задача недоопределена. Последнее связано с тем, что сглаженная интенсивность на отрезке a — $в$ определяется множеством точек, расположенных и на этом отрезке и в некоторой области $a' - a$ и $b - b'$ вне его (рис. 1).

Рассматриваемый метод расчета основан на замене интегрального уравнения

$$U(\Theta) = \int_{\Theta - nh}^{\Theta + nh} K(\vartheta - \Theta) u(\vartheta) d\vartheta \quad (1)$$

системой алгебраических уравнений

$$U(\Theta) = \sum_{m=-n}^{m=+n} a_m u(\Theta + mh), \quad (2)$$

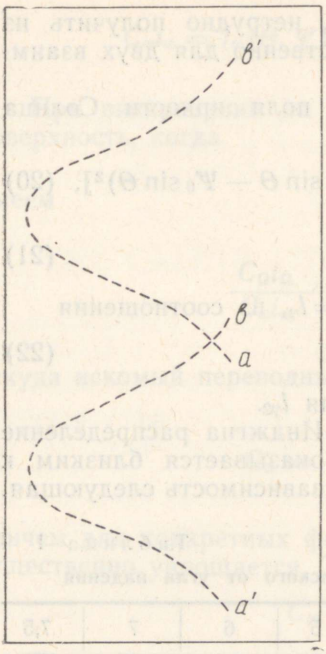
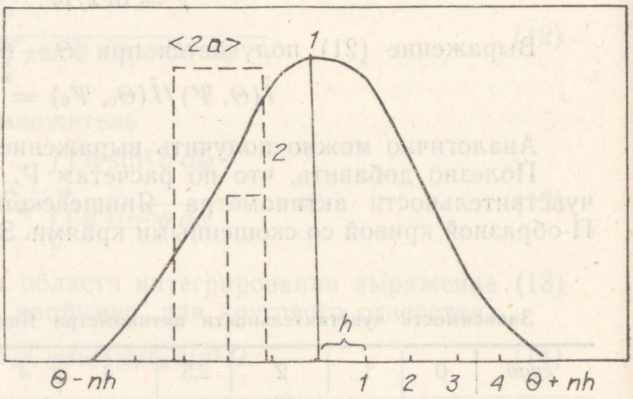


Рис. 1. Схема влияния на сглаженную интенсивность различно удаленных от точки визирования лучей.

Рис. 2. Разбивка интервала интегрирования на $2n$ частей при $n = 5$: *1* — распределение чувствительности, *2* — распределение яркости в световом пятне.



где $a_m \equiv a(\vartheta - \Theta = m \cdot h)$ — весовые коэффициенты, $U(\Theta)$ — измеренная сглаженная величина, которую условно назовем яркостью, в точке визирования. В дальнейшем ее будем обозначать $U(\Theta_0) \equiv U_0$, $U(\Theta + mh) \equiv U_m$ и т. д. $u(\Theta + mh)$ — истинная, неизвестная яркость в точке $(\Theta + mh)$. Число $2n$, на которое разбивается с интервалом h область направлений, соответсвующих интенсивностям, практически отражающимся на результатах измерений. Это число $2n$ должно быть достаточно велико, чтобы характерные элементы яркости, имеющие полуширину «a» оказались учтенными при интегрировании. По-видимому, мягким требованием является условие

$$h < a. \tag{3}$$

Пример разбиения области интегрирования дан на рис. 2, где $n = 5$ и на световое пятно приходятся две точки ($m = -2$ и $m = -3$) на оси абсцисс. При таком числе точек, приходящемся на световое пятно, относительная ошибка будет велика. Уменьшение ее при неизвестном распределении яркости может быть достигнуто последовательными испытаниями при различном числе ординат и различных формулах численного интегрирования.

Чем больше число ординат, тем большую систему уравнений следует решать, так как тем медленнее убывает ряд

$$a_0,\ a_{\pm 1},\ a_{\pm 2},\ a_{\pm 3},\ \ldots\ a_{\pm n} \tag{4}$$

в силу того, что при малых значениях индексов «m» точки будут ближе лежать к вершине кривой распределения чувствительности (кривая *1* рис. 2). Пусть измерены $U(\Theta_0) \equiv U_0$, $U(\Theta_0 \pm mh) \equiv U_{\pm m}$ .... $U(\Theta_0 \pm \pm kh) \equiv U_{\pm k}$. Тогда система, подлежащая решению, будет

$$U_m = \sum_{\nu=-n}^{\nu=+n} a_\nu u_{\nu+m}, \tag{5}$$

где $m = -k, -k+1, \ldots . +k$.

Всего имеется $2m+1$ уравнение с $2m+2+2n$ неизвестными. Перепишем эту систему в виде

$$a_0u_{-k}+a_1u_{-k+1}+\ldots+a_ku_0+\ldots+a_{2k}\cdot u_{-k}=$$
$$=U_{-k}-\sum_{\nu=-n}^{\nu=-1}a_\nu u_{\nu-k}-\sum_{\nu=2k+1}^{\nu=n}a_\nu u_{\nu-k}\equiv B_k,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

если $2k<n$

$$a_{-k}u_{-k}+a_{-k+1}u_{-k+1}+\ldots+a_0u_0+\ldots+a_ku_k=$$
$$U_0-\sum_{\nu=-k-1}^{\nu=-n}a_\nu u_\nu-\sum_{\nu=k+1}^{n}a_\nu u_\nu\equiv B_0, \qquad (6)$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$
$$a_{-2k}u_{-k}+a_{-2k+1}\cdot u_{-k+1}+\ldots+a_{-k}u_0+\ldots+a_0u_k=$$
$$=U_k-\sum_{\nu=-2k-1}^{-n}a_\nu u_{\nu+k}-\sum_{\nu=1}^{n}a_\nu u_{\nu+k}\equiv B_k.$$

Здесь при $2k>n$ следует положить $a_{n+q}=0$. Представим систему (6) в матричном виде

$$A\cdot\begin{pmatrix}u_{-k}\\ \vdots\\ u_k\end{pmatrix}\equiv(a_{ij})_1{}^n(u_i)_{2k+1,1}=(B_i)_{2k+1,1}. \qquad (7)$$

Отсюда

$$(u_i)_{2k+1,1}=A^{-1}(B_i)_{2k+1,1}, \qquad (8)$$

где A^{-1} обратная матрица

$$A^{-1}=\begin{vmatrix}\frac{A_{11}}{|A|} & \frac{A_{21}}{|A|} & \ldots & \frac{A_{2k+1,1}}{|A|}\\ \frac{A_{12}}{|A|} & \frac{A_{22}}{|A|} & \ldots & \frac{A_{2k+1,2}}{|A|}\\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots\\ \frac{A_{1,2k+1}}{|A|} & \frac{A_{2,2k+1}}{|A|} & \ldots & \frac{A_{2k+1,2k+1}}{|A|}\end{vmatrix},$$

причем A_{ij} — алгебраические дополнения элемента ij в матрице A

$$A_{ij}=(-1)^{i+j}M_{ij},$$

если M_{ij} — минор элемента a_{ij}. Для центрального элемента имеем

$$u_0=[(-1)^{k+2}\cdot B_{-k}\cdot M_{1,k+1}+(-1)^{k+3}B_{-k+1}M_{2,k+1}+$$
$$+\ldots+(-1)^{2k+2}B_0\cdot M_{k+1,k+1}+\ldots+(-1)^{3k+2}B_k\cdot M_{2k+1,k+1}]/D. \qquad (9)$$

Здесь определитель матрицы A равен

$$D=(-1)^{k+2}\cdot a_k\cdot M_{1,k+1}+(-1)^{k+3}\cdot a_{k-1}\cdot M_{2,k+1}+\ldots+$$
$$+(-1)^{2k+2}\cdot a_0\cdot M_{k+1,k+1}+\ldots+(-1)^{3k+2}a_{-k}\cdot M_{2k+1,k+1}. \qquad (10)$$

Раскроем (9) с учетом (6), оставив под знаками Σ лишь наибольшие значения a_ν, тогда

$$u_0=\frac{1}{D}\{[(-1)^kU_{-k}\cdot M_{1,k+1}+(-1)^{k+1}U_{-k+1}M_{2,k+1}+\ldots+$$
$$+U_0M_{k+1,k+1}+\ldots+(-1)^{3k}U_kM_{2k+1,k+1}]-$$

$$- [(-1)^k(a_{-1}u_{-k-1})M_{1,k+1} + (-1)^{k+1}(a_{-2}u_{-k-1})M_{2,k+1} + \ldots + \\ + (a_{-k-1}U_{-k-1} + a_{k+1}U_{k+1})M_{k+1,k+1} + \ldots + \\ + (-1)^{3k}(a, U_{k+1})M_{2k+1,k+1}] - \varepsilon\}, \qquad (11)$$

где ε — остаток с еще меньшими значениями a_ν.

В случае положительно определенной матрицы легко показать, что верхняя граница N_{ij} величины миноров M_{ij} убывает по мере удаления от центрального элемента $M_{k+1,k+1}$. Согласно неравенству Адамара имеем

$$M_{1,k+1} = \begin{vmatrix} a_{-1}, & a_0, & a_1, & \ldots & a_{k-2}, & a_k, & \ldots & a_{2k-1} \\ a_{-2}, & a_{-1}, & a_0, & \ldots & a_{k-3}, & a_{k-1}, & \ldots & a_{2k-2} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{-k}, & a_{-k+1}, & a_{-k+2}, & \ldots & a_{-1}, & a_1, & \ldots & a_{2k-k} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{-2k}, & a_{-2k+1}, & a_{-2k+2}, & \ldots & a_{-k-1}, & a_{-k+1}, & \ldots & a_{2k-2k=0} \end{vmatrix} <$$

$$< a_{-1}^k \cdot a_0^k \equiv N_{1,k+1}, \qquad (12а)$$

$$M_{2,k+1} = \begin{vmatrix} a_0, & a_1, & a_2, & \ldots & a_{k-1}, & a_{k+1}, & \ldots & a_{2k} \\ a_{-2}, & a_{-1}, & a_0, & \ldots & a_{k-3}, & a_{k-1}, & \ldots & a_{2k-2} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{-k}, & a_{-k+1}, & a_{-k+2}, & \ldots & a_{-1}, & a_1, & \ldots & a_{2k-k} \\ a_{-k-1}, & a_{-k}, & a_{-k+1}, & \ldots & a_{-2}, & a_0, & \ldots & a_{2k-k-1} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{-2k}, & a_{-2k+1}, & a_{-2k+2}, & \ldots & a_{-k-1}, & a_{-k+1}, & \ldots & a_0 \end{vmatrix} <$$

$$< a_{-1}^{k-1} \cdot a_0^{k+1} \equiv N_{2,k+1}, \qquad (12б)$$

$$M_{k+1,k+1} = \begin{vmatrix} a_0, & a_1, & \ldots & a_{k-1}, & a_{k+1}, & \ldots & a_{2k} \\ a_{-1}, & a_0, & \ldots & a_{k-2}, & a_k, & \ldots & a_{2k-1} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{-k+1}, & a_{-k+2}, & \ldots & a_0, & a_2, & \ldots & a_{2k-k} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{-2k}, & a_{-2k+1}, & \ldots & a_{-k-1}, & a_{-k+1}, & \ldots & a_0 \end{vmatrix} < a_0^{2k} \equiv N_{k+1,k+1}. \qquad (12в)$$

Отсюда при

$$a_0 > a_{-1} > a_{-2} \ldots \qquad (13)$$

следует, что

$$N_{1,k+1} < N_{2,k+1} < \ldots < N_{k+1,k+1}. \qquad (14)$$

Таким образом, в (9) и соответственно (11) u_0 определяется с наибольшим весом членом B_0, а с наименьшим — B_{-k} и B_{+k}, т. е. более удаленными. Поэтому отбрасывание в выражении для u_0 удаленных членов u_{-k-1}, u_{k+1} и отстоящих еще дальше от Θ_0 будет давать тем меньшую ошибку, чем больше число «к». Интересно отметить, что наличие относительно малого множителя a_{-1} при старшем отбрасываемом b(II) члене с множителем u_{-k-1} дополнительно уменьшает его роль сравнительно даже с крайним учитываемым членом с множителем U_{-k}, имеющим общий минор $M_{1,k+1}$ в качестве дополнительного коэффициента.

Действительно, в частном случае пяти абсцисс ($n=2$) имеем

$$M_{1,k+1}=M_{1,3}=\begin{vmatrix}\alpha_{-1}, & \alpha_0, & \alpha_2, & \alpha_3\\ \alpha_{-2}, & \alpha_{-1}, & \alpha_1, & \alpha_2\\ \alpha_{-3}, & \alpha_{-2}, & \alpha_0, & \alpha_1\\ \alpha_{-4}, & \alpha_{-3}, & \alpha_{-1}, & \alpha_0\end{vmatrix}=\alpha_{-1}[(\alpha_{-1}\alpha_0^2+\alpha_1^2\alpha_{-1}^2+\alpha_2\alpha_{-2}\alpha_{-1})-$$

$$-(\alpha_{-1}^2\alpha_1+\alpha_1\alpha_{-2}\alpha_0+\alpha_2\alpha_0\alpha_{-3})]+(-1)\alpha_0[(\alpha_{-2}\alpha_0^2+\alpha_1^2\alpha_{-4}+\alpha_2\alpha_{-3}\alpha_{-1})-$$

$$-(\alpha_{-2}\alpha_1\alpha_{-1}+\alpha_1\alpha_{-3}\alpha_0+\alpha_2\alpha_0\alpha_{-4})]+\alpha_2[(\alpha_{-2}^2\alpha_0+\alpha_{-1}\alpha_1\alpha_0+\alpha_2\alpha_{-3}^2)-$$

$$-(\alpha_{-2}\alpha_1\alpha_{-3}+\alpha_{-1}\alpha_{-3}\alpha_0+\alpha_2\alpha_{-2}\alpha_{-4})]-\alpha_3[(\alpha_{-2}^2\alpha_{-1}+\alpha_{-1}\alpha_0\alpha_{-4}+\alpha_1\alpha_{-3}^2)-$$

$$-(\alpha_{-2}\alpha_0\alpha_{-3}+\alpha_{-1}^2\alpha_{-3}+\alpha_1\alpha_{-2}\alpha_{-4})], \qquad (15)$$

где наибольшие члены $\alpha_{-1}^2\alpha_0^2-\alpha_0^3\alpha_{-2}$ меньше, чем старший член α_0^4 в центральном миноре $M_{k+1,k+1}=M_{33}$ равном

$$M_{3,3}=\begin{vmatrix}\alpha_0 & \alpha_1 & \alpha_3 & \alpha_4\\ \alpha_{-1} & \alpha_0 & \alpha_2 & \alpha_3\\ \alpha_{-3} & \alpha_{-2} & \alpha_0 & \alpha_1\\ \alpha_{-4} & \alpha_{-3} & \alpha_{-1} & \alpha_0\end{vmatrix}=\alpha_0[(\alpha_0^3+\alpha_2\alpha_1\alpha_{-3}+\alpha_3\alpha_{-2}\alpha_{-1})-$$

$$-(\alpha_0\alpha_1\alpha_{-1}+\alpha_2\alpha_{-2}\alpha_0)]-\alpha_1[(\alpha_{-1}\alpha_0^2+\alpha_2\alpha_1\alpha_{-4}+\alpha_3\alpha_{-3}\alpha_{-1})-$$

$$-(\alpha_{-1}^2\alpha_1+\alpha_2\alpha_{-3}\alpha_0+\alpha_3\alpha_0\alpha_{-4})]+\alpha_3[(\alpha_{-1}\alpha_{-2}\alpha_0+\alpha_0\alpha_1\alpha_{-4}+\alpha_3\alpha_{-3}^2)-$$

$$-(\alpha_{-1}\alpha_1\alpha_{-3}+\alpha_0\alpha_{-3}\alpha_0+\alpha_3\alpha_{-2}\alpha_{-4})]+(-1)\alpha_4[\alpha_{-1}^2\alpha_{-2}+\alpha_0^2\alpha_{-4}+\alpha_2\alpha_{-3}^2)-$$

$$-(\alpha_{-1}\alpha_0\alpha_{-3}+\alpha_0\alpha_{-3}\alpha_{-1}+\alpha_2\alpha_{-2}\alpha_{-4})]. \qquad (16)$$

При проведении всех расчетов полезно иметь в виду соображения о возможности восстановления отдельных «невидимых» гармоник при учете ошибок наблюдений, рассмотренных в работе [4].

Как отмечалось в § 1, вычисления Р. Г. Инджгиа показали, что для актинометра Янишевского и многих актинометрических приборов распределение чувствительности таково, что при $k<m$ $\alpha_0\approx\alpha_1,\ \ldots=\alpha_k=\alpha_{m-1}$ и лишь за пределами $k=m$ идет убывание: $\alpha_{m-1}>\alpha_m>\alpha_{m+1}\ \ldots$.

В этом случае матрица (B_i) (см. формулу (7)) может не быть положительно определенной и в формуле (11) не будет убывания членов, далеких от центральных. В этом случае удобно вместо обрезанных систем уравнений для удаленных от центральной точки визирования брать выражения для производных, аналогично тому, как это было сделано для П-образной кривой [4]. Для уравнения

$$\tilde{U}(\Theta)=\frac{1}{2\omega}\int_{\Theta-\omega}^{\Theta+\omega}K(\Theta-\vartheta)u(\vartheta)d\vartheta \qquad (17)$$

имеем производную

$$\tilde{U}'(\Theta)=\frac{d\tilde{U}}{d\Theta}=\frac{1}{2\omega}K(-\omega)u(\Theta+\omega)-\frac{1}{2\omega}K(\omega)u(\Theta-\omega)+$$
$$+\frac{1}{2\omega}\int_{\Theta-\omega}^{\Theta+\omega}\frac{dK(\Theta-\vartheta)}{d\Theta}u(\vartheta)d\vartheta. \qquad (18)$$

Пользуясь формулами численного интегрирования, представим равенство (18) в виде

$$U'_m(\Theta)=\sum_{\nu=-n}^{\nu=+n}\gamma_\nu u_{\nu+m}, \qquad (19)$$

где за пределами $\pm\omega = (m+p)h$ от точки визирования коэффициенты γ_ν обращаются в нуль вместе с K и $dK/d\Theta$.

Теперь искомые интенсивности можно найти из системы уравнений

$$\begin{vmatrix} U'_{-(m+p)} \\ \cdots\cdots \\ U_{-1} \\ U_0 \\ U_1 \\ \cdots\cdots \\ U_{m+p} \\ U'_1 \\ \cdots\cdots \\ U_{m+p} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \gamma_{-(m+p)} \cdots \gamma_0 \ \cdots \gamma_{m+p-1} \ \gamma_{m+p} \ 0 \ \ldots 0 \ 0 \ \ldots 0 \\ \cdots\cdots\cdots\

Таблица 2

Критические значения $\varepsilon_{кр}$

Ранг матрицы	2	3	5	7	5	7
$\varepsilon_{кр}$	1	0,707	0,577	0,541 *	0,707 **	0,669 *
Число диагоналей не равных нулю	3	3	3	3	5	5

Покажем насколько быстро убывает вклад краевых членов в результаты расчетов и соответственно насколько законно пренебрежение некоторыми членами в краевых уравнениях при переходе от бесконечной системы уравнений к конечной.

Пусть сглаженная величина определяется выражением

$$U_0 = \alpha_0(\varepsilon u_{-1} + u_0 + \varepsilon u_1). \tag{4}$$

Тогда для приближенной оценки центральной истинной яркости можем написать в простейшем случае систему уравнений в виде матрицы 3-го или 5-го ранга, а именно

$$\begin{pmatrix} U_{-1} \\ U_0 \\ U_1 \end{pmatrix} = \alpha_0 \begin{pmatrix} 1 & \varepsilon & 0 \\ \varepsilon & 1 & \varepsilon \\ 0 & \varepsilon & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{-1} \\ u_0 \\ u_1 \end{pmatrix} \tag{5а}$$

или соответственно

$$\begin{pmatrix} U_{-2} \\ U_{-1} \\ U_0 \\ U_1 \\ U_2 \end{pmatrix} = \alpha_0 \begin{pmatrix} 1 & \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ \varepsilon & 1 & \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 1 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon & 1 & \varepsilon \\ 0 & 0 & 0 & \varepsilon & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{-2} \\ u_{-1} \\ u_0 \\ u_1 \\ u_2 \end{pmatrix}. \tag{5б}$$

Полагая $\varepsilon = 0{,}2$ и $\alpha_0 = 0{,}714286$ (так как $\sum_{\alpha_i} = 1$), находим соответственно

$$u_0 = -0{,}12U_{-1} + 1{,}20U_0 - 0{,}12U_1 \tag{6а}$$

или

$$u_0 = 0{,}0511U_{-2} - 0{,}319U_{-1} + 1{,}53U_0 - 0{,}319U_1 + 0{,}0511U_2. \tag{6б}$$

Сравнение (6а) и (6б) показывает, что изменение на 100% величины крайних членов приводит к изменению результата расчета на 10% при матрице 3-го ранга и на 3% при матрице 5-го ранга. Переход к матрице 7-го ранга уменьшает роль вклада краевых членов до величины 0,7%. Действительно, расчетное выражение имеет вид

$$u_0 = -0{,}0103U_{-3} + 0{,}0652U_{-2} - 0{,}312U_{-1} + 1{,}559U_0 - \\ -0{,}312U_1 + 0{,}0652U_2 - 0{,}0103U_3. \tag{7}$$

Для матрицы 5-го ранга в случае зависимости

$$U_0 = \alpha_0(\varepsilon^2 u_{-2} + \varepsilon u_1 + u_0 + \varepsilon u_1 + \varepsilon^2 u_2) \tag{8}$$

при $\varepsilon = 0{,}2$ ($\alpha_0 = 0{,}675675$) получено расчетное выражение

$$u_0 = -0{,}00265U_{-2} - 0{,}3078U_{-1} + 1{,}6033U_0 - 0{,}3078U_1 - 0{,}00265U_2. \tag{9}$$

Здесь ошибка, связанная с изменением на 100% величины u_2 составляет 0,2%. Несущественное изменение точности получается, если для $\varepsilon = 0{,}5$ перейти к матрице 17-го порядка, считая что

$$U_0 = \alpha_0 \sum_{k=-8}^{k=+8} \varepsilon^{|k|} u_k. \tag{10}$$

* Вторым интервалом сходимости является $0{,}707 < \varepsilon \leqslant 1$.
** Вторым интервалом сходимости является $0{,}804 < \varepsilon \leqslant 1$.

Тогда расчетная формула имеет вид

$$u_0 = -0{,}0051948U_{-8} + 0{,}0025974U_{-7} - 0{,}0000000088440U_{-6} - \\ - 0{,}0000000039297U_{-5} + 0{,}000000011899U_{-4} - 0{,}0000000089822U_{-3} + \\ + 0{,}0000067701U_{-2} - 1{,}9995U_{-1} + 4{,}9870U_0 - 1{,}9995U_1 + \ldots + \\ + 0{,}0025974U_7 - 0{,}0051948U_8. \qquad (11)$$

Здесь ошибка, вносимая крайним членом, составляет 0,1%.

Примерно те же результаты получаются для ядра интегрального уравнения, имеющего вид

$$K(\Theta - \vartheta) = C/[1 + 0{,}25(\Theta - \vartheta)^2]. \qquad (12)$$

Полагая угол $\omega = 16°$, шаг $h = 2°$ и применяя формулу трапеции, находим коэффициенты $\alpha_{\pm k}$ для вычисления сглаженной величины U_0 по 17 истинным и коэффициенты $\beta_{\pm k}$ для расчетов истинной центральной яркости u_0 по 17 сглаженным.

Таблица 3

Коэффициенты $\alpha_{\pm k}$ и $\beta_{\pm k}$ при ядре вида (12)

K	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$\alpha_{\pm k}$	0,3444	0,1722	0,06887	0,03444	0,02026	0,01324	0,009307	0,006887	0,002649
$\beta_{\pm k}$	5,0447	−2,2742	+0,4017	−0,1257	+0,003935	−0,02099	+0,008442	−0,04110	0,02138

Из табл. 3 видно, что восьмой член дает вклад порядка 0,4%.

При сканировании вдоль однородной полосы $U_k = U_0 = \text{const}$., как и должно быть, получается истинная яркость, совпадающая со сглаженной в пределах ошибки. Расчет дает

$$u_0 = 0{,}992U_0.$$

Б. Случай плоско-вершинной кривой чувствительности, когда вклад боковых членов сравним с вкладом центральных

Расчет производится по схеме уравнений (20), (21) из § 2 для случая П-образной кривой чувствительности $K(\Theta - \vartheta) = 1$ внутри интервала $\pm\omega = \pm 1°$ при шаге $h = 1°$.

Пусть сглаженная величина определяется коэффициентами

$$U_0 = (u_{-1}/6) + (4u_0/6) + (u_1/6). \qquad (13)$$

Производные от сглаженных величин в точках $\Theta_0 - h$ и $\Theta_0 + h$ будут связаны с истинными значениями выражениями

$$U'_{-1} = (1/2)\,[u_0 - u_{-2}], \qquad (14а)$$

$$U'_1 = (1/2)\,[u_2 - u_0]. \qquad (14б)$$

Решение имеет вид

$$\begin{vmatrix} u_{-2} \\ u_{-1} \\ u_0 \\ u_1 \\ u_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\frac{13}{6} & -\frac{1}{2} & 2 & -\frac{1}{2} & \frac{1}{6} \\ \frac{7}{12} & \frac{7}{4} & -1 & \frac{1}{4} & -\frac{1}{12} \\ -\frac{1}{6} & -\frac{1}{2} & 2 & -\frac{1}{2} & \frac{1}{6} \\ \frac{1}{12} & \frac{1}{4} & -1 & \frac{7}{4} & -\frac{7}{12} \\ -\frac{1}{6} & -\frac{1}{2} & 2 & -\frac{1}{2} & \frac{13}{6} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} U'_{-1} \\ U_{-1} \\ U_0 \\ U_1 \\ U'_1 \end{vmatrix}. \qquad (15)$$

Расчеты для случаев

а) $u(\vartheta) = 1$

и

б) $u(\vartheta) = u(\Theta_0) + \operatorname{tg}\alpha(\vartheta - \Theta_0) = 1 + 0{,}2(\vartheta - \Theta_0)$

дают точные первоначальные значения. Действительно, в случаях

а) $U' = 0$, $U = 1$ и *б*) $U' = 0{,}2$, $U_{-1} = 0{,}8000$, $U_0 = 1{,}0000$, $U_1 = 1{,}2000$.

Из системы уравнений (15) находим точные значения, соответственно для случаев

а) $u_0 = 1$ и *б*) $u_{-2} = 0{,}6$, $u_{-1} = 0{,}8$, $u_0 = 1$, $u_1 = 1{,}2$, $u_2 = 1{,}4$.

При практических расчетах восстанавливаемые значения будут искажаться ошибками наблюдений, что анализировалось в [3] и [4].

РАДИАЦИЯ И ПОГОДА

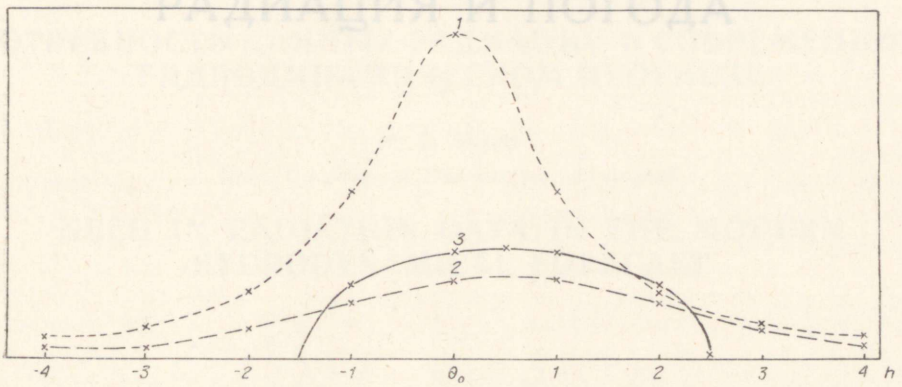


Рис. 3. Результаты восстановления при эллиптическом распределении истинной яркости: *1* — распределение чувствительности, *2* — сглаженное значение интенсивности, *3* — истинное распределение яркости.

В заключение представляется интересным привести результаты расчетов по схеме (5) с разбивкой всего интервала 2ω на 8 шагов (рис. 3). Истинное поле яркости имело вид эллипса (кривая *3*), а сглаженное (кривая 2) — размытой области с далеко уходящими в стороны крыльями. Распределение чувствительности в зависимости от угла между точкой визирования и падающим лучом имело колоколообразный вид (кривая *1*), соответствующий формуле (12). Восстановленные в результате расчетов точки показаны на рис. 3. Они с точностью большей немногих долей процента ложатся на исходное заданное поле интенсивности. Расчеты производились на ЭВМ, так как с учетом производных от сглаженной функции было необходимо решить матрицу 17-го порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев А. А., ДАН СССР, 147, № 5, 1962.
2. Дмитриев А. А., Космические исследования, 1, вып. 2, 1963.
3. Дмитриев А. А., сб. Актинометрия и атмосферная оптика, (Труды V Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике), М., 1964.
4. Дмитриев А. А., Труды Университета «Дружба народов», им. Лумумбы, XII, 20, 1965.
5. Bracewell, R. N., Austral. Journ. of Phys., 8, No. 1, 55, 1955.

II симпозиум

РАДИАЦИЯ И ПОГОДА

II

ДОЛОП И РЯДАД

М. Е. Швец

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ПОТРЕБНОСТЬ ДАННЫХ РАДИАЦИИ В СОВРЕМЕННОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРОГНОЗЕ

M. E. Shvets

Main Geophysical Observatory, Leningrad

NEED IN RADIATION DATA IN THE MODERN HYDRODYNAMICAL FORECAST

Е. М. Фейгельсон

Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ДАННЫХ О РАДИАЦИОННОМ ПРИТОКЕ И МЕТОДЫ УЧЕТА РАДИАЦИИ В ПРОГНОЗЕ

E. M. Feigelson

Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

THE PRESENT STATE OF THE INFORMATION ON RADIATION FLUX DIVERGENCE AND ON METHODS OF ACCOUNTING RADIATION IN WEATHER FORECAST

1. В 50-тых годах понимание необходимости учета неадиабатических факторов в задачах общей циркуляции и долгосрочного прогноза привело к появлению соответствующих уравнений во всех основных работах.

2. Формы учета радиации в задачах крупномасштабной динамики можно разбить на три группы:

а. Учет заданного притока тепла, согласованного с реально наблюдаемым (Н. А. Филлипс, Дж. Г. Чарней).

б. Определение радиационного притока из теории переноса излучения в различных приближениях.

Радиационный приток вычисляется одновременно с решением дина-

мической задачи или заготовляется заранее. Используются достаточно полные и современные спектроскопические данные о поглощающих свойствах атмосферных газов. Распределение облачности и влажности, как правило, принимается стационарным, соответствующим климатическим данным (работы Ф. Мёллера—С. Манабе, Г. Корба, Т. Такахаши и др., П. Дэвиса — по расчету радиационного притока. Работы группы Смагоринского, Минца, Е. Н. Блиновой — численный эксперимент по динамике).

в. Первые попытки учесть в задачах динамики радиацию и облачность в их взаимосвязи и развитии (группа М. Е. Швеца, Г. И. Марчук, Е. М. Фейгельсон, Дж. Адем).

Работы последнего направления, по-видимому, ближе отвечают физическому существу задачи. Ниже перечисляется ряд трудностей, возникающих на этом пути.

3. Математическое решение задачи об образовании слоистообразной облачности, развитое главным образом в работах М. Е. Швеца и Л. Т. Матвеева, ограничено пока отсутствием достаточно полной и обоснованной теории осадков.

4. Вряд ли может быть использован детерминированный подход к описанию конвективной облачности в задачах крупномасштабной динамики. Требуется нахождение статистических связей между прогнозируемыми метеоэлементами и состоянием конвективной облачности, а затем — между последним и распределением радиационных притоков.

5. Определение радиационного переноса в облачной атмосфере требует знания оптических характеристик облаков — альбедо и пропускания. Развитые математические методы решения этой задачи позволяют надеяться на получение достаточно полного ее решения для плоско-стратифицированных водных облачных слоев в ближайшие 1—2 года (работы К. С. Шифрина, Л. М. Романовой, Е. М. Фейгельсон, Г. В. Розенберга).

6. Учет отличий реальных облаков от модельных — неравномерность их поверхности, флуктуационная природа изменений водности и микроструктуры, требуют постановки экспериментальных работ нового типа по определению связи радиационных и физических характеристик облачности.

Решение таких задач требует создания малоинерционных и высокочувствительных датчиков радиации, температуры, водности. Нужна разработка объективных методов регистрации формы облачной поверхности. Неизбежен переход на оптические методы определения микроструктуры облачности (Г. М. Забродский, К. С. Шифрин). Требуется непрерывная регистрация измеряемых величин.

7. Новой весьма актуальной областью является экспериментальное исследование оптических свойств кристаллических облаков.

8. В настоящее время стала широко развиваться статистика радиационных полей, в связи с облачностью (группа К. Я. Кондратьева, М. С. Малкевич, В. Г. Болдырев). Для динамических задач требуется несколько иная направленность этих работ: установление связи радиационного поля с прогнозируемыми метеоэлементами, в том числе с уровнем расположения и толщиной облачного слоя, а также со статистическими характеристиками конвективной облачности.

9. Теория переноса радиации в атмосфере, содержащей облачный слой, может быть развита вполне корректно с учетом изменения свойств и местоположения этого слоя, его водности. Предлагается некоторая схема решения этой задачи.

10. В настоящее время в зарубежных работах перенос солнечной радиации в облаках определяется на основе работ Ф. Мёллера—Г. Корба, которые могут быть подвергнуты критике и заменены более обоснованными методами.

11. Совсем новой теоретической задачей является теория переноса излучения в среде со статистически распределенной облачностью (М. С. Малкевич, В. И. Дробышевич).

12. Актуальной и еще не решенной экспериментальной задачей является измерение радиационного притока (работы группы К. Я. Кондратьева, Г. Н. Костяного, Н. И. Гойса).

Е. М. Фейгельсон

Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ДЛИННОВОЛНОВЫЙ РАДИАЦИОННЫЙ ПРИТОК В ОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

E. M. Feigelson

Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

THE LONG-WAVE RADIATION FLUX DIVERGENCE IN CLOUDY ATMOSPHERE

1. Различные формы представления. Облако как черный излучатель и непрерывный подход.

2. Длинноволновое альбедо облаков и учет рассеяния при расчете притока.

3. Детальная вертикальная структура притока.

4. Зависимость радиационного выхолаживания над облаком от градиентов температуры, водности и влажности в окрестности верхней границы.

5. Зависимость выхолаживания от уровня облачности и наличия верхнего облачного слоя.

6. Сравнение интегральных притоков тепла в облачных и безоблачных условиях.

Л. В. Петрова, Е. М. Фейгельсон
Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ОСНОВНЫЕ ПРИТОКИ ТЕПЛА В ОБЛАЧНЫХ УСЛОВИЯХ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА РАЗВИТИЕ ОБЛАЧНОСТИ

L. V. Petrova, E. M. Feigelson
Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

THE MAIN RADIATION FLUX DIVERGENCES IN CLOUDY CONDITIONS AND THEIR INFLUENCE TO THE EVOLUTION OF CLOUDS

1. Схема расчета облакообразования и притоков тепла.
2. Распределение длинноволнового радиационного притока с высотой в облачных условиях.
3. Сопоставление величин радиационного, конденсационного и турбулентного притоков тепла.
4. Влияние каждого из притоков на распределение температуры.
5. Обратное влияние притоков тепла на развитие облачности.

М. Е. Швец, Л. Р. Дмитриева-Арраго, В. П. Мелешко, Б. Е. Шнееров
Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ ПРИТОКОВ ТЕПЛА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К МНОГОУРОВЕННОЙ СХЕМЕ ЧИСЛЕННОГО ПРОГНОЗА ПОГОДЫ

M. Y. Shvets, L. R. Dmitriyeva-Arrago, V. P. Meleshko, B. Y. Shneyerov
Main Geophysical Observatory, Leningrad

CALCULATION OF THE RADIATION FLUX DIVERGENCES USED IN MULTILEVEL SCHEME OF NUMERICAL WEATHER FORECAST

1. Исследования последних лет показали существенную необходимость детального учета притоков тепла в задачах численного моделирования общей циркуляции атмосферы и прогноза погоды на длительный срок. Особый интерес представляют расчеты радиационного притока тепла к атмосфере с учетом облачности. До сих пор такие расчеты производились главным образом в климатологическом плане. Развитие численных методов прогноза облачности делает возможным учет радиационных притоков тепла в задачах численного прогноза погоды.
2. Разработана многоуровенная, неадиабатическая схема численного прогноза полей геопотенциала, температуры, влажности и облачности на основе решения уравнений термо-гидродинамики атмосферы методом дробных шагов.

3. Предложена методика расчета потоков излучения с учетом облаков на различных уровнях для определения радиационного нагрева или охлаждения слоев воздуха. Расчеты потоков длинноволнового излучения производятся на основе рассчитанных профилей температуры и влажности воздуха и вертикального распределения облачности с использованием интегральной функции пропускания Ф. Н. Шехтер. При расчете полей коротковолновой радиации на различных уровнях используются средние статистические значения оптических характеристик атмосферы и облаков. Распределение облачности определяется по прогностическим данным.

Ф. Н. Шехтер

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

О РАСЧЕТЕ ЛУЧИСТОГО ПРИТОКА ТЕПЛА

F. N. Shekhter

Main Geophysical Observatory, Leningrad

ABOUT CALCULATION OF RADIATIVE INFLOW OF HEAT

В работе [1] подробно рассмотрены методы расчета длинноволнового радиационного притока тепла на некотором фиксированном уровне. Следует отметить, что вычисление величины dF/dz связано с весьма громоздкими расчетами и требует знания подробных и точных профилей температуры и влажности во всей атмосфере. Поэтому представляет интерес разработка приближенных, но достаточно точных методов расчета, предъявляющих меньшие требования к исходным данным. В настоящей работе предпринята попытка получения таких формул для вычисления притока тепла в слой конечной толщины.

1. Прежде чем переходить к нашей основной задаче рассмотрим формулу для расчета притока тепла в слой конечной толщины, получившую распространение в последнее время [2, 3]. Приток тепла в слой $z_2 - z_1$, $(z_2 > z_1)$ равен

$$F(z_2) - F(z_1) = (B_2 - B_1) + (A_1 - A_2), \qquad (1)$$

где B_1 и A_2 — потоки радиации, приходящей к слою снизу и сверху, соответственно, B_2 и A_1 — выходящей из слоя, $F(z_i) = B_i - A_i$.

Предположим, что потоки радиации, выходящей из слоя, можно представить следующим образом:

$$B_2 = B_1 \cdot D(w) + E[1 - D(w)], \qquad A_1 = A_2 \cdot D(w) + E[1 - D(w)], \qquad (2)$$

где w — эффективная поглощающая масса слоя $z_2 - z_1$, $D(w)$ — функция пропускания, $E = \sigma T^4$.

Подставляя (2) в (1), получим

$$F(z_2) - F(z_1) = -(A_2 + B_1 - 2E) \cdot [1 - D(w)]. \qquad (3)$$

Формула (3) содержит два допущения. Первое — слой $(z_2 - z_1)$ изотермичен. Только тогда его излучение равно произведению излучения абсолютно черного тела (АЧТ) на функцию поглощения. Следовательно, входящее в (3) $E = \sigma \overline{T}^4$, где $\overline{T}$ — средняя температура слоя.

Второе допущение более серьезное и на нем мы остановимся подробнее. По определению, функция пропускания равна отношению вышедшей из слоя радиации к вошедшей в слой и, следовательно, казалось бы, мы имеем право писать, что ослабление потока радиации A_2 в слое $z_2 - z_1$ равно $A_2 \cdot D(w)$. Но в действительности такая запись правильна лишь в том случае, если спектральный состав приходящей к слою радиации (A_2 и B_1) таков же как у АЧТ, иными словами, если атмосфера — «серое» тело. Объясняется это тем, что функция пропускания, используемая при расчетах радиационных потоков и фигурирующая в (2) и (3), относится к излучению АЧТ. Ослабление потока атмосферной радиации будет описываться другой функцией пропускания

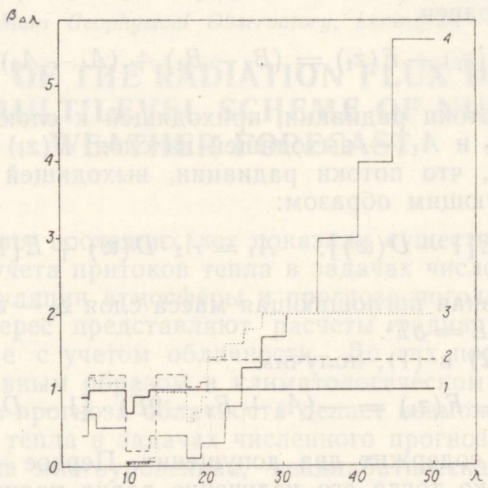
$$D^*(w) = \int_0^\infty A_\lambda / A \cdot D_\lambda(w)\, d\lambda. \qquad (4)$$

Из (4) сразу видно, что $D^*(w) = D(w)$ только в том случае, если $A_\lambda = cE_\lambda$. В реальной же атмосфере отношение A_λ/A существенным образом зависит от распределения температуры и влажности по высоте.

Наиболее просто оценить относительный спектральный состав атмосферного излучения при изотермии. В этом случае $\frac{A_\lambda}{A} = \frac{1 - D_\lambda(U)}{1 - D(U)} \cdot \frac{E_\lambda}{E}$, где U — поглощающая масса всего излучающего слоя. Из рисунка, на котором приведены значения $\beta_{\Delta\lambda} = \frac{1 - D_{\Delta\lambda}(U)}{1 - D(U)}$, видно, что спектральный состав атмосферного излучения весьма далек от спектрального состава АЧТ и приближается к нему лишь при содержании водяного пара в атмосфере порядка 10 *см*. (Для расчета $\beta_{\Delta\lambda}$ были использованы $D_{\Delta\lambda}(U)$ из [4]).

Ниже мы еще вернемся к вопросу о функции пропускания для атмосферной радиации.

Мы сосчитали притоки тепла в слои различной толщины по (3) и по радиационной диаграмме для трех характерных температурных стратификаций: падение температуры с постоянным градиентом 0,6°/100 *м* от земли до 11 *км*, выше — изотермия — (профиль N); ночной ход температуры с инверсией до 400 *м* — (Махталы, средние за 10 суток, 03 часа); дневной ход со сверхадиабатическими градиентами в пограничн-



Зависимость $\beta_{\Delta\lambda}$ от λ: 1 — $U = 10{,}0$; 2 — 1,0; 3 — 0,1; 4 — 0,001 *см*.

Таблица 1

Приток тепла в слой конечной толщины

Распределение температуры	Метод расчета	Границы слоя в *м*						
		0—15	0—50	0—1000	150—500	150—1000	500—1000	1000—2000
Линейное	(3)	0,07	0,09	0,10	0,08	0,09	0,08	
	Диаграмма	0,01	0,02	0,04	0,02	0,04	0,02	
	(13)	0,01	0,02	0,04	0,02	0,03	0,02	
	(15) или (16)	0,00	0,01	0,03	0,01	0,02	0,02	
Ночь	(3)	0,09	0,11	0,18	0,13	0,16	0,12	
	Диаграмма	0,03	0,06	0,09	0,04	0,07	0,03	
	(13)	0,02	0,07	0,10	0,04	0,06	0,03	
	(15) или (16)	0,03	0,10	0,13	0,03	0,04	0,02	
День	(3)	0,02	0,03	0,02	0,06	0,07	0,07	0,08
	Диаграмма	—0,06	—0,07	—0,05	0,00	0,01	0,01	0,02
	(13)	—0,06	—0,06	—0,06	0,00	0,00	0,01	0,02
	(15) или (16)	—0,06	—0,08	—0,06	0,00	0,01	0,01	0,02

ном слое — (Махталы, 24. IX., 13 часов). Подробное описание этих профилей имеется в [5]. Из табл. 1 видно, что формула (3) дает весьма значительные отклонения от истинных величин, а при распределении температуры, характерного для ясного дня, охлаждение вместо имеющего место нагревания воздуха за счет лучистого теплообмена.

Из проведенного анализа видно, что использование простых соотношений, верных лишь в «серой» атмосфере, может привести к абсурдным результатам. Объясняется это тем, что реальная атмосфера по своим свойствам даже приближенно не может быть заменена моделью «серого» тела.

2. Получим формулу для притока тепла в слой конечной толщины, учитывающую селективный характер атмосферного излучения.

Рассмотрим такую задачу: на некоторой высоте z_2 известен поток радиации, приходящей сверху; кроме того, задано общее влагосодержание выше этого уровня и распределение температуры и влажности ниже. Надо найти поток радиации, приходящей сверху на высоту $z < z_2$.

Запишем искомый поток таким образом

$$A(z) = -\int_{m}^{m_2} E(\tau)\cdot D'(\tau - m)\,d\tau - \int_{m_2}^{M} E(\tau)\cdot D'(\tau - m)\,d\tau. \qquad (5)$$

Здесь первый член — собственное излучение слоя $(z_2 - z_1)$, второй — дошедшая до z радиация части атмосферы, расположенной над z_2, $m = \int_0^z \varrho_w \cdot \bar{f}(p)\,dz$, ϱ_w — абсолютная влажность $\bar{f}(p)$ — функция, учитывающая влияние давления, $M = \int_0^\infty \varrho_w \cdot \bar{f}(p)\,dz$.

Выразим второй член формулы (5) через заданный поток

$$A(z_2) = -\int_{m_2}^{M} E(\tau)\cdot D'(\tau - m_2)\,d\tau. \qquad (6)$$

Запишем формальное равенство

$$-\int_{m_2}^{M} E(\tau)\cdot D'(\tau - m)\,d\tau = A(z_2)\cdot D^*. \qquad (7)$$

Согласно (7), D^* — это функция пропускания слоя $(z_2 - z)$ для атмосферной радиации, приходящей на его верхнюю границу. Найдем эту функцию пропускания исходя из следующих соображений. Поскольку радиационные свойства атмосферы обусловлены характером спектров излучения содержащихся в ней поглощающих субстанций, то зависимость D^* от температуры — эффект вторичный. Кроме того, без учета зависимости $D(u)$ от температуры источника излучения вряд ли имеет смысл учитывать эту зависимость в D^*. Вынося в формулах (6) и (7) за знак интеграла среднее E, которое примем одинаковым, найдем, что

$$D^*(w, x) = [D(w) - D(w + x)]/[1 - D(x)], \tag{8}$$

где w — эффективная масса поглощающего слоя, x — масса слоя, в котором формируется приходящий поток радиации.

Подставляя (7) в (5) получим искомое выражение:

$$A(z) = -\int_m^{m_2} E(\tau) \cdot D'(\tau - m)\, d\tau + A(z_2) \cdot D^*(m_2 - m, M - m_2), \tag{9}$$

где D^* — определяется формулой (8).

Несколько более сложное выражение получится в том случае, если выше уровня z_2 расположена облачность, так как излучение атмосферы и облака имеют разный спектральный состав. Не останавливаясь на выкладках, напишем

$$A(z) = -\int_m^{m_2} E(\tau) \cdot D'(\tau - m)\, d\tau + A(z_2) \cdot D^*(m_2 - m, m_0 - m_2) + \\ + E_0 \cdot \varphi(m_2 - m, m_0 - m_2), \tag{10}$$

где E_0 — излучение облака, $(m_0 - m_2)$ — масса между уровнем z_2 и облаком,

$$\varphi(w, x) = D(w + x) - D(x) \cdot D^*(w, x). \tag{11}$$

Аналогично, поток радиации, приходящей на уровень z снизу, можно выразить через поток радиации вверх на высоте $z_1 < z_2$

$$B(z) = -\int_{m_1}^{m} E(\tau) \cdot D'(m - \tau)\, d\tau + B(z_1) \cdot D^*(m - m_1, m_1) + \\ + E_3 \cdot \varphi(m - m_1, m_1), \tag{12}$$

где E_3 — излучение земной поверхности.

Необходимо отметить что $\varphi(w, x)$ определяется формулой (11) лишь в том случае, если ограничивающая поверхность (земля или облако) излучает как «серое» тело.

Подставляя (9) при $z = z_1$ и (12) при $z = z_2$ в (1), получим

$$F(z_2) - F(z_1) = -\int_0^w E(m_1 + u)\,[D'(u) - D'(w - u)]\, du - \\ - A_2[1 - D^*(w, U)] - B_1[1 - D^*(w, m_1)] + \\ + E_3 \cdot \varphi(w, m_1) + E_0 \cdot \varphi(w, U), \tag{13}$$

где $U = m_0 - m_2$, $w = m_2 - m_1$, отсчет массы в первом члене ведется от нижней границы. Для безоблачного неба следует положить в (13) $E_0 = 0$, $U = M - m_2$.

Для сравнения мы сосчитали приток тепла по формуле (13) для тех же случаев, что и по (3). Чтобы выделить в чистом виде эффект правильного учета поглощения атмосферной радиации, собственное излучение было принято равным $2\bar{E}[1-D(w)]$. Результаты расчета (см. табл. 1) показывают, что формула (13) дает величины весьма близкие к истинным.

3. Остановимся на некоторых свойствах функции пропускания для атмосферной радиации и функции $\varphi(w, x)$.

а. Поскольку обычная функция пропускания обладает свойством $D(a+b) > D(a) \cdot D(b)$, при $a \neq 0, \infty$; $b \neq 0, \infty$, то из (8) следует, что $D^*(w, x) < D(w)$ при любом $x \neq \infty$. (При расчетах, результаты которых помещены в табл. 1, отношение $D^*(w, x)/D(w)$ менялось от 0,08 до 0,7, т. е. почти в 10 раз.)

б. $D^*(w, x)|_{x=0} = 0$, $\quad D^*(w, x)|_{x\to\infty} \to D(w)$;
$\quad D^*(w, x)|_{w=0} = 1$, $\quad D^*(w, x)|_{w\to\infty} \to 0$;

в. $\varphi(w, x) < D(w+x) < D(w)$, при $x \neq 0$;

г. $\varphi(w, x)|_{x=0} = D(w)$; $\quad \varphi(w, x)|_{x\to\infty} \to 0$;
$\quad \varphi(w, x)|_{w=0} = 0$; $\quad \varphi(w, x)|_{w\to\infty} \to 0$.

4. В тех случаях, когда нас интересует приток тепла в нижних 1—2 *км*, где обычно хорошо известен профиль температуры, весьма плодотворным, для получения приближенных формул, оказывается метод, уже использованный нами в работе [6].

Выражение для притока тепла при наличии сплошной облачности [6, 1] можно записать в таком виде

$$F(z_2) - F(z_1) = E_3[D(m_2) - D(m_1)] + E_0[D(m_0 - m_1) - D(m_0 - m_2)] + \int_0^{m_0} E(\tau) \cdot [D'_\tau(|m_2 - \tau|) - D'_\tau(|m_1 - \tau|] \cdot d\tau. \qquad (14)$$

Множитель при $E(\tau)$ под интегралом имеет два резких максимума ($\tau = m_1$ и $\tau = m_2$) и три минимума ($\tau = 0$, $\tau = 0{,}5(m_1 + m_2)$, $\tau = m_0$).

Разобьем интеграл в (14) на два таким образом, чтобы в каждой части был один максимум и разложим $E(\tau)$ в ряд Тейлора в окрестности точек максимума. Проделав необходимые действия и ограничиваясь членами с производными первого порядка, получим следующую расчетную формулу:

$$F(z_2) - F(z_1) = [E(z_2) - E_0] f(w, U) + [E(z_1) - E_3] f(w, m_1) + 400 \left(\frac{E}{\varrho_w T} \cdot \frac{dT}{dz} \right)_{z=z_2} \cdot \Omega(w, U) - 400 \left(\frac{E}{\varrho_w T} \cdot \frac{dT}{dz} \right)_{z=z_1} \cdot \Omega(w, m_1). \qquad (15)$$

Здесь: $\Omega(w, x) = x f(w, x) - 2\Psi(w/2) - \psi(x) + \psi(w + x)$,

$$f(w, x) = D(x) - D(w + x), \quad \psi(t) = \int_0^t D(y)\, dy,$$

остальные обозначения прежние; размерности входящих величин следующие: ϱ_w — *г/м*³, T — °*K*, dT/dz — *град*/100 *м*; E — *кал/см*² · *мин*; w, m_1, U — *см* осажденной воды.

Значения функции $\psi(t)$ при $D(y) = 0{,}461 \exp(-0{,}674\sqrt{y}) + 0{,}539 \exp(-7{,}75\sqrt{y})$ [5] приведены в табл. 2.

Для вычисления притока тепла в слой от земной поверхности до некоторой высоты z_2, т. е. когда $z_1 = 0$, формула (15) практически не пригодна. Полагая в (14) $m_1 = 0$, разлагая $E(\tau)$ в ряд Тейлора в окрестности точки $\tau = m_2$ и ограничиваясь первой производной, получим

$$F(z_2)-F(0)=[E(z_2)-E_0]f(w,U)+[E(z_2)-E_3]\cdot[1-D(w)]-$$
$$-400\left(\frac{E}{\varrho_w T}\cdot\frac{dT}{dz}\right)_{z=z_2}\cdot w\cdot[1-D(w+U)]. \qquad (16)$$

Оценки показывают, что для слоев атмосферы примерно не выше 150 *м* (точнее для $w\leqslant 0{,}05U$) первым членом формулы (16) можно пренебречь.

Таблица 2

Значения функции $\psi(t)$

t	0	0,02	0,04	0,1	0,2	0,35	0,5	0,7	1,0	1,20
ψ	0	0,014	0,026	0,052	0,092	0,141	0,186	0,241	0,316	0,361

t	1,5	1,80	2,0	2,4	2,8	3,2	3,6	4,1	5,1
ψ	0,425	0,483	0,519	0,588	0,650	0,707	0,761	0,823	0,931

Из табл. 1 видно, что формулы (15) и (16) дают вполне удовлетворительные результаты. Наименьшими ошибки будут при наличии в пограничном слое больших градиентов и отсутствия особенностей в ходе температуры в свободной атмосфере.

При безоблачной атмосфере $E_0=0$, а U — это уже поглощающая масса части атмосферы, расположенной над рассматриваемым слоем.

5. При наличии сверхадиабатических градиентов температуры в пограничном слое имеет место нагрев некоторого слоя воздуха за счет лучистого теплообмена [5, 7, 8]. Эта область нагрева ($dF/dz<0$) начинается вблизи земной поверхности и может распространяться до значительной высоты. Представляет интерес получение простого способа оценки высоты перехода через нуль величины dF/dz, который исключал бы необходимость расчета радиационных потоков или производных от них.

Применяя тот же прием, что и выше к формуле для расчета производной от потока, и ограничиваясь первой производной, получим следующее трансцендентное уравнение для определения высоты, на которой $dF/dz=0$:

$$[E_3-E(z)]\cdot|D'(m)|-E(z)\cdot|D'(M-m)|=$$
$$=400\left(\frac{E}{\varrho_w T}\cdot\frac{dT}{dz}\right)_z[K(M-m)-K(m)], \qquad (17)$$

где

$$K(x)=D(x)+x|D'(x)|.$$

Поскольку уравнение (17) аналитически не решается, то надо построить зависимость от высоты левой и правой части отдельно, точка пересечения этих кривых и даст искомую высоту.

Мы сосчитали три примера, взяв значения модуля производной от функции пропускания из [1].

1. Жовтнёво 12. VIII. 1961, 17 часов. По (17) получилось, что нагревается нижний 160-метровый слой, по ходу dF/dz перемена знака имеет место на 150 *м*.

2. Жовтнёво 1. VIII. 1961, 13 часов: 560 и 500 *м* соответственно.

3. Махталы 24. IX. 1959, 13 часов: 480 и 570 *м* соответственно.

Для практических целей такую точность оценки высоты области нагрева можно считать удовлетворительной.

6. Рассмотрим давно известную формулу для дивергенции радиационного потока.

$$dF/dm = -\overline{k}(A + B - 2E), \qquad (18)$$

где $\overline{k}$ — средний или интегральный коэффициент поглощения. Хотя эта формула неоднократно подвергалась критике [1, 9], однако попытки ее использования и даже постановка специальных экспериментов для определения k продолжаются [10, 11].

Формула (18) была получена в предположении «серой» атмосферы и параллельного распространения радиации.

Внимательное рассмотрение формул для A, B и dF/dm [1] позволяет заметить, что если выполняется соотношение

$$D'(u) = -aD(u), \qquad (19)$$

то имеет место формула (18), в которой вместо среднего коэффициента поглощения стоит коэффициент пропорциональности a. Таким образом, предположение о параллельности распространения радиации оказывается лишним, а вместо «серой» атмосферы достаточно хотя бы приближенного выполнения равенства (19).

Используя значения функции пропускания и производной от нее по аргументу из работы [1] мы подсчитали a и для сравнения k из соотношения $D(u) = \exp(-ku)$.

Таблица 3

Зависимость a и k от поглощающей массы (*см* осажденной воды)

u *см*	0,0001	0,001	0,01	0,1	1,0	10,0
a *см*$^{-1}$	280	80	15	2	0,4	0,1
k *см*$^{-1}$	390	120	35	8	1	0,2

Из табл. 3 видно, что не может быть даже речи о какой либо приближенной пропорциональности между функцией пропускания и ее производной в реальной атмосфере. Тот факт, что $a < k$ является следствием эффекта Форбса. Если записать $D(u) = \exp[-k(u) \cdot u]$, то $D'(u) = -[k'(u) \cdot u + k(u)] \cdot D(u)$; так как $k' < 0$, то $a < k$.

Весьма сильная зависимость $a(u)$ и $k(u)$ означает, что в формуле (18) в качестве множителя перед скобкой должен стоять средневзвешанный коэффициент, который может быть любого знака. Мы рассчитали его для рассмотренных выше стратификаций температуры.

В работе [9] было показано, что (18) может дать неправильный знак в верхней тропосфере и стратосфере. Из табл. 4 видно, что это же может иметь место и в нижней тропосфере.

Таблица 4

Значения a (или k) при различных стратификациях температуры

Распределение температуры	Высота в *м*						
	0,5	1	10	50	150	500	1000
Линейное	0,7	0,7	0,5	—	0,4	0,4	0,5
Ночь	17	2	2	—	1	0,6	0,6
День	—	—133	—21	—5	—1	—0,05	0,4

Проведенный анализ еще раз подтверждает неприменимость формул типа (18) для расчетов в атмосфере и нереальность задачи отыскания интегральных коэффициентов поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шехтер Ф. Н., Труды ГГО, вып. 127, 1962.
2. Михайлова И. В., Юргенсон А. П., Труды ААНИИ, **279**, 1966.
3. Прох Л. З., Роев Л. М., Информационный бюллетень «Геофизика и астрономия», № 8, Киев, 1965.
4. Шехтер Ф. Н., Труды ГГО, вып. 184, 1966.
5. Ковалева Е. Д., Шехтер Ф. Н., Труды ГГО, вып. 187, 1966.
6. Шехтер Ф. Н., Труды ГГО, вып. 187, 1966.
7. Каждан Р. М., Шехтер Ф. Н., Труды ГГО, вып. 127, 1962.
8. Шехтер Ф. Н., Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания, **7**, Гидрометеоиздат, Л., 1963.
9. Möller, F., J. of Meteorology, **16**, No. 1, 1959.
10. Каждан Р. М., Лайхтман Д. Л., Утина З. М., Труды ГГО, вып. 107, 1961.
11. Самойленко В. С., Труды ИО АН СССР, **78**, 1966.

Abstract

Different methods of calculation $F(z_2) - F(z_1)$, where $F(z)$ — long-wave radiation are examined. The simple method on estimation of the upper boundary level of the layer heated by the long-wave radiation is proposed. The transmission of radiation from the upper and lower layer of the atmosphere through the given atmospheric layer is discussed. The transmission function for the atmospheric radiation is obtained.

О. А. Авасте

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

ПРИТОК ТЕПЛА КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ В БЕЗОБЛАЧНОЙ И ОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

O. A. Avaste

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

THE SHORT-WAVE RADIATION FLUX DIVERGENCE IN CLEAR AND CLOUDY ATMOSPHERES

1. Поглощение коротковолновой радиации ($\lambda = 0{,}3$—5 *мк*) происходит в основном в полосах поглощения водяного пара и углекислого газа в близкой инфракрасной (ИК) области спектра. В первом приближении для учета поглощения коротковолновой радиации можно использовать известные формулы типа Мёллера—Кастрова, дающие зависимость поглощенной во всем столбе атмосферы прямой солнечной радиации в зависимости от содержания водяного пара. Дело усложняется, если нас интересует изменение притока с высотой. Тогда требуются спектральные расчеты, с учетом влияния отдельных полос поглощения и конкретной модели атмосферы (изменение аэрозоля, водяного пара и углекислого газа с высотой). Принципиальных трудностей такой расчет не представляет. Нами выбрана так называемая стандартная модель атмосферы, где оптическая толщина при $\lambda = 0{,}55$ *мк*, $\tau_0(\lambda_0) = 0{,}3$, плотность водяного пара убывает с высотой экспоненциально, общее содержание водяного пара в вертикальном столбе 2,1 *см*, объемная

концентрация углекислого газа постоянна (0,03%), концентрация аэрозоля убывает с высотой экспоненциально.

Для вычисления притоков в нижнем 20 *км* слое, где происходит основное поглощение в близкой ИК области спектра делим атмосферу на слои толщиной 0,5 *км*. Поглощенная прямая солнечная радиация вычисляется по формуле

$$\Delta S' \Big|_{k-1}^{k} = \int_0^\infty I_0(\lambda) \cos i \exp(-\tau_k^\infty \sec i) \{T(x_k^{(i)}) - T(x_{k-1}^{(i)})\} d\lambda, \qquad (1)$$

где $I_0(\lambda)$ — спектральная солнечная постоянная, $T(x_k^{(i)})$ — функция пропускания водяного пара или углекислого газа в слое от верхней границы атмосферы до уровня с индексом k при распространении радиации в направлении i вычисляется по работе [1] и оптическая толщина τ_k^∞ выражается формулой

$$\tau_k^\infty = \int_{z_k}^\infty \sigma(z) dz. \qquad (2)$$

Величину $x_k^{(i)}$ получим из формулы

$$x_k^{(i)} = \sqrt{w_k^\infty \sec i} \frac{\int_{z_k}^\infty \eta(z) [P(z) + e(z)]^n dz}{\int_{z_k}^\infty \eta(z) dz}. \qquad (3)$$

Здесь $P(z)$ — давление, $e(z)$ — парциальное давление поглощающего газа, w_k^∞ — содержание поглощающего газа в вертикальном столбе атмосферы от уровня k до верхней границу, $\eta(z)$ — плотность поглощающего газа на высоте z, степень $n_{H_2O} = 0{,}3$, $n_{CO_2} = 0{,}4$.

2. Результаты расчетов приведены в работе [2], где получена зависимость поглощения прямой солнечной радиации во всей толще атмосферы от зенитного угла Солнца ($m_i = \sec i$) при данном содержании водяного пара (w) и мутности (τ_z^∞). Дополнительные расчеты показали, что если в тропосфере находятся резко выраженные слои водяного пара, то поглощенная во всей толще атмосферы солнечная энергия зависит от общего содержания водяного пара, от высоты Солнца, но мало зависит от распределения водяного пара с высотой. Несмотря на это распределение слоев водяного пара существенно при вычислении вертикального распределения радиационного нагревания воздуха.

При среднем содержании водяного пара в атмосфере $w = 2{,}1$ *см* в слое 0—20 *км* поглощенная прямая солнечная радиация составляет при малых зенитных углах Солнца около 12% от солнечной постоянной. Радиационное нагревание при средней стандартной модели атмосферы ($\tau_0(\lambda_0) = 0{,}3$; $w = 2{,}1$ *см*) не превышает 0,08°/*час*, а при слоистой распределении водяного пара в атмосфере может достигать (в слоях) величины до 0,3°/*час*. Для иллюстрации полученных результатов приведен рис. 1.

3. Заметим, что поглощением рассеянной радиации ΔD пренебрегалось, так как оно мало по сравнению с поглощенной прямой солнеч-

Таблица 1

i (в *град.*)	0	20	40	60	80
$\Delta S'$	234,7	224,2	192,9	140,0	59,5
$\Delta D/\Delta S'$	0,039	0,040	0,041	0,062	0,151
ΔD	9,2	9,0	7,9	8,7	9,0

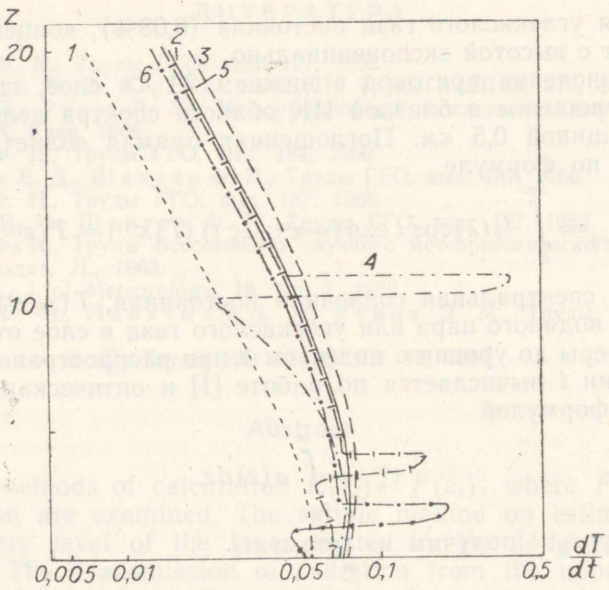


Рис. 1. Нагревание воздуха за счет поглощения прямой солнечной радиации при наличии слоев водяного пара: *1—3* — экспоненциальное убывание плотности водяного пара с высотой; *1* — $w = 0{,}5$ *см*, $\tau_0 = 0{,}2$; *2* — $w = 2{,}1$ *см*, $\tau_0 = 0{,}3$; *3* — $w = 3{,}0$ *см*, $\tau_0 = 0{,}5$; *4* — $\eta_2 = 0{,}068 \cdot 10^{-5}$ *г/см*, если $10 < z < 11$ *км*; *5* — $\eta_2 = 0{,}21 \cdot 10^{-5}$ *г/см*^{3}, $3 < z < 4$ *км*; *6* — $\eta_2 = 0{,}68 \cdot 10^{-5}$ *г/см*^{3}, $1 < z < 2$ *км*. Для кривых *4—5* $\tau_0 = 0{,}3$. Величина η_2 — плотность водяного пара в данном слое.

ной радиацией $\Delta S'$. По данным работ [2, 6] вычислено поглощение рассеянной радиации над морем, при среднем содержании водяного пара $w = 2{,}1$ *см*. Результаты расчетов приведены в табл. 1 (*мкал/см*$^2 \cdot$ *мин*).

4. Учитывая, что поглощенная в слое k солнечная радиация мало зависит от распределения водяного пара с высотой, получим данные о поглощенной радиации в данном слое в ИК области. Используя формулу (1) и учитывая, что имеет место приближенное соотношение

$$\tau_k^{\infty}(\lambda, x_k) \approx 0{,}0335 x_k^{0{,}465} (\lambda_0/\lambda)^4 + 0{,}015 x_k \lambda_0/\lambda, \tag{4}$$

получим величины

$$\Delta S' \Big|_{z_{k-1}}^{z_k} = f(m_i, x_k, x_{k-1}). \tag{5}$$

Таким образом, по экспериментально определенному распределению водяного пара можем легко получить величины $\Delta S' \Big|_{z_{k-1}}^{z_k}$, как функции от m_i, x_k, x_{k-1}.

5. Расчеты $\Delta S'|_0^{\infty} = f(m_i, \tau_0, w)$ позволяют провести глобальные расчеты поглощенной солнечной радиации для ясной погоды

$$\Delta Q = \frac{T}{\pi} \int_{m_i(t^*)}^{m(t_0)} \frac{\Delta S'(m_i, \tau_0, w)\, dm_i}{m_i \sqrt{m_i^2 (1 - \sin^2\delta - \sin^2\varphi) + 2 m_i \sin\delta \sin\varphi - 1}}, \tag{6}$$

где границы интервала определяются формулами

$$m_i(t^*) = [\cos(\varphi - \delta)]^{-1} \tag{7}$$

и

$$\cos(2\pi/T)\,t_0 = -\operatorname{tg}\varphi \operatorname{tg}\delta. \qquad (8)$$

Здесь t^* — время полудня, t_0 — время восхода Солнца, φ — географическая широта, δ — солнечное склонение, $T = 24$ часам.

По формуле (6) вычислены на ЭВМ «Урал» суточные суммы поглощенной прямой солнечной радиации, а по аналогичной формуле — часовые суммы.

6. Более сложной оказывается для таких расчетов облачная атмосфера, так как это приводит к учету целого ряда дополнительных параметров. Особенно интересно провести спектральные расчеты в близкой инфракрасной области в подоблачном слое.

Расчеты Е. М. Фейгельсона [3], а также Г. Корб, Ф. Меллер и др. [4] показали, что облачность увеличивает общее поглощение на 55%, но в подоблачном слое поглощенная энергия мала. С другой стороны, измерения фотосинтетически активной радиации, проводимые Б. И. Гуляевым [5], дали следующие результаты:

Таблица 2

ФАР — $\lambda = 0{,}38 - 0{,}71$ *мк*

	Прямая радиация	Рассеянная радиация		Отраженная радиация, ясно
		Ясно	Пасмурно	
Доля ФАР по экспериментальным данным	0,26—0,45	0,64	0,56	0,18
Доля ФАР по теоретическим данным	0,30—0,46	0,61—0,65	0,44	0,19

Отметим, что на участок $\lambda = 0{,}7$—$5{,}0$ *мк* приходится 51,2% от внеатмосферной солнечной радиации: в полосах поглощения 40,6%, вне полос 10,6%.

При ослаблении облаками интегральной радиации на 50%, по данным табл. 2 на ИК область приходится 0,44 *кал/см²·мин*. Учитывая, что вне полос поглощения радиация в ИК области ослабляется мало, получим, что в ИК области под облаками приходится на интервалы вне полос поглощения около 0,20 *кал/см²·мин* и на полосы поглощения 0,24 *кал/см²·мин*. Это значит, что в полосах поглощения облака пропускают около 30% радиации.

7. При вычислении потоков в подоблачном слое учитываем: 1) пропущенную от нижней границы облаков радиацию $B_{k\downarrow}{}^{(0)}(\vartheta)$, 2) отраженную от подстилающей поверхности $B_{k\uparrow}{}^{(0)}(\pi - \vartheta)$, 3) однократно рассеянную вниз $B_{k\downarrow}{}^{(1)}(\vartheta)$, 4) однократно рассеянную вверх $B_{k\uparrow}{}^{(1)}(\pi - \vartheta)$, 5) отраженную и рассеянную вниз $B^*{}_{k\downarrow}(\vartheta)$, 6) отраженную и рассеянную вверх $B^*{}_{k\uparrow}(\pi - \vartheta)$. Потоки получим по формулам

$$\left.\begin{aligned} F_{k\downarrow} &= F^{(0)}_{k\downarrow} + F^{(1)}_{k\downarrow} + F^{*}{}_{k\downarrow}, \\ F_{k\uparrow} &= F^{(0)}_{k\uparrow} + F^{(0)}_{k\uparrow} + F^{*}{}_{k\uparrow}, \end{aligned}\right\}$$

где

$$F_k = \int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi} B_k(\vartheta)\cos\vartheta \sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi, \qquad (10)$$

а притоки по формуле

$$\Delta F^{(k)}_{k-1} = F_{k\downarrow} - F_{(k-1)\downarrow} - F_{(k-1)\uparrow} - F_{k\uparrow}.$$

Параметры расчета следующие: *а*) яркость нижней границы облаков $\sigma(\vartheta') = \sigma(T_{\text{обл}\,\lambda};\ A_\lambda;\ \vartheta')$, *б*) спектральное альбедо A_λ, *в*) оптическая толщина подоблачного слоя $\tau_\lambda|_0^{z_h}$, *г*) индикатриса рассеяния $\varkappa_\lambda(\gamma)$ (см. [6] стр. 50), *д*) высота нижней границы облаков z_h, *е*) содержание водяного пара в подоблачном слое $w|_0^{z_h}$, *ж*) распределение водяного пара под облаком $\eta_w(z)$, *з*) число слоев $k = 1, \ldots, 8$.

8. Угловое распределение яркости нижней границы облачного слоя в видимой области дано в работе К. С. Шифрина и И. Н. Минина [7]. Аналогичные результаты получены для яркости нижней границы Л. М. Романовой [8] и Г. В. Розенбергом [9]

$$\sigma(\vartheta') = [3\sigma(0)/4]\,(1/3 + \cos\vartheta'), \tag{12}$$

где ϑ' — угол визирования. Е. М. Фейгельсон получила формулу для интенсивности на нижней границе облачного слоя

$$I\downarrow(0, \mu) = (\bar{c}_1/4)\,(1 - \mu/\bar{\mu}), \tag{13}$$

где $\mu = \cos\vartheta'$, $\bar{c}_1$ — величина, характеризующая зависимость интенсивности от формы индикатрисы, положения Солнца и оптической толщины (см. табл. II с 6.13 [3]), $\bar{\mu}$ — средний косинус (табл. II, 6.1 [3]). В приведенных формулах не учтена зависимость яркости нижней границы облаков от альбедо подстилающей поверхности.

Из формулы В. В. Соболева [10] для яркости толстых слоев получим для нижней границы облаков в зависимости от оптической толщины облака τ'_0, вытянутости индикатрисы рассеяния $\varkappa'_1$ и альбедо подстилающей поверхности

$$\sigma(T_{\text{обл}}, \vartheta, A) = 0{,}4\sigma(T_{\text{обл}}, 0{,}0)\,\{(1 + 1{,}5\cos\vartheta)\,[1 - f(A)] + f(A)\,[4 + (3 - \varkappa'_1)\,\tau'_0]/2\}, \tag{14}$$

где

$$f(A) = 4A/[4 + (3 - \varkappa'_1)\,(1 - A)\,\tau'_0]. \tag{15}$$

Результаты расчетов приведены на рис. 2. Видно, что $0 \leqslant f(A) \leqslant 1$. При $A > 0{,}8$ $\sigma(T_{\text{обл}}, \vartheta, A)$ быстро растет с ростом A и становится независимым от ϑ. С ростом вытянутости индикатрисы рассеяния $\varkappa'_1$ яркость нижней границы облаков растет. Видно также, что влияние альбедо подстилающей поверхности значительное. В нашем распоряжении не было экспериментальных данных о спектральном пропускании облаков в близкой ИК области. Их подробное экспериментальное определе-

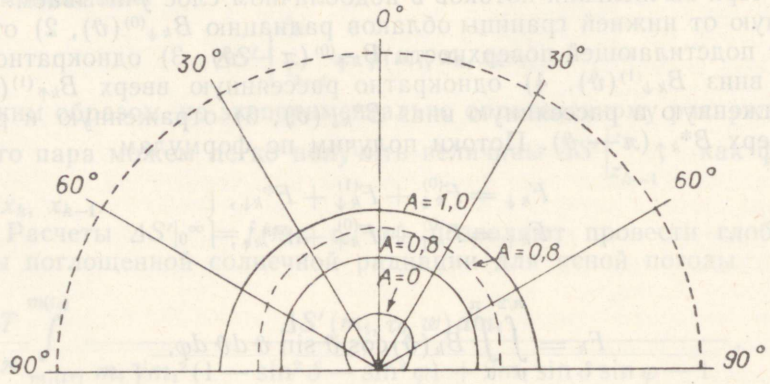


Рис. 2. Яркость нижней границы облаков при различных альбедо A и параметрах облаков: $\sigma(T_{\text{обл}}, 0{,}0) \equiv 1$, $\tau_0 = 20$, $\varkappa_1' = 2{,}5$ (сплошная линия); $\varkappa_1' = 1{,}2$ (пунктир).

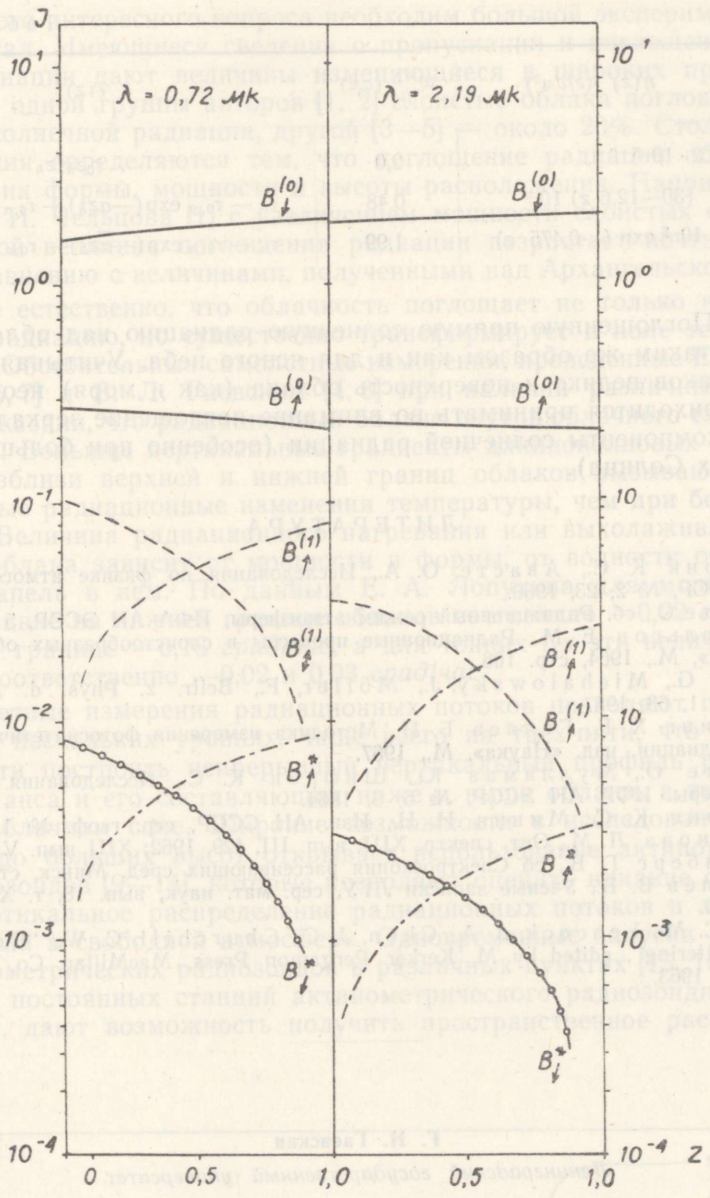


Рис. 3. Изменение с высотой компонент интенсивности в подоблачном слое атмосферы.

ние необходимо для расчетов притоков солнечной радиации под облаками.

9. Распределение водяного пара под низкими облаками можно апроксимировать линейной функцией; под облаками среднего яруса оно падает экспоненциально. Вычисления были проведены при значениях параметров, приведенных в табл. 3.

10. На ЭВМ Урал-4 вычислены изменения потока рассеянной радиации с высотой в близкой ИК области спектра. Результаты иллюстрирует рис. 3, где при σ $(T_{\text{обл}}0,0) = 0,665$ даны изменения с высотой различных компонент интенсивности. В полосах поглощения достаточно учитывать в первом приближении только величины $B_{k\downarrow}{}^{(0)}(z)$ и $F_{k\downarrow}{}^{(0)}(z)$.

Таблица 3

z_h (км)	$\eta(z)$ (г/см²)	$w\|_0^{z_h}$ (см)	$\tau(z)$
1	$2 \cdot 10^{-5}$	2,0	$\tau_0 z_k / z_h$
2	$(30-12{,}6\ z)\ 10^{-6}$	0.48	$\tau_h - \tau_{0,p} \exp(-\bar{\alpha} z_k) - \tau_{0,a} \exp(-\tilde{\beta} z_k)$
6	$10^{-5} \exp(-0{,}475\ z)$	1,99	$\tau_h - \tau_{0,p} \exp(-\bar{\alpha} z_k) - \tau_{0,a} \exp(-\tilde{\beta} z_k)$

11. Поглощенную прямую солнечную радиацию над облаками вычисляем таким же образом как и для ясного неба. Учитывая, что альбедо облаков велико и поверхность облака (как и моря) неортотропна [6, 11], приходится принимать во внимание поглощение зеркально отраженной компоненты солнечной радиации (особенно при больших зенитных углах Солнца).

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Авасте О. А., Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 2, 23, 1960.
2. Авасте О., сб. Радиационный режим атмосферы, ИФА АН ЭССР, 5 1967.
3. Фейгельсон Е. М., Радиационные процессы в слоистообразных облаках, изд. «Наука», М., 1964, стр. 106.
4. Korb, G., Michalowsky, J., Möller, F., Beitr. z. Phys. d. Atmosphäre, 30, Nr. 1, 63, 1957.
5. Тооминг Х. Г., Гуляев Б. И. Методика измерения фотосинтетически активной радиации, изд. «Наука», М., 1967.
6. Авасте О., Мулламаа Ю., Шифрин К. С., Исследования по физике атмосферы. ИФА АН ЭССР, № 6, 5, 1964.
7. Шифрин К. С., Минин И. Н., Изв. АН СССР, сер. геоф. № 1, 131, 1959.
8. Романова Л. М., Опт. спектр. XIII, вып. III, 429, 1962; XIII вып. VI, 819, 1962.
9. Розенберг Г. В., сб Спектроскопия рассеивающих сред, Минск, стр. 27, 1963.
10. Соболев В. В., Ученые записки ЛГУ, сер. мат. наук, вып. 18, т. XIII, № 116, 17, 1949.
11. Chu, C. M., Leacock, J. A., Chen, J. C., Churchill, C. W., "Electromagnetic Scattering", edited by M. Kerker Pergamon Press, MacMillan Co, New York, p. 567, 1963.

Г. Н. Гаевская

Ленинградский государственный университет

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТОКИ И ЛУЧИСТЫЙ ПРИТОК ТЕПЛА В ОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

G. N. Gayevskaya

Leningrad State University

THE INFLUENCE OF CLOUDS TO THE RADIATION FLUX DIVERGENCE IN THE ATMOSPHERE

Актинометрические измерения, выполняемые на самолетах, позволяют непосредственно определить величины пропускания, поглощения и отражения солнечной радиации облаками. К сожалению, в настоящее время нет еще полной ясности в данном вопросе. Для окончательного

решения этого интересного вопроса необходим большой экспериментальный материал. Имеющиеся сведения о пропускании и поглощении солнечной радиации дают величины изменяющиеся в широких пределах. По данным одной группы авторов [1, 2] слоистые облака поглощают от 3,5 до 9% солнечной радиации, другой [3—5] — около 20%. Столь сильные различия определяются тем, что поглощение радиации облаками зависит от их формы, мощности и высоты расположения. Например, по данным Н. И. Чельцова [1] с увеличением мощности слоистых облаков над Москвой величина поглощения радиации возрастает почти в два раза по сравнению с величинами, полученными над Архангельском.

Вполне естественно, что облачность поглощает не только коротковолновую радиацию, но существенно трансформирует и поле теплового излучения. Обстоятельные самолетные измерения, проведенные Е. А. Лопухиным [6, 7] и В. Л. Гаевским [4, 8] при наличии различных форм облаков показали, что радиационный баланс внутри облачного слоя близок к нулю. Большие вертикальные градиенты длинноволновых потоков радиации вблизи верхней и нижней границ облаков вызывают более значительные радиационные изменения температуры, чем при безоблачном небе. Величина радиационного нагревания или выхолаживания на границах облака зависит от мощности и формы, от водности облака и размера капель в нем. По данным Е. А. Лопухина для мощных *Ns* выхолаживание на нижней границе облаков составляло —0,22 *град/час*, на верхней границе —0,16 *град/час*, а для тонких *Ns* эти величины составляли соответственно —0,02 и 0,03 *град/час*.

Самолетные измерения радиационных потоков позволяют получить данные на нескольких уровнях, чаще всего на трех-пяти, что не дает возможности построить непрерывный вертикальный профиль радиационного баланса и его составляющих ниже и выше облака, а тем более в самом облачном слое. Широкие возможности в исследовании поля радиации до больших высот открывает использование актинометрических радиозондов [9—14], которые позволяют оценить влияние облачности на вертикальное распределение радиационных потоков и лучистый приток тепла в свободной атмосфере. Одновременные запуски нескольких актинометрических радиозондов в различных пунктах [15, 16], а тем более сеть постоянных станций актинометрического радиозондирования атмосферы, дают возможность получить пространственное распределе-

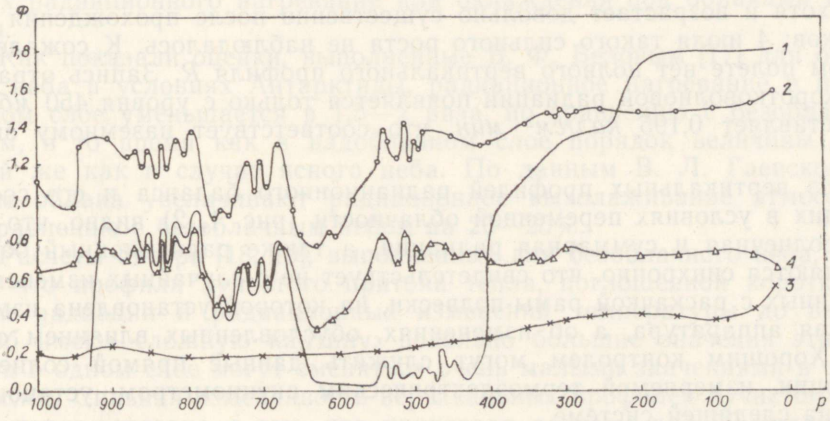


Рис. 1. Вертикальные профили радиационного баланса и его составляющих в случае переменной облачности 22. VI 62 г.: *1* — прямая солнечная радиация, *2* — суммарная радиация, *3* — отраженная коротковолновая радиация, *4* — полный радиационный баланс (в *кал/см² · мин*, *p* в *мб*).

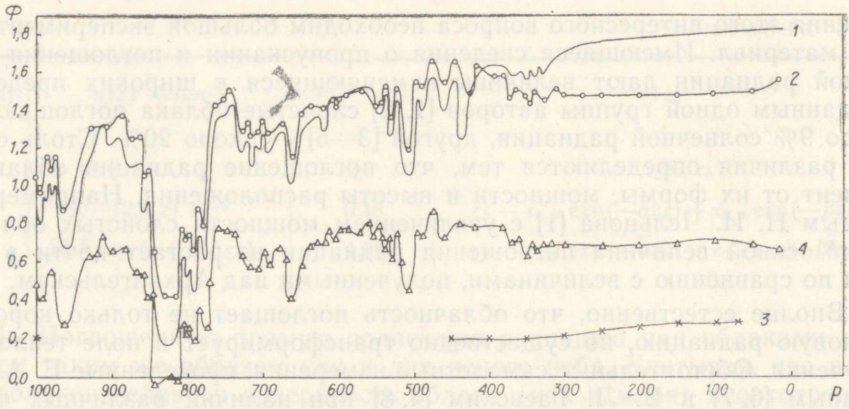


Рис. 2. Вертикальные профили радиационного баланса и его составляющих при переменной облачности 4. VII 62 г. Обозначения см. рис. 1.

ние радиационных потоков, по которому можно судить об изменении поля лучистого притока тепла в зависимости от синоптической ситуации.

Использование комплекса аэростатной актинометрической аппаратуры позволяет получить непрерывный вертикальный профиль радиационного баланса и его составляющих в облачной атмосфере в дневное время.

На рис. 1 и 2 приведены данные двух полетов, проведенных 22 июня и 4 июля 1962 г. в условиях облачной погоды. Первый полет проходил при сильной переменной высококучевой и перистой облачности в 8/7 баллов, с нижней границей на высоте около 3 *км*. Второй полет был проведен также при переменной, но кучевой облачности, с нижней границей на высоте 1 *км*.

В условиях переменной облачности радиационные потоки испытывают очень сильные изменения и говорить о каких-либо закономерностях в изменениях составляющих радиационного баланса нет возможности. Данные обоих полетов свидетельствуют о чрезвычайно сильном изменении прямой солнечной и суммарной радиации и полного радиационного баланса как в подоблачном слое, так и в самих облаках. Что касается отраженной коротковолновой радиации R, то данные полета 22 июня показали, что она не испытывает столь значительных изменений, хотя и возрастает довольно существенно после прохождения слоя облаков; 4 июля такого сильного роста не наблюдалось. К сожалению, в этом полете нет полного вертикального профиля R. Запись отраженной коротковолновой радиации появляется только с уровня 450 *мб*, где R составляет 0,195 *кал/см*^{2} · *мин*, что соответствует наземному значению.

Из вертикальных профилей радиационного баланса и его составляющих в условиях переменной облачности (рис. 1, 2) видно, что прямая солнечная и суммарная радиация, а также радиационный баланс изменяются синхронно, что свидетельствует не о случайных изменениях, связанных с раскачкой рамы-подвески, на которой установлена измерительная аппаратура, а об изменениях, обусловленных влиянием облаков. Хорошим контролем могут служить данные прямой солнечной радиации, измеряемой термоэлектрическим актинометром, установленным на следящей системе.

Оценка нижней границы облачности производится визуально. Зная время вхождения аппаратуры в облака и имея отметки времени на осциллограмме, можно точно определить высоту нижней границы облач-

ности. Высоту верхней границы облаков достаточно надежно можно определить из вертикального профиля прямой солнечной радиации.

При сплошной облачности потоки радиации резко изменяются. На рис. 3 приведены данные полета, проведенного 6 июля 1963 г. в условиях 10-балльной высокослоистой и слоистой облачности. В данном случае прямая солнечная радиация была зарегистрирована только после прохождения облачного слоя, что служит хорошим индикатором верхней границы слоя облаков. После выхода аппаратуры из облаков прямая солнечная радиация возрастает от 1,44 до 1,83 *кал/см²·мин.* Запись

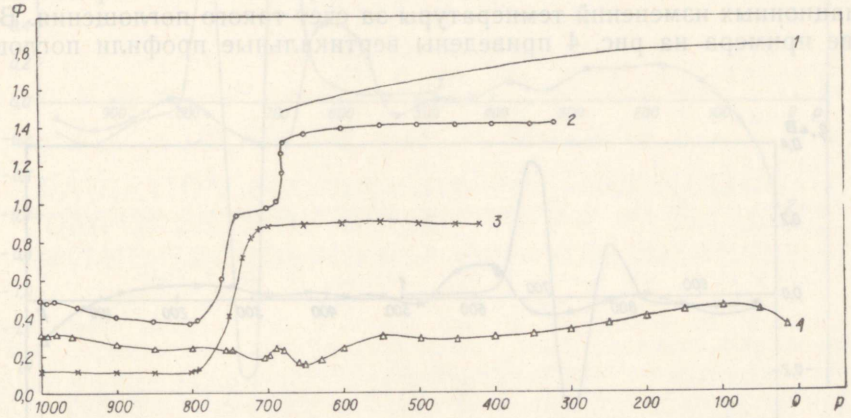


Рис. 3. Вертикальные профили радиационного баланса и его составляющих в случае сплошной облачности 6. VII 63 г. Обозначения см. рис. 1.

суммарной и отраженной коротковолновой радиации по техническим причинам оборвалась на высоте около 420 *мб.* Но даже не совсем полные профили этих величин, позволяют получить представление о влиянии сплошного облачного покрова на потоки радиации. Если отраженный коротковолновой поток изменяется от нижней до верхней границы облачного слоя в 8 раз, а суммарная радиация почти в 3 раза, то полный радиационный баланс не испытывает столь сильного изменения.

Значительное изменение радиационных потоков в облачной атмосфере должно приводить к довольно существенным различиям в величинах радиационного нагревания или охлаждения под облаками и над ними.

Как показали оценки, выполненные В. Ф. Беловым [17] для облачного неба в условиях Антарктиды, радиационное нагревание в подоблачном слое уменьшается в 1,5—2 раза, по сравнению с безоблачным небом, в то время как в надоблачном слое порядок величины dT/dt такой же как в случае ясного неба. По данным В. Л. Гаевского [8] летом облака увеличивают радиационное выхолаживание атмосферы, по сравнению с безоблачным небом на 20—25%.

Расчеты автора [18, 19], выполненные для безоблачного неба, показали что профили лучистого притока тепла, поглощенной коротковолновой радиации и радиационных изменений температуры до высоты 15 *мб* имеют сложную картину: довольно большие значения этих величин в одном слое могут сменяться очень малыми значениями в соседнем слое. Сильная изменчивость вертикальных профилей лучистого притока тепла, связана с тем, что производя расчеты для 50-миллибаровых слоев, получаем детальные вертикальные профили, относящиеся к убывающей с ростом высоты поглощающей массе. Кроме того, очень существенно влияние горизонтальной неоднородности подстилающей

поверхности и атмосферы. Для облачной атмосферы оценки лучистого притока тепла и радиационных изменений температуры еще более сложны.

Хорошо известно, что используемая в настоящее время методика расчета лучистого притока тепла и радиационных изменений температуры по данным измерений радиационных потоков в свободной атмосфере не достаточно совершенна и сопряжена с большими погрешностями. Они еще более возрастают в условиях облачной атмосферы, иногда расчеты могут привести к абсурдным результатам, а именно к отрицательным величинам поглощенной коротковолновой радиации и радиационных изменений температуры за счет такого поглощения. В качестве примера на рис. 4 приведены вертикальные профили поглощен-

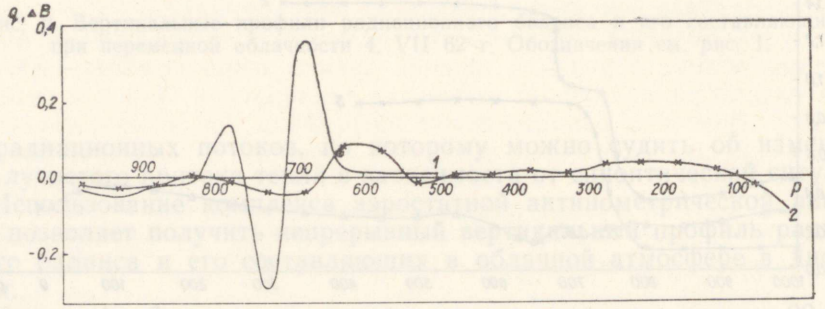


Рис. 4. Поглощенная коротковолновая радиация q (кривая *1*), лучистый приток тепла по данным измерений полного радиационного баланса ΔB (кривая *2*) в 50-миллибаровых слоях 6. VII 63 г. (в *кал/см² · мин*, p в *мб*).

ной коротковолновой радиации (кривая *1*) и лучистого притока тепла (кривая 2) при сплошной облачности. Как и следовало ожидать наибольшее изменение должна испытывать поглощенная коротковолновая радиация, об этом можно было уже судить при рассмотрении вертикальных профилей потоков коротковолновой радиации (рис. 3). Безусловно, появление отрицательной величины поглощенной коротковолновой радиации лишено физического смысла и наглядно демонстрирует несовершенство используемой методики расчета и измерений (т. е. при расчете используется не мгновенный вертикальный профиль радиационных потоков, а пространственно-временной). В данном случае q изменяется от —0,32 до 0,377 *кал/см² · мин*. Вполне естественно, что такие изменения приводят к еще большим колебаниям значений радиационных изменений температуры (рис. 5).

Значения лучистого притока тепла и обусловленных им радиационных изменений температуры получены в настоящей работе по данным измерений полного радиационного баланса. Наибольшие изменения в вертикальном профиле dT/dt происходят в нижнем слое атмосферы до уровня 500 *мб*. Здесь величина $(dT/dt)_{\Delta B}$ изменяется от —0,23 до 0,40 *град./час*. В слое атмосферы от 450 до 150 *мб* имеет место радиационное нагревание за счет суммарного лучистого притока тепла, а выше наблюдается радиационное выхолаживание.

Следует еще раз отметить, что существующая в настоящее время методика расчета величин лучистого притока тепла и радиационных изменений температуры не позволяет получить достоверных вертикальных профилей этих величин, но с достаточной степенью точности можно оценить скорости радиационного нагревания или охлаждения на нижней

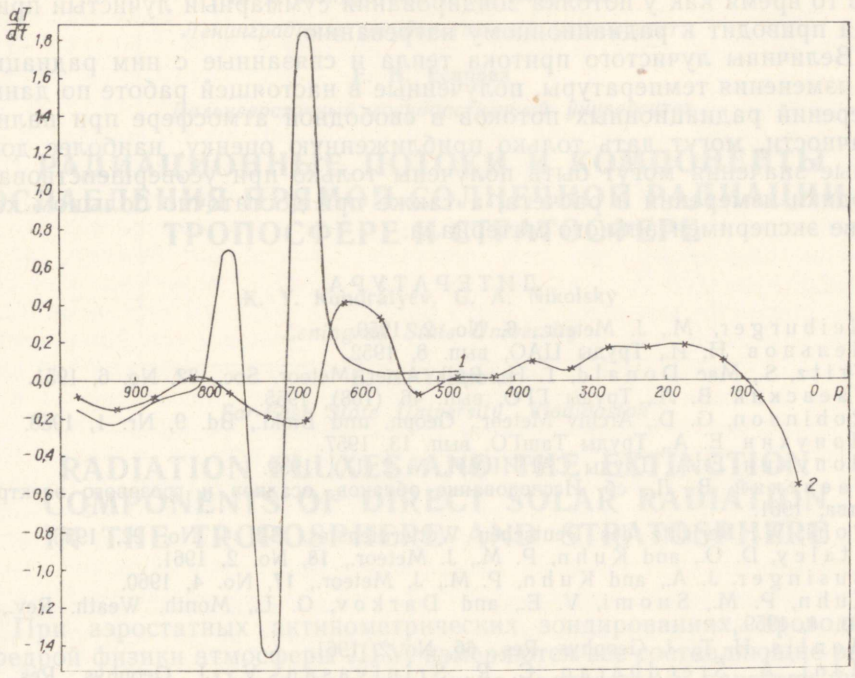


Рис. 5. Радиационные изменения температуры в 50-миллибаровых слоях 6. VII 63 г.: *1* — за счет поглощения коротковолновой радиации, *2* — по данным измерений полного радиационного баланса ($d\tau/dt$ в *град./час*, p в *мб*).

и верхней границах облачного слоя, зная величины радиационных потоков на этих границах. Ниже приведена таблица, содержащая сведения о поглощенной коротковолновой радиации q, лучистом притоке тепла ΔB в слоях: Z_1 от земли до нижней границы облака, Z_2 — от земли до верхней границы облака, Z_3 — от земли до потолка зондирования, а также приведены величины радиационных изменений температуры на границах этих слоев. Из таблицы видно, что в случае переменной облачности (22. VI 62, 4. VII 62) имеет место радиационное нагревание верхней и нижней границ облаков. Величина скорости радиационного нагревания за счет поглощения коротковолновой радиации почти вдвое превосходит величину $(dT/dt)_{\Delta B}$. При сплошной облачности нижняя и верхняя границы облаков охлаждается со скоростью —0,076 и —0,091 *град./час* соответствен-

Поглощенная коротковолновая радиация q и лучистый приток тепла ΔB в слоях Z_1, Z_2, Z_3 и радиационные изменения температуры на верхних границах слоев

Дата	Высоты верхних границ слоев Z_1, Z_2, Z_3	q	$(dT/dt)_q$	ΔB	$(dT/dt)_{\Delta B}$
22. VI 62	680	0,209	0,160	0,122	0,093
	150	0,188	0,054	0,067	0,019
	17	0,114	0,028	—0,016	—0,004
4. VII 62	900	0,225	0,461	0,136	0,277
	250	0,339	0,108	0,163	0,052
	13	—	—	0,146	0,036
6. VII 63	790	—0,101	—0,119	—0,064	—0,076
	670	0,086	0,064	—0,122	—0,091
	15	—	—	0,039	0,010

но, в то время как у потолка зондирования суммарный лучистый приток тепла приводит к радиационному нагреванию.

Величины лучистого притока тепла и связанные с ним радиационные изменения температуры, полученные в настоящей работе по данным измерений радиационных потоков в свободной атмосфере при наличии облачности, могут дать только приближенную оценку, наиболее достоверные значения могут быть получены только при усовершенствовании методики измерений и расчета, а также при достаточно большом количестве экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Neiburger, M., J. Meteor., **6**, No. 2, 1959.
2. Чельцов Н. И., Труды ЦАО, вып. 8, 1952.
3. Fritz, S., Mac Donald, T. H., Bull. Amer. Meteor. Soc., **32**, No. 6, 1951.
4. Гаевский В. Л., Труды ГГО, вып. 46 (108), 1955.
5. Robinson, G. D., Archiv Meteor., Geoph. und Biokl., Bd. 9, Nr. 1, 1958.
6. Лопухин Е. А., Труды ТашГО, вып. 13, 1957.
7. Лопухин Е. А., Труды САНИГМИ, № 2 (17), 1959.
8. Гаевский В. Л., сб. Исследование облаков, осадков и грозового электричества, 1961.
9. Pohl, W., Berichte des Deutschen Wetterdienstes. Bd. 4, No. 22, 1956.
10. Staley, D. O., and Kuhn, P. M., J. Meteor., **18**, No. 2, 1961.
11. Businger, J. A., and Kuhn, P. M., J. Meteor., **17**, No. 4, 1960.
12. Kuhn, P. M., Suomi, V. E., and Darkov, G. L., Month. Weath. Rev., **87**, No. 4, 1959.
13. Mantis, H. T., J. Geophys. Res., **66**, No 2, 1961.
14. Mani, A., Sreedharan, C. R., Srinivasan, V., J. Geophys. Res., **70**, No. 18, 1965.
15. Kuhn, P. M., and Suomi, V. E., J. Geophys. Res., **65**, No. 11, 1960.
16. Костяной Г. Н., Актинометрическое радиозондирование атмосферы, автореферат диссертации, Л., 1965.
17. Белов В. Ф., Труды ЦАО, вып. 45, 1962.
18. Кондратьев К. Я., Гаевская Г. Н., Проблемы физики атмосферы, вып. 3, 1965.
19. Гаевская Г. Н., Проблемы физики атмосферы, вып. 4, 1966.

Abstract

The vertical profiles of radiation balance and its components under the condition of overcast sky are represented on the basis of experimental material as derived from actinometric balloon soundings. The influence of cloudiness on the magnitude of radiative heat flux divergence is estimated.

К. Я. Кондратьев, Г. А. Никольский
Ленинградский государственный университет
Е. Н. Есипова
Дальневосточный государственный университет

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТОКИ И КОМПОНЕНТЫ ОСЛАБЛЕНИЯ ПРЯМОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ТРОПОСФЕРЕ И СТРАТОСФЕРЕ

K. Y. Kondratyev, G. A. Nikolsky
Leningrad State University
E. N. Yesipova
Far-East State University, Vladivostok

RADIATION FLUXES AND THE EXTINCTION COMPONENTS OF DIRECT SOLAR RADIATION IN THE TROPOSPHERE AND STRATOSPHERE

При аэростатных актинометрических зондированиях, проводимых кафедрой физики атмосферы ЛГУ, измеряются все составляющие радиационного баланса. Наиболее ценными по количеству и качеству информации являются данные о профилях прямой солнечной радиации. Существенной для измерения прямой солнечной радиации в тропосфере и стратосфере оказалась непрерывность регистрации показаний актинометра. Это позволило выявить наличие большого количества слоев с повышенным ослаблением, причем слоистость атмосферы проявляется особенно четко при зондировании при небольших высотах Солнца ($20 \div 25°$).

Исследование слоистости на высотах от 20 до 32 *км* достигло необходимой точности после того, как были поставлены опыты в естественных условиях для определения, а затем и исключения влияния давления на показания актинометра.

При подъемах аппаратуры в 1965 г. измерения прямой солнечной радиации производились одновременно двумя актинометрами, причем один из них был герметизирован. На рис. 1 представлена блок-схема устройства для измерения прямой солнечной радиации (S). Одновременно с измерением S регистрируется температура холодных спаев актинометра и контролируется постоянство давления в герметизированном

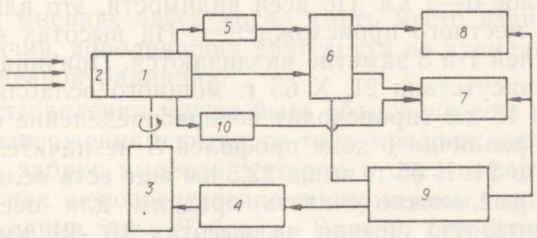


Рис. 1. Блок — схема устройства для автоматического измерения потока прямой солнечной радиации на аэростате: *1* — герметизированный актинометр, *2* — кварцевый фильтр, *3* — система слежения за Солнцем, *4* — управление системой слежения, *5* — контроль температуры, *6* — блок проверки и управления, *7* — оптический самописец, *8* — самопищущий равновесный мост, *9* — электропитание, *10* — контроль давления.

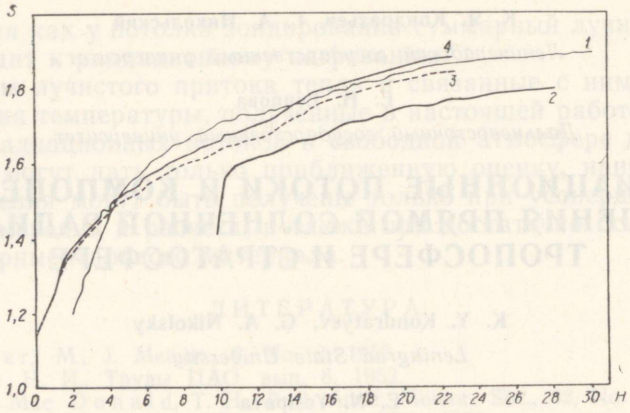


Рис. 2. Профили потоков прямой солнечной радиации для осеннего периода: *1* — полет 23. X 64 г., *2* — 1. X 65 г., *3* — 21. X 65 г. (герметизированный актинометр), *4* — 21. X 65 г. (открытый актинометр).

корпусе. Пропускание кварцевого окна было тщательно исследовано. В области спектра от 0,25 до 3 *мк* пропускание не зависит от длины волны и составляет 94%. При изменении давления от 760 до 30 *мм рт. ст.* поправка на давление достигает 2,4%. Моделирование подъема в лабораторных условиях приводит к большим значениям поправки.

На рис. 2 приведены профили потоков прямой солнечной радиации для трех осенних полетов. Профиль 1 получен 23. X. 64 г., профиль 2 — 1. X 65 г., профили 3 и 4 — 21. X 65 г. Последние два профиля получены в одном и том же подъеме с помощью двух актинометров. Разность значений S по этим профилям на соответствующих высотах характеризует влияние давления и скорости подъема на показания открытого актинометра. Наземные значения S по двум актинометрам совпадают; по мере подъема чувствительность открытого актинометра возрастает. Профили 1—4 приведены к одной высоте Солнца.

Рассмотрим высотный ход профилей и попытаемся выяснить причины различия значений S в тропосфере и стратосфере. Сравним профили 1 и 3. В случае, описываемом профилем 1 (23. X 64 г.), на высотах 1—2 *км* располагался облачный слой *Sc* 10/10. Тропосферный воздух между уровнями 2 и 10 *км* обладает сильными ослабляющими свойствами, особенно в слое 2—5 *км*. Ход S в верхней половине тропосферы указывает на то, что выше нет сильно ослабляющих слоев.

В тропосфере 21. X 65 г. (профиль 3) значительное ослабление наблюдается в слое 0—2 *км*. По всей видимости, это влияние аэрозольной компоненты местного происхождения. На высотах 4—12 *км* значения S для профилей 1 и 3 заметно различаются. Причина этого различия заключается в присутствии 21. X 65 г. мощного ослабляющего слоя на высотах от 12 до 15 *км* (происходит перераспределение ослабления).

Выше 15 *км* различия в ходе профилей S незначительны, но можно предположить, что 21. X 65 г. выше 22,5 *км* еще есть ослабляющие слои. Профиль 1, который можно считать средним для осеннего периода, позволяет выяснить, что обычно на высотах 15—21 *км* располагается несколько отдельных слоев с повышенным ослаблением. Толщина этих слоев составляет 200 ÷ 300 *м*. Профиль 3 отличается от среднего аномальной толщиной ослабляющих слоев.

Профиль прямой солнечной радиации в подъеме 1. X 65 г. выделяется малыми значениями S на всех высотах. Первые значения S

были получены на высоте 9,8 *км* при выходе аппаратуры из плотного облачного слоя. В слое 9,8—10,8 *км* градиент S настолько велик (0,15 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}/км$), что можно предположить на этих высотах наличие слоя *Ci*.

В стратосфере общий ход профиля 2 сходен с ходом профиля 1, но его детальное рассмотрение указывает на присутствие более мощных по высоте и ослабляющим свойствам слоев на высотах 12,7—14,1; 15—17; около 19; 21,5—22,5 *км* и др.

После прохождения этих слоев на высоте 28 *км* величина интенсивности прямой солнечной радиации все же аномально низка — 1,79 $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$. Аномальное ослабление 1. X 65 г. по сравнению с данными для 23. X 64 г. должно быть, в основном, отнесено за счет аэрозольной компоненты, так как вертикальное распределение озона в этих полетах различается мало, а его общее содержание 1. X 65 г. только в 1,5 раза выше, чем 23. X 64 г. Таким образом, источник аномального ослабления расположен 1. X 65 г. выше уровня верхней точки зондирования, но и указанные выше слои также являются аномальными. В обычных условиях толщина их в несколько раз меньше. Ослабление в этих слоях было бы более значительным, если бы отсутствовало аномальное ослабление на расположенных выше уровнях (перераспределение ослабления. Профиль 3 также указывает на появление аномальной мутности как в слое 12—15 *км*, так и выше потолка зондирования.

Если предположить, что причина появления слоев с аномальным ослаблением 1 и 21. X 1965 г. одинакова, то можно проследить за трансформацией ослабляющих слоев за 20 дней. По профилю 3 видно, что число слоев уменьшилось, что они опустились и слились в один мощный слой, расположенный над тропопаузой, причем влияние источника ослабления над потолком зондирования также уменьшилось.

Нет достаточных оснований предполагать, что основная причина аномального ослабления (4—5%) интегрального потока прямой солнечной радиации лежит вне атмосферы, т. е. отнести его за счет изменения солнечной постоянной. Наиболее вероятно, что причина ослабления находится либо в мезосфере, либо в стратосфере, а при особенно значительных аномалиях — в мезосфере и стратосфере одновременно.

В 1963—64 гг. на метеорологических станциях сначала в южном полушарии, а затем и в северном отмечено явление аномального ослабления солнечной радиации. Наибольших значений (22%) ослабление достигло на станции Южный полюс в конце 1963 г. и продолжалось более года [1, 2]. Предполагается, что наиболее вероятной причиной аномального ослабления является поступление пыли в стратосферу при извержении вулкана 17. III 63 г. и отвергается метеорная гипотеза, хотя имеются данные об увеличении количества метеоров в середине 1963 г.

По нашему мнению, здесь могло иметь место взаимодействие двух упомянутых причин, дополнявших друг друга во времени и усиливавших ослабление солнечной радиации.

Длительность явления может быть объяснена еще и тем, что в действительности извержения взрывного типа продолжались до 16. V 63 г. Таким образом, заброс пылевой материи в стратосферу осуществлялся несколько раз как непосредственно извержением, так и, вероятно, с помощью циркуляции типа Добсона—Бруера. Циркуляция в экваториальной зоне в весенний период такова, что меридиональный перенос направлен в Южное полушарие. Попадание ослабляющей компоненты в Северное полушарие можно объяснить не только медленной диффузией из Южного полушария, как это предполагает Мейнел [3], но скорее извержением вулкана Батур, начавшегося 5. IX 63 г. и продолжавше-

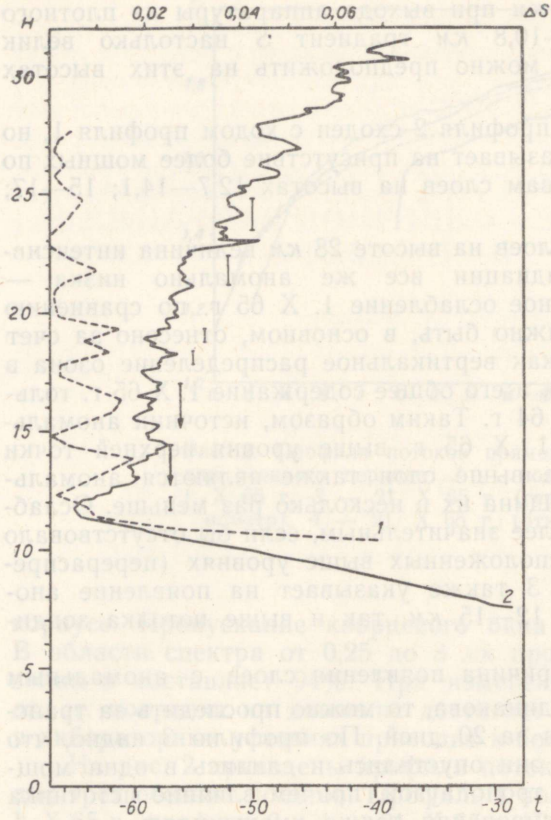


Рис. 3. Профиль общего ослабления прямой солнечной радиации в полукилометровых слоях и ход температуры воздуха с высотой 1. X 56 г.: *1* — ослабление, *2* — температура воздуха. Вертикальные штрихи показывают толщину и точное расположение по высоте ослабляющих слоев.

гося до конца октября [4]. Осенняя циркуляция способствует меридиональному переносу из экваториальной зоны в Северное полушарие, что подтверждается извержением вулкана Кракатау (27. VIII 1883 г.). Оптические явления в Северном полушарии после этого извержения отмечались уже через несколько дней.

Теперь можно обратиться к результатам актинометрического зондирования, изложенным вначале, и попытаться найти связь между аномальным ослаблением солнечной радиации, обнаруженным в полете 1. X 65 г., и взрывом-извержением вулкана Таал на о. Лусон 28. IX 65 г. Выброс вещества в атмосферу при извержении по предварительным оценкам составил от 30 до 40 млн. тонн [5]. Очевидцы сообщают, что облако, состоящее из пыли, пепла, пара и вулканических газов, поднялось на высоту 15—20 *км* и двигалось затем на запад. Некоторая часть вещества могла быть захвачена стратосферными струйными течениями, скорости которых в осенний период на высотах 30 *км* составляют 100 *км/час* и более. При таких скоростях аэрозольная компонента, удерживаемая в воздушном потоке, может быть транспортирована за три дня на расстояние $8 \div 10$ тыс. *км*.

Следовательно, помутнение стратосферы в средней полосе Европейской территории Советского Союза могло произойти уже 1. X 65 г. Нет другой подходящей причины для объяснения появления аномальных ослабляющих слоев на высотах 12—25 *км* 1 и 21. X 65 г. Остается, однако, неясным происхождение и стратификация ослабляющей компоненты, находящейся выше потолка зондирования, существование которой четко отразилось на величине S 1. X 65 г. на высоте 22 *км*. Вполне вероятно, что продукты извержения были заброшены на высоты более 30 *км* (Мейнел [3] указывает на появление вторичного заревого слоя на

высоте 61,2 *км*). Оседание частиц, как показывают профили 2 и 3, продолжается 1—1,5 месяца. Поэтому несомненно, что в течение 3-х дней аэрозоль не успеет значительно опуститься.

Рассмотрим более подробно связь ослабления прямой солнечной радиации с распределением ослабляющих компонент в стратосфере. Можно теоретически рассчитать ослабление прямой солнечной радиации за счет молекулярного рассеяния, поглощения озоном (если знать вертикальное распределение) и поглощения водяным паром. Разница между ослаблением S в километровых слоях, рассчитанным по теоретическому и экспериментальному профилю S, дает ослабление прямой солнечной радиации в километровом слое за счет аэрозоля.

Такие расчеты были нами сделаны ранее [6] и показали, что слоистость, найденная из вертикального хода S, обусловлена, в основном, ослаблением за счет аэрозоля. Поэтому можно просто построить вертикальные профили ослабления прямой солнечной радиации в километровых или полукилометровых слоях и это дает нам приблизительный профиль аэрозольного ослабления.

На рис. 3 представлены вертикальные профили ослабления прямой солнечной радиации в полукилометровых слоях и температуры воздуха для подъема 1. X 65 г. Как и следовало ожидать из вертикальных профилей S, здесь виден слой *Ci* и отдельные мощные ослабляющие слои толщиной до 1800 *м*. Наиболее характерными являются слои на высотах 17—19, 21 и 24 *км*, которые были обнаружены и в подъемах 1964 г.

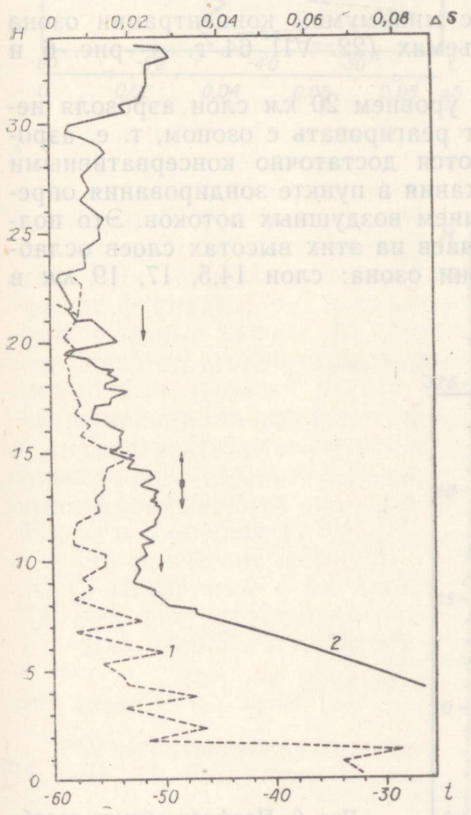


Рис. 4. Профиль общего ослабления прямой солнечной радиации и стратификации температуры воздуха 21. X 65 г.: *1* — ослабление, *2* — температура воздуха.

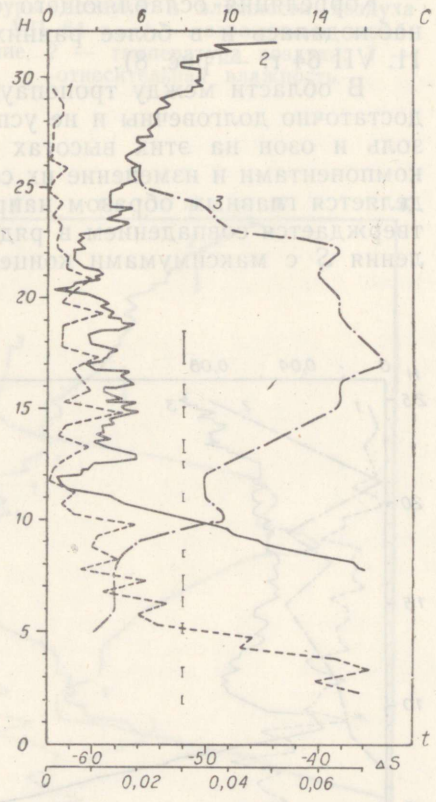


Рис. 5. Профили общего ослабления прямой солнечной радиации, температуры воздуха и концентрации озона: *1* — ослабление, *2* — температура воздуха, *3* — концентрация озона 23. X 64 г.

Нижний стратосферный слой расположен над тропопаузой. Из сравнения таких профилей в нескольких подъемах можно заключить, что аэрозольные слои обычно располагаются выше и ниже тропопаузы, а в стратосфере большей частью находятся над инверсиями или между ними.

Следующий подъем был сделан 21. X 65 г. (рис. 4). В тропосфере наблюдается множество крупных ослабляющих слоев местного происхождения. По сравнению с предыдущим подъемом, многочисленные слои в стратосфере сконцентрированы как-бы в 2-х крупных слоях на высотах 12—15 и 21—21 *км*. Тропопауза здесь размыта, но слои тоже формируются выше и ниже ее. Слой на уровне 21 *км* — надинверсионный.

Для сравнения на рис. 5 приведены результаты подъема 23. X 64 г. Здесь ослабляющие стратосферные слои хорошо соответствуют теплым слоям воздуха (в нижней стратосфере). Такое расположение ослабляющих слоев относительно температурной стратификации в нижней стратосфере (12—20 *км*) наблюдается в нескольких подъемах (рис. 3, 6, 7). По-видимому, подобное соответствие имеет место лишь при влажной воздушной массе (влажный аэрозоль).

Штрихпунктирная кривая на рис. 5, 6, 8 дает профиль концентрации озона, измеренной по полосе поглощения 9,6 *мк*. Слою аэрозоля на высоте около 21 *км* соответствует уменьшение концентрации озона, что возможно, если этот слой образован из вулканических продуктов, которые, реагируя с озоном, образуют твердую аэрозольную фракцию и уменьшают концентрацию озона.

Корреляция ослабляющего слоя с минимумом концентрации озона наблюдалась и в более ранних подъемах (22. VII 64 г. — рис. 6 и 11. VII 64 г. — рис. 8).

В области между тропопаузой и уровнем 20 *км* слои аэрозоля недостаточно долговечны и не успевают реагировать с озоном, т. е. аэрозоль и озон на этих высотах являются достаточно консервативными компонентами и изменение их содержания в пункте зондирования определяется главным образом направлением воздушных потоков. Это подтверждается совпадением в ряде случаев на этих высотах слоев ослабления S с максимумами концентрации озона: слои 14,5, 17, 19 *км* в

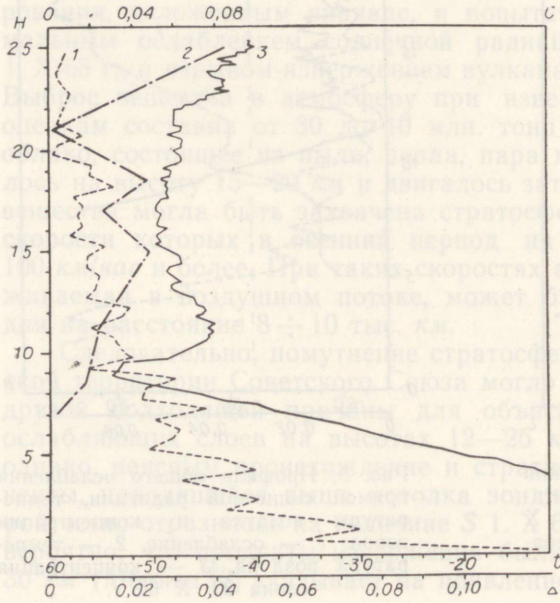


Рис. 6. Профили общего ослабления прямой солнечной радиации, температуры воздуха и концентрации озона 22. VII 64 г.: *1* — ослабление, *2* — температура воздуха, *3* — концентрация озона.

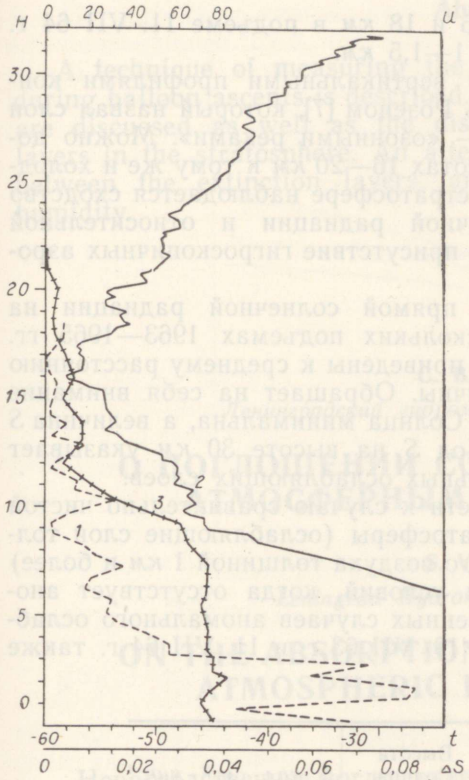


Рис. 7. Профили аэрозольного ослабления прямой солнечной радиации, температуры воздуха и влажности воздуха 11. VII 64 г.: *1* — аэрозольное ослабление, *2* — температура воздуха; *3* — относительная влажность.

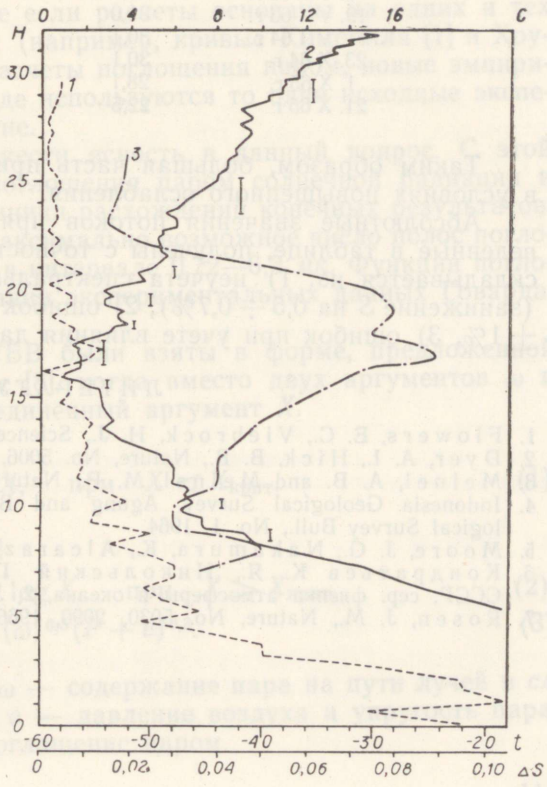


Рис. 8. Профили общего ослабления прямой солнечной радиации, температуры воздуха и концентрации озона 11. VII 64 г.: *1* — ослабление, *2* — температура воздуха, *3* — концентрация озона.

подъеме 23. X 64 г. (рис. 5); слои 15 и 18 *км* в подъеме 11. VII 64 г. (рис. 8). Толщина этих слоев равна 1—1,5 *км*.

Аналогичные корреляции между вертикальными профилями концентрации озона и пыли наблюдались Розеном [7], который назвал слои с повышенным содержанием озона — «озонными реками». Можно добавить, что это мутные реки, а на высотах 16—20 *км* к тому же и холодные. Следует отметить, что в нижней стратосфере наблюдается сходство профилей ослабления прямой солнечной радиации и относительной влажности (рис. 7), что указывает на присутствие гигроскопичных аэрозольных частиц на этих высотах.

Абсолютные величины потоков прямой солнечной радиации на уровне потолка зондирования в нескольких подъемах 1963—1965 гг. представлены в таблице. Величины S приведены к среднему расстоянию до Солнца, но высоты Солнца различны. Обращает на себя внимание подъем 23. X 64 г., в котором высота Солнца минимальна, а величина S выше, чем в остальных подъемах. Ход S на высоте 30 *км* указывает на то, что выше нет заметных локальных ослабляющих слоев.

Профиль 23. X 64 г. можно отнести к случаю сравнительно чистой стратосферы, а строение нижней стратосферы (ослабляющие слои толщиной около 200 *м* и прослойки чистого воздуха толщиной 1 *км* и более) считать наиболее характерными для условий, когда отсутствует аномальное ослабление. Кроме рассмотренных случаев аномального ослабления 1 и 21. X 65 г., величины S 6 и 19. VII 63 г. и 11. VII 64 г. также ниже, чем 23. X 65 г.

Дата подъема	Высота в *км*	Высота Солнца в *град.*	S, *кал* · *см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$
6. VII 63 г.	29,1	59	1,84
19. VII 63 г.	31,0	58	1,84
11. VII 64 г.	30,1	39	1,84
23. X 64 г.	30,1	23	1,87
1. X 65 г.	28,1	33	1,81
21. X 65 г	22,5	25	1,82

Таким образом, большая часть приводимых результатов получена в условиях повышенного ослабления.

Абсолютные значения потоков прямой солнечной радиации, приведенные в таблице, получены с точностью $\pm 2 \div 3\%$. Эта погрешность складывается из: 1) неучета спектральной селективности актинометра (занижение S на $0{,}5 \div 0{,}7\%$), 2) ошибок при учете влияния температуры $\pm 1\%$, 3) ошибок при учете влияния давления $\pm 1\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Flowers, E. C., Viebrock, H. J., Science, No. 3669, 148, 1965.
2. Dyer, A. I., Hick, B. B., Nature, No. 5006, 208, 1965.
3. Meinel, A. B. and Meinel, M. P., Nature, No. 4920, 201, 1964.
4. Indonesia Geological Survey, Agung and Batur 1963 Eruptions. Indonesia Geological Survey Bull., No. 1, 1964.
5. Moore, J. G., Nakamura, K., Alcaraz, A., Science, No. 3713, 151, 1966.
6. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А., Есипова Е. Н., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, 2, № 4, 1966.
7. Rosen, J. M., Nature, No. 5030, 2090, 1966.

Abstract

A technique of measuring the intensity of direct solar radiation during balloon ascents is described. The profiles of direct solar radiation are discussed as well as the distribution and thickness of extinction layers in the stratosphere. An attempt is made to disclose relationships between the extinction layers, air temperature, ozone and relative humidity.

С. В. Зверева

Ленинградский гидрометеорологический институт

О ПОГЛОЩЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ АТМОСФЕРНЫМ ВОДЯНЫМ ПАРОМ

S. V. Zvereva

Leningrad Hydrometeorological Institute

ON THE ABSORPTION OF SOLAR RADIATION ATMOSPHERIC BY WATER VAPOUR

Непосредственное поглощение солнечной радиации атмосферным водяным паром необходимо знать для решения ряда задач. Однако величина поглощаемой паром радиации по расчетам разных авторов варьирует в очень широких пределах. Как это видно из рисунка расхождение достигает 40% и больше, даже если расчеты основаны на одних и тех же экспериментальных данных (например, кривые Кимбалла [1] и Хоутона [2]). Появляются новые расчеты поглощения паром, новые эмпирические формулы [3—6 и др.], где используются то одни исходные экспериментальные данные, то другие.

Назрела необходимость внести ясность в данный вопрос. С этой целью был проведен расчет поглощения паром солнечной радиации и сделана попытка оценить источники расхождений конечных результатов.

В расчет было включено максимально возможное число полос поглощения пара, а именно 9 полос в интервале 0,72—6,3 *мк*. Функции поглощения определялись на основании экспериментальных данных Говарда, Берча и Вильямса (ГБВ) [7].

Эмпирические формулы ГБВ были взяты в форме, предложенной К. С. Шифриным и О. Авасте [8], когда вместо двух аргументов ω и $(P+e)$ фигурирует один объединенный аргумент X.

Для слабого поглощения

$$A_1(X) = \bar{c}X, \quad \text{при} \quad X < X_{\text{крит}}. \tag{1}$$

Для сильного поглощения

$$A_2(X) = \overline{C} + \overline{D} \log X, \quad \text{при} \quad X > X_{\text{крит}}, \tag{2}$$

$$X = (\omega)^{0,5}(P+e)^{0,3}. \tag{3}$$

Здесь $\bar{c}$, $\overline{C}$ и $\overline{D}$ — константы, ω — содержание пара на пути лучей в *см* сконденсированной воды, P и e — давление воздуха и упругость пара, при которых производилось поглощение паром.

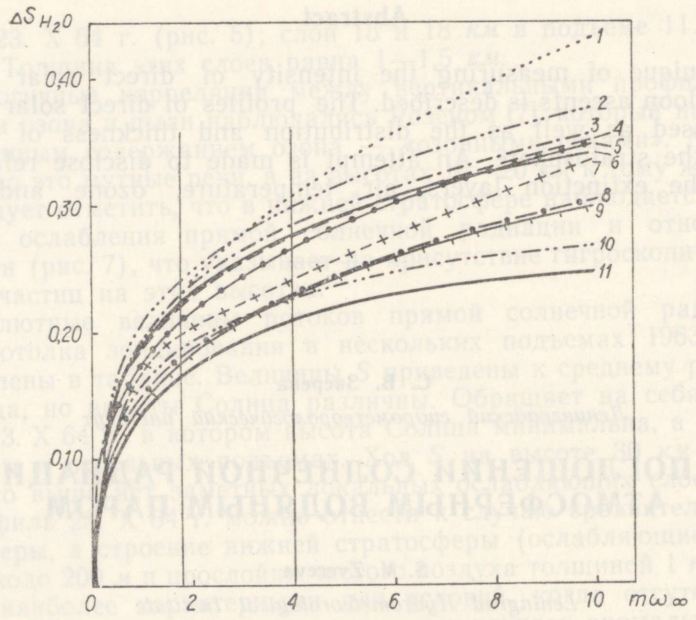


Рис. 1. Зависимость поглощаемой паром солнечной радиации от массы пара по расчетам различных авторов: *1* — по [2], *2* — по [8], *3* — по [4], *4* — по данным автора, *5* — по [11], *6* — по [12], *7* — по [25], *8* — по [3], *9* — по [5], *10* — по [1], *11* — Холпер (1939).

При проведении расчетов нами были сделаны некоторые дополнения и изменения.

1. Формулы ГБВ дополнены двумя формулами сильного поглощения для полос 1,1 и 3,2 *мк*, для которых у ГБВ были только формулы слабого поглощения.

2. Был ликвидирован «разрыв» функции поглощения, который имел место как в формулах ГБВ, так и в формулах Шифрина и Авасте, при переходе от формул слабого поглощения к формулам сильного поглощения. Величина разрыва для разных полос составляла 5—10% от поглощаемой паром энергии.

Для этой цели по исходным экспериментальным данным ГБВ были заново подобраны константы формул (1) и (2) и для остальных полос поглощения пара. Новые константы формул (1) и (2) для всех полос поглощения пара представлены в таблице, при этом значения их пересчитаны таким образом, чтобы P и e можно было подставлять в формулы (1) и (2) в *мб*.

Константы формул (1) и (2) (P и e в *мб*)

λ *мк*	$\bar{c}$	$\bar{C}$	$\bar{D}$	$X_{крит}$	$\frac{\int A_\nu d\nu}{\Delta\nu}_{крит}$
0,94	0,0200	—	—	—	—
1,1	0,0233	—0,060	0,263	3,32	0,077
1,38	0,0960	0,020	0,542	2,45	0,235
1,87	0,1270	0,119	0,417	1,77	0,225
2,7	0,3150	0,302	0,490	0,791	0,250
3,2	0,0703	—0,226	0,825	4,61	0,350
6,3	0,436	0,373	0,511	0,572	0,250

Поглощение в слабых полосах 0,72 и 0,80 *мк*, измерения в которых не производились ГБВ, было оценено по данным Фоуля [22], приведенным в работе [3] с учетом эффективного давления. Распределение энергии во внеземном солнечном спектре было взято по Джонсону [9], эффективное давление рассчитывалось по формуле

$$P_{эф} = \frac{\int_{z_1}^{z_2} (P + e)\, d\omega}{\int_{z_1}^{z_2} d\omega}$$

на основании данных о вертикальном распределении давления и упругости пара по работе Ю. Лондона [10].

Результаты проведенного расчета изображены на рисунке прерывистой кривой. В аналитическом виде полученная нами зависимость выражается формулами следующего вида:

$$\begin{aligned}
&\Delta S_{H_2O} = 0{,}0431\,(m\omega_\infty)^{0{,}43} P_{эф}^{0{,}26}, && 0{,}005\ см < m\omega_\infty < 0{,}1\ см,\\
&\Delta S_{H_2O} = 0{,}0475\,(m\omega_\infty)^{0{,}36} P_{эф}^{0{,}22}, && 0{,}1\ \ см < m\omega_\infty < 0{,}4\ см, \qquad (4)\\
&\Delta S_{H_2O} = 0{,}0627\,(m\omega_\infty)^{0{,}27} P_{эф}^{0{,}16}, && 0{,}4\ \ см < m\omega_\infty < 10\ \ см,
\end{aligned}$$

где ω_∞ — масса пара в вертикальном столбе атмосферы, m — оптическая масса атмосферы.

Если принять среднее значение эффективного давления у поверхности земли равным 800 *мб*, то формулы (4) будут иметь вид:

$$\begin{aligned}
&\Delta S_{H_2O} = 0{,}238\,(m\omega_\infty)^{0{,}43}, && 0{,}005\ см < m\omega_\infty < 0{,}1\ см,\\
&\Delta S_{H_2O} = 0{,}202\,(m\omega_\infty)^{0{,}36}, && 0{,}1\ \ см < m\omega_\infty < 0{,}4\ см, \qquad (5)\\
&\Delta S_{H_2O} = 0{,}184\,(m\omega_\infty)^{0{,}27}, && 0{,}4\ \ см < m\omega_\infty < 10\ \ см.
\end{aligned}$$

Следует помнить, что формулы (4) применимы для расчетов на любых высотах, в то время как формулы (5) только для расчетов у поверхности земли. Формулы (4), имеющие вид формул Мёллера [11], Макдональда [3] и др., в отличие от них, выражают зависимость ΔS_{H_2O} не только от массы пара на пути лучей, но и от эффективного давления и тем самым являются более общими.

Сравним полученные нами результаты с другими расчетами, основанными на экспериментальных данных ГБВ. Поглощенная паром солнечная радиация по нашим расчетам примерно на 10—15% ниже данных Шифрина и Авасте [8], на 2—10% ниже результатов Мёллера—Говарда [12] и очень близка к величинам поглощения по расчетам Ямамото [4]. До значений $m\omega_\infty < 0{,}7$ *см* наша кривая полностью совпадает с кривой Ямамото, для любых $m\omega_\infty > 0{,}7$ *см* наша кривая идет ниже кривой Ямамото, отличаясь от нее не более, чем на 3—4% по величине, поглощаемой паром энергии.

Далее, была проведена оценка влияния различных факторов на величину поглощаемой паром солнечной радиации.

1. Влияние распределения энергии в спектре Солнца за пределами атмосферы.

Сравнение сумм солнечной энергии, заключенной в 9 полосах поглощения пара (границы ГБВ) по распределениям Джонсона [9], Николе [13] по Смитсониановским данным [14] и Аллену [15] показало, что они отличаются не более, чем на 3—5%.

2. Влияние способа учета переменного давления вдоль пути луча в атмосфере.

Рассмотрено 4 способа вычисления эффективного давления: по Шифрину и Авасте [8], по Роч [16], Ямамото и Зверевой [4]. Различие в величинах поглощаемой паром энергии при использовании первых трех способов расчета $P_{эф}$ при любых значениях $m\omega_\infty$ составляет менее 1%, при учете давления по Ямамото различие достигает 1,9% при $m\omega_\infty = 10$ *см*.

3. Влияние характера вертикального распределения пара в атмосфере.

Было показано, что различие в поглощенной паром энергии в двух случаях разного вертикального распределения пара (лето, широта 10—20°, $\omega_\infty = 5{,}093$ *см*, $m = 1$, $h_\odot = 90°$ и зима, широта 40—50°, $\omega_\infty = 0{,}847$ *см*, $m = 6$, $h_\odot = 9{,}3°$), когда на пути лучей находится примерно одинаковая масса пара составляет доли процента.

Таким образом, изменение характера вертикального распределения пара, в конечном счете, сказывается на изменении величины $P_{эф}$. Изменение же $P_{эф}$ на единицы и даже на десятки миллибар вызывает сравнительно малые изменения в конечных величинах поглощения и поэтому этот фактор, как и 2 первые, не может объяснить наблюдающегося столь большого различия в величинах ΔS_{H_2O} у разных авторов.

4. Влияние изменения границ отдельных полос и учета разного числа полос поглощения пара.

Следует отметить, что в официальных справочниках по метеорологии, геофизике, монографиях, учебниках по метеорологии имеет место большой разнобой в характеристиках полос поглощения пара (число полос, границы, величины функций пропускания) [12, 17—21 и др.]. Имеют место и опечатки. Например, опечатки в Смитсонианских метеорологических таблицах (издания до 1951 г.) в границах полос поглощения пара 0,94 и 1,87 *мк* приводили к уменьшению поглощаемой паром энергии на 15%. В последнем американском справочнике по геофизике [17] и его русском переводе [18] вкралась опечатка в границу полосы 2,7 *мк* из-за которой поглощение паром уменьшается почти на 3%.

Все расчеты поглощения паром, основанные на данных Фоула [22], в том числе эмпирические формулы Мёллера [11], Макдональда [3], Онгстрема [5] и др., не включили в расчет поглощение в 3-х полосах пара: 2,7, 3,2 и 6,3 *мк*. Вклад этих полос в общее поглощение паром по нашим подсчетам составляет от 18 до 32%. Неучет двух слабых полос пара 0,72 и 0,80 *мк* [12], измерения поглощения в которых не приводились ГБВ, ведет к недооценке поглощения паром на 2—10%. Вклад полосы 6,3 *мк*, лежащей на самом краю солнечного спектра, составляет от 2 до 6%, что не учтено в [8].

Учитывая большую роль этого фактора следует: 1) провести тщательные измерения поглощения паром с тем, чтобы уточнить функции поглощения и границы отдельных полос пара, 2) упорядочить сведения о поглощении паром в справочниках, монографиях, учебниках.

5. Оценка влияния рассеяния.

Оценкой влияния рассеяния занимались многие авторы [23—25 и др.]. Нами приведены расчеты поглощения солнечной радиации паром по двум формулам, учитывающим влияние рассеяния Е. С. Кузнецова [25] и А. Онгстрема [5]. Оказалось, что уменьшения поглощения паром за счет учета рассеяния по этим двум формулам довольно сильно различаются.

При слабом замутнении атмосферы (коэффициент рассеяния $\beta = 0{,}1$) уменьшение поглощения паром по Онгстрему составляет

2—3%, по Кузнецову оно растет с ростом содержания пара и достигает 12—15% при большом содержании пара. При сильном замутнении атмосферы ($\beta = 0{,}2$) — по Онгстрему оно равно 3—5%, по Кузнецову при больших $m\omega_\infty$ достигает 25%.

Конечно, эти цифры следует рассматривать как ориентировочные и для окончательного решения вопроса о влиянии рассеяния на величину поглощаемой паром энергии надо знать аэрозольные характеристики атмосферы на разных высотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kimball, H. H., Monthly Weath. Rev., 58, 43, 1930.
2. Hougton, H. G., Journ. Met., II, 1, 1954.
3. Mc Donald, J. E., Journ. Met., 17, 3, 1960.
4. Yamamoto, G., Journ. of the Atm. Sci., **19**, 2, 182, 1962.
5. Ångström, A., Arkiv geofys., 3, 5, 1962.
6. Robinson, G. D., Arch. Met., Geophys. und Bioklim., S. B., 12, 1, 1962.
7. Howard, J. N., Burch, D. E. and Williams, D., Journ. Opt. Soc. of America, 46, 3, 4, 5, 1956.
8. Шифрин К. С. и Авасте О., Исследования по физике атмосферы АН ЭстССР, № 2, 1960.
9. Johnson, F. S., Journ. Met., 11, 431, 1954.
10. London, J., A study of the atmospheric heat balance, 1957, A. F. C. R. C. Techn. Rep. 57—287.
11. Mügge, R. und Möller, F., Zschr. f. Geophys., 8, 53, 1932.
12. Möller, F., Handbuch der Physik, Bd. XLVIII. Geophysik II. Berlin, 1957.
13. Nicolet, M., Arch. Met., Geophys., Bioklim., S. B, 3, 209, 1951.
14. List, R. J., Smithsonian Meteorological Tables, VI Rev. Edit., 1958.
15. Allen, C. W., Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 84, 307, 1958.
16. Roach, W. T., Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 87, 373, 1961.
17. Handbook of Geophysics, New York, 1960.
18. Справочник по геофизике, М., 1965.
19. Кондратьев К. Я., Актинометрия, Гидрометеоиздат, Л., 1965.
20. Кондратьев К. Я., Лучистая энергия Солнца, Гидрометеоиздат, Л., 1954.
21. Foitzik, L. und Hinzpeter, H., Sonnenstrahlung und Lufttrübung, Leipzig, 1958.
22. Fowle, F. E., Astrophys. Journ., 42, 394, 1915.
23. Дмитриев А. А., Труды Московского гидрофизического института, т. III, 1953.
24. Кастров В. Г., Труды ЦАО, 8, 1952.
25. Кузнецов Е. С., Труды Геофизического института АН СССР, 23 (1950), 1954.

М. И. Юдин, Л. В. Руховец

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

УЧЕТ ПРИТОКОВ ТЕПЛА В МАЛОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ПРОГНОСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

M. I. Yudin, L. V. Rukhovets

Main Geophysical Observatory, Leningrad

ON THE RADIATION FLUX DIVERGENCES IN LOW-PARAMETRIC MODEL

1. Трудности прогноза количества и высоты облаков значительно снижают ценность детального описания радиационных и конденсационных притоков тепла для целей численного прогноза. Для описания вертикальных распределений неадиабатических факторов целесообразно

использовать статистический подход, в частности, привлечь аппарат разложений по естественным ортогональным функциям.

2. В докладе одного из авторов на Международном симпозиуме по радиации (Ленинград, 1964 г.) был проведен анализ необходимых данных о радиации для расчета первых естественных функций температурного поля.

В настоящей работе приводится методика расчета притоков тепла для целей их использования в малопараметрической прогностической модели.

3. Численная схема предусматривает введение новой искомой функции — интегрального альбедо облаков. Значения этой функции связываются с параметрами влагосодержания и температуры воздуха, а также с вертикальными движениями.

Радиационные притоки тепла расчитываются по данным о функции поглощения и статистического распределения высот облаков. Приток тепла от конденсации связывается с альбедо облаков и вертикальными движениями за предшествующие сроки.

Л. Н. Дьяченко

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

К. Я. Кондратьев

Ленинградский государственный университет

О СРАВНЕНИИ РАСЧЕТНЫХ ВЕЛИЧИН БАЛАНСА ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ АТМОСФЕРЫ И ЕГО СОСТОВЛЯЮЩИХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ СПУТНИКОВЫХ И РАДИОЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

L. N. Dyachenko

Main Geophysical Observatory, Leningrad

K. Y. Kondratyev

Leningrad State University

COMPARISON OF THE CALCULATED VALUES OF THE LONG-WAVE RADIATION BALANCE OF THE ATMOSPHERE AND ITS COMPONENTS WITH THE RESULTS OF MEASUREMENTS BY THE USE OF SATELLITES AND RADIOSONDES

Значительный интерес представляет задача исследования длинноволнового баланса атмосферы и его составляющих. Решение этой задачи сильно осложнено тем, что величина длинноволнового баланса атмосферы F_a пока не поддается непосредственному измерению. Он может быть определен как разность измеренных величин эффективного излучения поверхности F_0 и уходящего излучения на верхней границе атмосферы, но из-за малого количества измерений этих характеристик, последние могут быть использованы пока лишь для проверки и уточнения составляющих длинноволнового баланса атмосферы.

Такого рода сравнения проводились нами для эффективного излучения поверхности по наблюдениям актинометрической сети станций и для уходящего излучения на базе использования данных актинометрических радиозондов и метеорологических спутников Земли.

Длинноволновый баланс атмосферы рассчитывался по формуле

$$F_a = F_0 - F_\infty. \tag{1}$$

В подавляющем большинстве случаев эта характеристика отрицательна, так как атмосфера, в целом, теряет свое тепло.

Величины эффективного излучения поверхности F_0 вычислялись по формуле, предложенной Н. А. Ефимовой [1]

$$F_0 = F_0^0(1 - cn) + \delta\varepsilon, \tag{2}$$

где F_0^0 — эффективное излучение при безоблачном небе, рассчитанное по температуре воздуха, n — средняя месячная облачность, c — коэффициент, учитывающий физические свойства облаков, $\delta\varepsilon$ — поправка на разность температур между подстилающей поверхностью и воздухом.

Величины уходящего излучения F_∞ рассчитывались по методике К. Я. Винникова

$$F_\infty = U_h + \left[(U_0 - U_h) \cdot \frac{P(w_0) + P(w_h)}{2} \right] \cdot (1 - c_н n_н - c_{ср} n_{ср} - c_в n_в),$$
$$U = \sigma T^4, \tag{3}$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, T — абсолютная температура воздуха. Индексы 0 и h относятся соответственно к уровням поверхности Земли и тропопаузы, w — содержание водяного пара во всей толще атмосферы, $P(w)$ — интегральная функция пропускания атмосферы, n — количество облачности, определенное наблюдателем, находящимся на внешней границе атмосферы, $n_н$ — баллы облачности нижнего, $n_{ср}$ — среднего, $n_в$ — верхнего ярусов.

Сопоставление расчетных годовых сумм эффективного излучения (заимствованные нами из работы [1]) с соответствующими данными измерений позволило установить, что существует довольно хорошее совпадение между ними с коэффициентом корреляции $r = 0{,}95$.

Переходя к вопросу об экспериментальной проверке результатов вычислений уходящего излучения остановимся на сравнении двух методов расчета уходящего излучения по Б. Е. Шнеерову [2] и К. Я. Винникову [3]. Б. Е. Шнееровым учитывалась реальная стратификация температуры и истинный профиль влажности в атмосфере. К. Я. Винниковым вертикальный профиль температуры аппроксимировался в виде линейной функции высоты, а вертикальный профиль влажности задавался в форме экспоненты.

Таблица 1

Сравнение двух методов расчета величин уходящего излучения для некоторых пунктов СССР
13 II 60 г. 03 часа

Станции и индекс		T^0	τ	T_1^0	$n_{общ.}$	$n_н$	$k_в$	$F_{\infty ш}$	$F_{\infty в}$	$\Delta F_\infty = F_{\infty ш} - F_{\infty в}$
Мурманск	113	—11,0	—15,0	—64	0,4	0	1	0,230	0,259	—0,03
Москва	612	—12,0	—17,0	—67	0,1	0,1	0	0,270	0,274	—0,00
Минск	850	—2,0	—3,0	—66	0,1	0,1	0	0,290	0,296	—0,01
Киев	345	—2,0	—2,0	—66	0,1	0,1	0	0,313	0,295	0,01
Ростов-на-Дону	731	0	0	—67	0,1	0,1	0	0,312	0,300	0,01
Свердловск		—4,0	—5,0	—66	0,8	0,7	0	0,239	0,262	—0,02
							среднее	0,276	0,281	±0,01 ±4%

13 II 60 г. 15 часов

Станции и индекс	T^0	τ	$T_1{}^0$	$n_{общ}$	$n_н$	$k_в$	$F_{\infty ш}$	$F_{\infty в}$	$\Delta F_\infty = F_{\infty ш} - F_{\infty в}$
Мурманск	—9,0	—13,0	—65	0,9	0,9	0	0,246	0,258	—0,01
Москва	—7,0	—9,0	—70	0,1	0	0	0,247	0,283	—0,04
Минск	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Киев	2,0	0	—67	0,9	0,9	0	0,318	0,278	0,04
Ростов-на-Дону	5,0	2,0	—60	0,1	0	0	0,253	0,313	—0,06
Свердловск	—14,0	—21,0	—57	0	0	0	0,280	0,278	0,00
						среднее	0,268	0,282	—0,04
									±11%
									+0,02

Для вычисления F_∞ по модели К. Я. Винникова, нами была составлена программа для ЭЦВМ «Проминь» и проведены необходимые расчеты.

Результаты сравнения приведены в табл. 1, где T^0 и $T_1{}^0$ — температура воздуха у поверхности Земли и на тропопаузе, τ — точка росы у Земли, $n_{общ}$, $n_н$ — облачность общая и нижнего яруса, $k_в$ — коэффициент, характеризующий верхнюю облачность.

Аналогичные расчеты выполнены для 60 пунктов Европы для двух дней января ночного и дневного сроков (всего рассчитано 220 случаев). Среднее отклонение между ними колеблется в пределах ±5—7%, что составляет величину порядка ±0,01—0,02 *кал/см²·мин*. Это позволило выбрать в качестве основного, более простой способ К. Я. Винникова.

Сравнение данных расчета уходящего излучения с данными актинометрического радиозондирования было проведено на материалах четырех пунктов — Долгопрудный, Киев, Высокая Дубрава, Ташкент. В табл. 2 в качестве примера приведены данные по ст. Высокая Дубрава для ясного и пасмурного неба. Расчет F_∞ производился как по температуре воздуха, так и по температуре почвы.

Таблица 2

Уходящее излучение, рассчитанное по температуре воздуха и по температуре подстилающей поверхности (*кал/см²·мин*), 1961 г.

Высокая Дубрава, зима

Дата	F_∞	δF	$F_\infty{}^0$
	Ясно		
17. I	0,262	—0,017	0,245
29. I	0,259	—0,011	0,248
30. XII	0,261	—0,009	0,252
12. II	0,252	0,008	0,244
Σ	1,034	—0,042	0,989
Число случаев	4	4	4
Среднее	0,258	—0,010	0,248
	Облачно		
7. II	0,221	—0,010	0,211
21. II	0,225	—0,00	0,225
19. II	0,242	—0,009	0,233
20. II	0,225	—0,010	0,215
15. I	0,252	—0,014	0,238
31. I	0,204	—0,004	0,200
Σ	1,369	—0,047	1,322
Число случаев	6	6	6
Среднее	0,228	—0,008	0,220

Продолжение табл. 2

Дата	F_∞	δF	$F_\infty 0$
	Пасмурно		
10. I	0,273	—0,00	0,273
22. I	0,254	—0,00	0,254
24. I	0,231	—0,00	0,231
2. XII	0,215	—0,00	0,215
4. XII	0,276	—0,00	0,276
9. XII	0,213	—0,00	0,213
11. XII	0,260	—0,00	0,260
16. XII	0,204	—0,00	0,204
6. XII	0,246	—0,00	0,246
18. XII	0,260	—0,00	0,260
25. XII	0,245	—0,00	0,245
26. II	0.200	—0,000	0,200
Σ	2,877	—0,000	2,877
Число случаев	12	12	12
Среднее	0,239	—0,000	0,239

При анализе данных табл. 2 можно заключить, что поправка на разность температур к величине потока уходящего излучения δF меняется в зависимости от облачности. В пасмурную погоду, при сплошной низкой облачности (10/10 баллов) она равна нулю, так как температуры у нижней границы облачности и у поверхности почвы выравниваются. В ясную, безоблачную погоду, например, для Долгопрудного зимой она составляет в среднем величину порядка $\delta F_{ср}^{ясно} = -0{,}015$ *кал/см²·мин*, а летом $\delta F_{ср}^{ясно} = -0{,}010$ *кал/см²·мин*. При средней частичной облачности летом, т. е. при общей облачности в 3—7 баллов поправка составляет величину порядка $\delta F_{ср}^{обл} = -0{,}005$ *кал/см²·мин*.

Для трех других пунктов Советского Союза (табл. 3) величины $\delta F_{ср}$ имеют тот же порядок. Из-за малого количества данных, мы рассчитали $\delta F_{ср}$ для всех трех пунктов вместе. Сопоставление расчетных и измеренных с помощью актинометрических радиозондов данных по

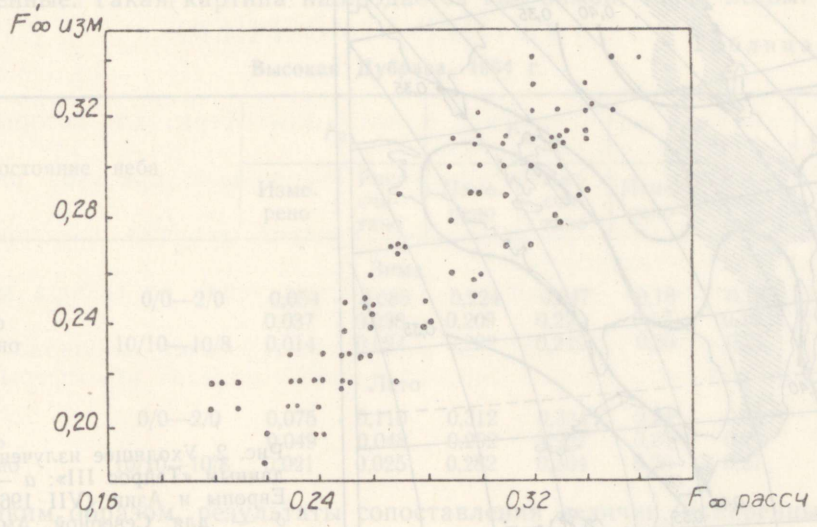


Рис. 1. Корреляция измеренных актинометрическим радиозондом и рассчитанных величин уходящего излучения.

Таблица 3

$\delta F_{ср}$	Долгопрудный		Высокая Дубрава, Киев, Ташкент	
	Зима	Лето	Зима	Лето
Ясно	—0,015	—0,010	—0,010	—0,008
Облачно	—	—0,005	—0,008	—0,004
Пасмурно	0,00	0,00	0,00	0,00

уходящему излучению показало удовлетворительное совпадение с коэффициентом корреляции $r = 0{,}90$ (рис. 1).

Для сравнения расчетных величин уходящего излучения с данными спутниковых измерений использованы результаты «Тайрос III». Анализ

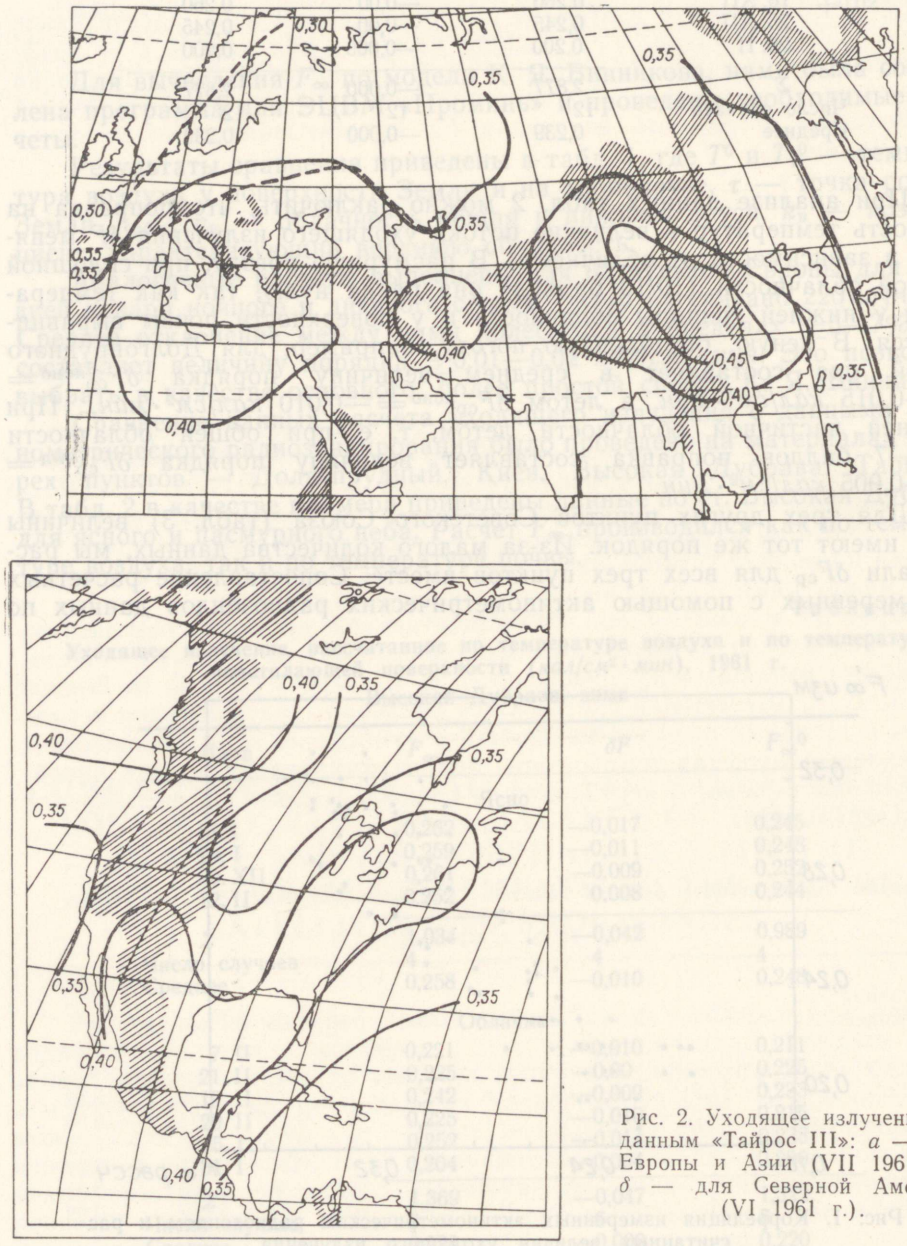


Рис. 2. Уходящее излучение по данным «Тайрос III»: *а* — для Европы и Азии (VII 1961 г.), *б* — для Северной Америки (VI 1961 г.).

проводился на основе измерений, относящихся к территории Западной и частично Восточной Европы. Были использованы данные, полученные по каналу № 4 радиометра (область длин волн 8—30 *мк*). По ним построена карта распределения уходящего излучения для 15. VII 61 г. (рис. 2).

Для того же периода, по данным метеорологических радиозондов, (пунктирные линии) было рассчитано уходящее излучение над Европой. Сравнение этих данных позволило установить достаточно хорошее совпадение географического распределения указанных величин, полученных по данным спутниковых измерений и расчетов. На рис. 3 представлена корреляция измеренных со спутника «Тайрос-III» и рассчитанных величин уходящего излучения.

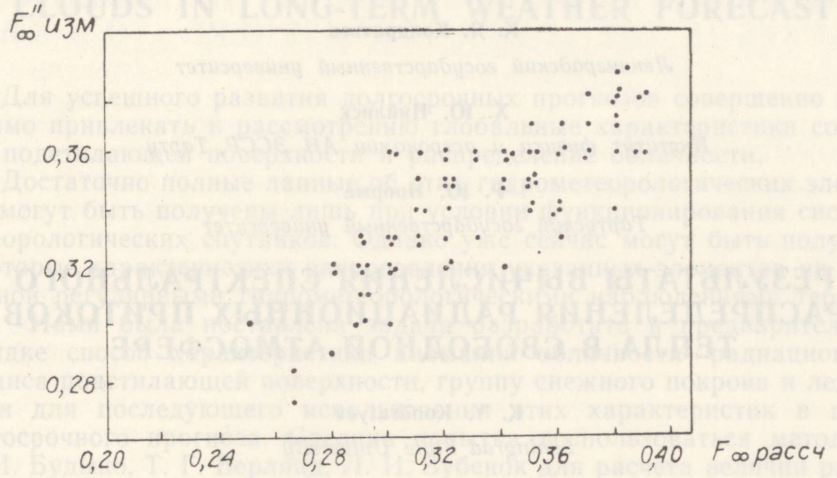


Рис. 3. Корреляция измеренных со спутника «Тайрос III» и рассчитанных величин уходящего излучения.

Далее нами рассмотрен вопрос о сравнении расчетных величин притока тепла к атмосфере с данными измерений. Как видно из табл. 4 рассчитанные величины F_0 и F_∞ почти всюду несколько превышают измеренные. Такая картина наблюдается как зимой, так и летом.

Таблица 4

Высокая Дубрава, 1964 г.

Состояние неба		F_0		F_∞		F_a		Число случаев
		Измерено	Рассчитано	Измерено	Рассчитано	Измерено	Рассчитано	
				Зима				
Ясно	0/0—2/0	0,054	0,086	0,224	0,247	0,18	0,16	4
Облачно		0,037	0,038	0,209	0,220	0,17	0,18	6
Пасмурно	10/10—10/8	0,014	0,024	0,222	0,240	0,20	0,21	12
				Лето				
Ясно	0/0—2/0	0,075	0,110	0,312	0,334	0,24	0,24	6
Облачно		0,049	0,048	0,292	0,297	0,24	0,25	11
Пасмурно	10/10—10/8	0,021	0,025	0,282	0,304	0,26	0,27	2

Таким образом, результаты сопоставления величин, измеренных со спутников и актинометрических радиозондов, с рассчитанными значениями указывают на достоверность существующих расчетных методов.

В заключение авторы приносят благодарность В. И. Шляхову и Г. Н. Костяному за тот материал актинометрического радиозондирования, который был предоставлен в наше распоряжение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ефимова Н. А., Метеорология и гидрология, № 10, 1961.
2. Шнеерова Б. Е., Метеорология и гидрология, № 7, 1963.
3. Винников К. Я., Труды ГГО, вып. 168, 1965.

К. Я. Кондратьев

Ленинградский государственный университет

Х. Ю. Нийлиск

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

Р. Ю. Ноорма

Тартуский государственный университет

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПРИТОКОВ ТЕПЛА В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

K. Y. Kondratyev

Leningrad State University

H. J. Niilisk

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

R. J. Noorma

Tartu State University

RESULTS OF THE COMPUTATIONS OF SPECTRAL DISTRIBUTION OF THE RADIATION FLUX DIVERGENCE IN THE FREE ATMOSPHERE

1. Краткая характеристика моделей атмосферы, для которых вычислены лучистые притоки тепла.
2. Спектральное распределение радиационных притоков тепла в области 5—18 *мк*.
3. Вертикальное распределение средних величин спектральных радиационных притоков тепла.
4. Зависимость радиационных притоков тепла от выбора модели атмосферы.
5. Изменение температуры атмосферы за счет длинноволновых лучистых притоков тепла в рассматриваемых моделях атмосферы.

Н. П. Есакова

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И ОБЛАЧНОСТИ В ДОЛГОСРОЧНОМ ПРОГНОЗЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

N. P. Yesakova

Main Geophysical Observatory, Leningrad

USE OF THE RADIATION CHARACTERISTICS AND CLOUDS IN LONG-TERM WEATHER FORECAST

Для успешного развития долгосрочных прогнозов совершенно необходимо привлекать к рассмотрению глобальные характеристики состояния подстилающей поверхности и распределение облачности.

Достаточно полные данные об этих гидрометеорологических элементах могут быть получены лишь при условии функционирования системы метеорологических спутников. Однако уже сейчас могут быть получены некоторые характеристики распределения указанных элементов на освещенной регулярными гидрометеорологическими наблюдениями территории. Нами была поставлена задача разработать в предварительном порядке способ характеристики аномалий облачности радиационного баланса подстилающей поверхности, группу снежного покрова и ледовитости для последующего использования этих характеристик в целях долгосрочного прогноза. Сделана попытка воспользоваться методикой М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Л. И. Зубенок для расчета величин радиационного баланса для более коротких интервалов времени. Для этой цели были сравнены рассчитанные декадные величины для ряда пунктов СССР, с данными фактических наблюдений за период МГГ.

Прогностическая значимость перечисленных характеристик проверяется статистическими методами. Рассматривается статистическая схема прогноза, составленная при помощи линейного уравнения множественной регрессии.

А. В. Ткаченко, Н. И. Гойса

Украйнский научно-исследовательский гидрометеорологический институт, Киев

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЛАЧНЫХ СЛОЕВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОТОКОВ В НИЖНЕЙ ТРОПОСФЕРЕ (до 6 *км*)

A. V. Tkachenko, N. I. Goisa

Ukrainian Scientific Research Hydrometeorological Institute, Kiev

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF CLOUD LAYERS TO THE DISTRIBUTION OF THE RADIATION FLUXES IN THE LOWER TROPOSPHERE (TO 6 KM)

1. Облачные слои обладают существенно отличными от безоблачной атмосферы физическими свойствами, что должно привести к разрыву радиационного баланса и других характеристик на границах облачных слоев. Возможность существования разрыва в вертикальных профилях радиационных потоков и других элементов в атмосфере при наличии облаков или дымки вытекает из теоретических исследований Е. М. Фейгельсон. Однако экспериментальное определение этого эффекта до настоящего времени не было сделано. Между тем известно, что процессы на границах облачных слоев играют важную роль в эволюции последних. Недостаточно полный учет этих эффектов в некоторых теоретических исследованиях служит источником существенных ошибок.

2. В УкрНИГМИ была предпринята попытка оценить разрывы радиационного баланса на границах облака двумя способами: путем проведения непосредственных радиационных измерений с самолета и путем их расчета на основании уравнений баланса тепла и влаги на границах облачных слоев.

3. Данные самолетных измерений позволили получить профили радиационного баланса и его составляющих в облачной атмосфере. В безоблачной атмосфере радиационные потоки с высотой меняются непрерывно. На границах облаков радиационный баланс и его составляющие меняются практически скачкообразно, причем особенно существенно на верхней границе. На нижней границе разрыв радиационного баланса не всегда удается обнаружить. Здесь встречаются значительные методические трудности, так как величина разрыва радиационного баланса здесь в большинстве случаев оказывается меньше ошибок измерений.

4. Многочисленные расчеты разрыва радиационного баланса на нижней границе, выполненные по уравнениям баланса тепла и влаги показали следующее. Примерно в 50% случаев разрыв радиационного баланса на нижней границе практически не обнаруживается, в остальных случаях он чаще всего положителен. На знак разрыва существенное влияние оказывает вертикальное распределение температуры.

Оба метода, примененные к одному и тому же облаку, дают результаты, которые качественно между собой согласуются.

Е. П. Новосельцев

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ОБЛАКОВ РАЗЛИЧНЫХ ЯРУСОВ

Y. P. Novoseltsev

Main Geophysical Observatory, Leningrad

THE EMISSIVITY OF CLOUDS OF THE VARIOUS LEVELS

1. Показано, что средняя интегральная «полусферическая» излучательная способность облаков верхнего яруса $\delta_{\text{интегр}}$ заметно отличается от единицы, составляя величину порядка 0,5.

2. Средняя величина $\delta_{\text{интегр}}$ для облаков среднего яруса имеет величину порядка 0,8.

3. Облака нижнего яруса с достаточной степенью точности могут считаться «черными».

4. Излучательная способность в направлении нормали в спектральном окне прозрачности 8—12 *мк* для облаков верхнего и среднего ярусов существенно меньше 1.

Облака нижнего яруса в этом спектральном интервале с точностью до 5% могут считаться черными.

К. Я. Кондратьев, Ю. М. Тимофеев

Ленинградский государственный университет

ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ГАЗОВ

K. Y. Kondratyev, J. M. Timofeyev

Leningrad State University

NUMERICAL EXPERIMENT ON THE STUDY OF TRANSMISSION FUNCTIONS OF ATMOSPHERIC GASES

1. Введение

Последнее время все большее распространение получает метод расчета функций пропускания, основанный на точном интегрировании по частоте, учитывающей реальную структуру спектра поглощения [1—5]. Это связано как с определенными успехами в расчетах параметров, характеризующих отдельные спектральные линии (положение, интенсивность, полуширину линий и их зависимость от давления и температуры), так и с развитием вычислительной техники, позволяющей проводить обширные численные эксперименты. Преимуществами указанного метода являются: возможность получения функций пропускания для любых физических условий и любых спектральных интервалов (это особенно важно при малых содержаниях поглощающего вещества и узких спек-

тральных интервалах), возможность получения функций пропускания для реальной атмосферы, что затруднено в других методах, относительная простота введения аппаратурных искажений и т. д. Недостатками этого метода являются, во-первых, большой объем и сложность вычислений, особенно в случае сложных контуров линий поглощения и его полная зависимость от исходных данных. Если они не точны, то введение поправок в конечный результат затруднительно, необходимо проводить расчеты заново с более точными данными.

Не надо забывать, что все указанные выше преимущества этого метода имеют реальное значение только в том случае, если исходные данные обладают достаточной точностью. И хотя в этом направлении достигнуты определенные успехи, однако, в настоящее время далеко не для всех полос поглощения атмосферных газов имеются надежные данные о параметрах микроструктуры спектра. В этом направлении должны быть сделаны дальнейшие усилия, ибо в противном случае новый метод в значительной степени обесценивается.

Метод прямого интегрирования не заменит, конечно, все другие существующие методы получения функций пропускания, и нам кажется, что с помощью этого метода имеет смысл решать, в первую очередь, следующие задачи: во-первых, расчет функций пропускания для тех условий, когда старые методы бессильны или дают недостаточную точность, во-вторых, проведение численных экспериментов, ставящих своей целью оценку влияния различных характеристик среды и параметров спектра на функции пропускания, оценку точности различных приближенных методов и т. д. Если первая задача требует серьезной работы, состоящей в сравнении теоретически полученных значений функций пропускания с экспериментальными при тех же условиях, без чего достоверность теоретических функций пропускания сомнительна, то вторая задача может быть в первом приближении решена и без этой проверки, так как здесь основное внимание уделяется не величинам функций пропускания, которые могут быть и не точны, а их качественным зависимостям.

Перечислим некоторые задачи этого класса, которые могут быть решены с помощью рассматриваемого метода.

1. Исследование зависимостей функций пропускания от содержания поглощающего вещества, давления, температуры и положения спектрального интервала.
2. Проверка приближенных методов, используемых при расчетах различных характеристик инфракрасной радиации.
3. Проверка применимости спектроскопических моделей к различным участкам спектра и полосам поглощения.
4. Пропускание смеси газов.
5. Влияние формы контура спектральной линии.

Имея точные данные о параметрах микроструктуры полос поглощения и их зависимостях от давления и температуры, можно вычислить функции пропускания с помощью следующих соотношений:

однородный случай

$$P_{\Delta\nu}(u, p, T) = (\Delta\nu)^{-1} \int_{\Delta\nu} \exp\left[(-u/\pi) \sum_i k_i(\nu, p, T)\right] d\nu, \qquad (1)$$

неоднородный случай

$$P_{\Delta\nu}(p) = (\Delta\nu)^{-1} \int_{\Delta\nu} \exp\left[(-1/\pi g) \sum_i \int_{p_0}^{p} k_i(\nu, p, T(p)) q(p) dp\right] d\nu. \qquad (2)$$

Здесь u — содержание поглощающего вещества на пути луча, p — давление, T — температура, $T(p)$ и $q(p)$ — распределение температуры

и отношение смеси поглощающего газа, k_i — коэффициент поглощения отдельной спектральной линии. В суммировании учитываются все линии, дающие заметный вклад в суммарный коэффициент поглощения спектрального участка. Расчеты по формулам (1) и (2) проводились на ЭВМ-20 для лорентцевского контура поглощения спектральной линии. Расчеты проводились до давления 10 *мб*. Они были начаты для чисто вращательной полосы водяного пара, для которой имеются подробные данные о ее микроструктуре Бенедикта и Каплана [6]. Есть основания сомневаться в большой точности этих данных (см. [7] и [8]), и необходима дальнейшая экспериментальная проверка и уточнение этих данных. Вопрос о зависимостях функций пропускания узких спектральных интервалов от различных характеристик обсуждался в работе авторов [7].

2. Проверка приближенных методов учета неоднородности атмосферы

Лабораторные измерения и теоретические расчеты функций пропускания дают чаще всего функции пропускания для однородной среды, т. е. среды, где давление и температура постоянны вдоль луча радиации. Для нахождения функций пропускания реальной атмосферы с изменяющимися давлением и температурой часто применяют один из следующих приближенных методов.

а. Метод эффективной массы, где считается возможным заменить реальную атмосферу однородным слоем с давлением p_0 и температурой T_0, содержащим эффективное количество поглощающего вещества

$$u_{эф} = g^{-1} \int_{p_0}^{p} q(p)\,(p/p_0)^n (T/T_0)^m\, dp. \tag{3}$$

Здесь n и m — эмпирические константы, определяемые обычно из данных о функциях пропускания для однородной среды.

б. Метод Куртиса—Годсона, где считается возможным заменить реальный неоднородный слой атмосферы однородным слоем с давлением $\tilde{p}$ и содержанием поглощающего вещества $\tilde{u}$

$$\tilde{p} = \frac{\int \sum_i S_i(T)\, pq(p)\, dp}{\int \sum_i S_i(T_0)\, q(p)\, dp}, \qquad \tilde{u} = \frac{g^{-1} \int \sum_i S_i(T)\, q(p)\, dp}{\sum_i S_i(T_0)}. \tag{4}$$

Если не учитывать зависимость функций пропускания от температуры, эти соотношения можно записать в следующем виде:

$$u_{эф} = g^{-1} \int_{p_0}^{p} q(p) \left(\frac{p}{p_0} \right)^n dp, \tag{3а}$$

$$\tilde{p} = \frac{\int q(p)\, p\, dp}{\int q(p)\, dp}, \quad \tilde{u} = g^{-1} \int q(p)\, dp. \tag{4а}$$

Если $n = 1$ и $\left(\frac{T}{T_0} \right)^m = \frac{\sum_i S_i(T)}{\sum_i S_i(T_0)}$, то обе приближенные методики идентичны, когда $P_{\Delta\nu}(u, p) = f(up)$.

Немногочисленные работы, посвященные анализу точности этих

методов [9], показали, что метод Куртиса-Годсона приводит к хорошим результатам для полосы поглощения CO_2 при 15 *мк* и вращательной полосы водяного пара, но неудовлетворителен для полосы озона при 9,6 *мк*. Однако выводы, полученные этими авторами, относятся к функциям пропускания широких полос поглощения и основывались на использовании спектроскопических моделей. Они могут быть несправедливы для реального спектра и тем более для узких спектральных интервалов, интерес к которым в последнее время сильно возрос в связи с обратными задачами атмосферной оптики. Поэтому представляет интерес оценка точности рассмотренных методов на основе точных расчетов по формулам (1) и (2).

Для этого использовались три спектральных участка в диапазоне от 20 до 50 *мк*. Укажем, что это участки №№ 1, 6 и 7 из работы [7]. Участок № 1 содержит сильные спектральные линии, № 6 — слабые и № 7 — умеренные. Эти спектральные участки сильно отличаются друг от друга по взаимному расположению линий, влиянию соседних линий, температурной зависимостью интенсивностей и другим параметрам. Для расчетов по формуле (2) требуется задание влажности и температуры в зависимости от давления. Были взяты стратификации, типичные для ряда географических районов (б. Тихая, Москва, Мадрас) и времен года (рис. 1), что позволило изучить влияние различных стратификаций атмосферы на точность приближенных методов. Функции пропускания рассчитывались для слоев различной протяженности, причем верхняя граница была зафиксирована на уровне с давлением 10 *мб*, а нижняя варьировалась. Типичным примером сравнения точных функций пропускания с функциями, полученными на основе приближенных методов, является рис. 2 (участок № 1, первая стратификация).

Выводы, полученные на основе анализа всего числового материала, могут быть сформулированы следующим образом:

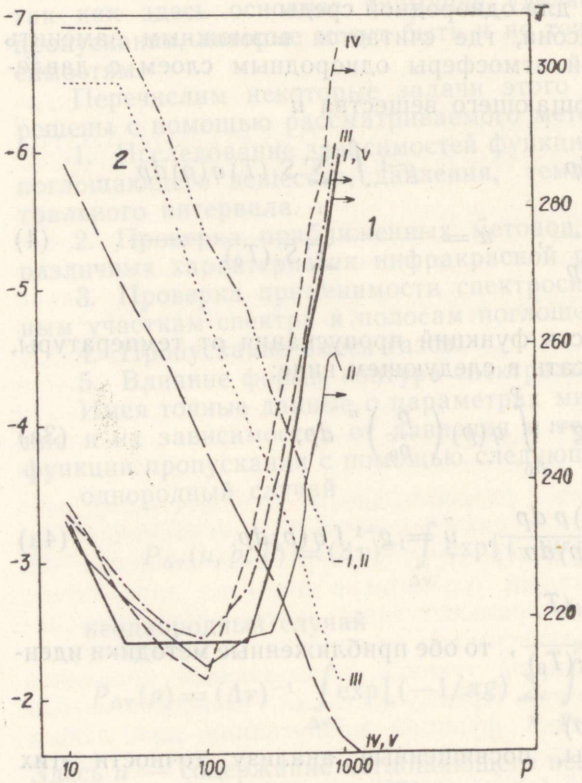


Рис. 1. Распределение температуры — *1* и влажности — *2* в атмосфере. Римскими цифрами обозначены номера стратификации, для которых производился расчет.

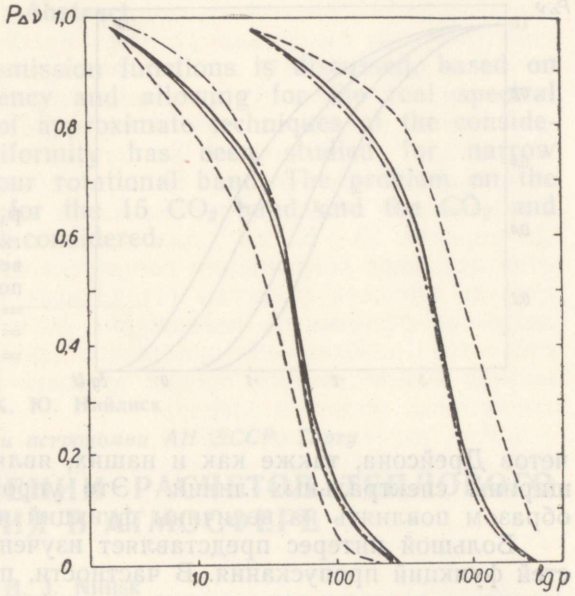


Рис. 2. Сравнение точных функций пропускания с функциями, полученными на основе приближенных методов (участок № 1, первая стратификация). Левая группа кривых относится к опорному давлению $p_0 = 1000$ *мб*, правая — к $p_0 = 10$ *мб*; — — точная функция пропускания, —— — функция пропускания (метод Куртиса-Годсона), — — — — функция пропускания по методу эффективной массы с $n = 0{,}5$, —·—· — то же при $n = 1{,}0$.

1. Численные эксперименты, осуществленные для трех спектральных участков, шириной $\approx 5 \div 10$ *см*$^{-1}$, во вращательной полосе водяного пара показали, что приближенные методы учета неоднородности атмосферы дают при точном вычислении функций пропускания по формулам, принимающим во внимание реальную структуру спектра, хорошие результаты, особенно при учете температурного влияния. Естественно, что подобный вывод справедлив для трех рассмотренных в работе спектральных участков. Однако, учитывая, что эти участки сильно отличаются по своим параметрам, а также то, что для всех участков и всех рассмотренных стратификаций атмосферы были получены сходные результаты, можно надеяться, что и для других участков вращательной полосы, а также для всей полосы приближенные методы будут давать удовлетворительные результаты.

2. При использовании метода эффективной массы необходимо принимать $n = 1$ или близкие к 1 значения, что вполне согласуется с данными о зависимостях функций пропускания от давления для однородной среды.

3. Температурная поправка существенно улучшает точность приближенных методов и, что особенно важно, в связи с отсутствием достаточно полных экспериментальных данных о влиянии температуры на функции пропускания может быть введена на основе теоретических температурных зависимостей интенсивностей спектральных линий.

4. Метод эффективной массы при $n = 1$ и метод Куртиса—Годсона дают приблизительно одинаковые результаты. Точность их без учета влияния температуры для не слишком малых значений функций пропускания колеблется в пределах 5—15%. При учете температуры точность возрастает в 5—10 раз.

3. Функции пропускания 15 *мк*-полосы углекислого газа

Вычисления функций пропускания для узких спектральных интервалов полосы CO_2 при 15 *мк* представляют несомненный интерес в связи с задачей термического зондирования атмосферы. Обширные расчеты для этой полосы были проведены Дрейсоном. Большим недостатком рас-

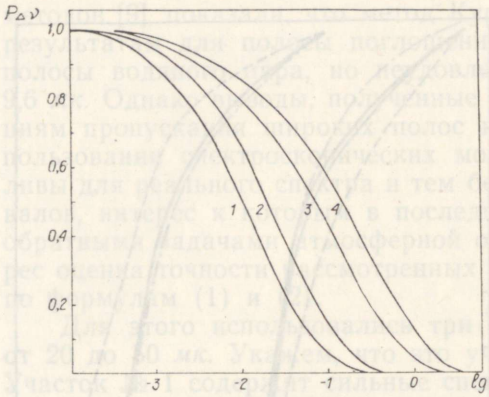


Рис. 3. Зависимости функций пропускания от содержания поглощающего вещества для участка 706,7—711,5 $см^{-1}$ полосы углекислого газа: *1* — $p = 1000$ *мб*, $T = 300°$ *K*; *2* — $p = 1000$ *мб*, $T = 250°$ *K*; *3* — $p = 100$ *мб*, $T = 300°$ *K*; *4* — $p = 100$ *мб*, $T = 250°$ *K*.

четов Дрейсона, также как и наших, является введение средней полуширины спектральных линий. Это упрощение может существенным образом повлиять на величины функций пропускания.

Большой интерес представляет изучение температурных зависимостей функций пропускания. В частности, при выборе участков для термического зондирования одним из многих требований к ним является малая температурная зависимость функций пропускания, в противном случае задача термического зондирования становится существенно нелинейной и трудно разрешимой. В качестве примеров наших расчетов приведем рис. 3, на котором представлены функции пропускания спектрального участка с границами 706,5—711,5 $см^{-1}$ для двух давлений и двух температур. Как видно из рисунка, изменение температуры на десятки градусов приводит к заметным изменениям функций пропускания.

4. Пропускание смеси газов

Другой важный вопрос, который можно решить с помощью рассматриваемой методики, это пропускание смеси газов. Нами изучались функции пропускания в районе 15—20 *мк*, где присутствуют линии поглощения двух атмосферных газов — CO_2 и H_2O. Задача состояла в проверке часто используемого приближенного соотношения

$$P_{H_2O+CO_2} = P_{H_2O} \cdot P_{CO_2}. \qquad (5)$$

Предварительные расчеты для ряда участков показали, что соотношение (5) выполняется с хорошей точностью. Однако работа в этом направлении только начата, и результаты должны быть уточнены.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hitschfeld, B., Houghton, J. T., Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 87 No. 374, 1961.
2. Shaw, J. H., Houghton, J. T., Appl. Optics, 3, 773, 1964.
3. Benedict, W. S., J. Opt. Soc. America, 47, No. 7, 1952.
4. Drayson, S. R., Appl. Optics, **2**, No. 3, 385, 1966.
5. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М., Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, **2**, № 3, 1966.
6. Benedict, W. S., Kaplan, L. D., Atlas rotational water vapor data, J. P. L., 1963.
7. Фурашов Н. И., Опт. и спектр. т. XX, вып. 3, 427, 1966.
8. Walshaw, C. D., Rodgers, C. D., Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 89, 122, 1963.
9. Goody, R. M., J. of the Atm. Scien., **21**, 6, 575, 1964.

Abstract

Method for obtaining transmission functions is discussed, based on accurate integration in frequency and allowing for the real spectral structure. With the accuracy of approximate techniques of the consideration of atmospheric nonuntiformity has been studied for narrow spectral ranges of water vapour rotational band. The problem on the computation of transmissions for the 15 CO_2 band and the CO_2 and H_2O gaseous mixing is briefly considered.

Х. Ю. Нийлиск

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

К ВОПРОСУ ОБ УТОЧНЕНИИ РАСЧЕТОВ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

H. J. Niilisk

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

SOME PROBLEMS OF ACCURATING THE COMPUTATION OF THERMAL RADIATION IN THE ATMOSPHERE

В настоящее время стали весьма актуальными задачи вычисления пространственного распределения интенсивности и потоков тепловой радиации в атмосфере для реальных условий погоды. С точки зрения практики желательно, чтобы подобные вычисления были не слишком громоздкими и входящие в схему расчетов параметры были уже известны или их возможно было определить без принципиальных и технических трудностей. С другой стороны, требуется, чтобы методика вычислений радиации гарантировала нам точность результатов, необходимую для проведения всего цикла исследований на уровне современной науки.

В настоящей работе рассматриваются некоторые вопросы в связи с уточнением расчетов радиации Земли и атмосферы на основании феноменологической теории переноса излучения в атмосфере.

В практике вычислений теплового излучения в атмосфере широко используют формулы типа (1) (см. работы [1, 2])

$$I_{\Delta\lambda}(s_0, s') = E_{\Delta\lambda}[T_э(s_0)]P_{\Delta\lambda}(s_0, s') + \int_{s_0}^{s'} E_{\Delta\lambda}[T(s)]dP_{\Delta\lambda}(s', s). \quad (1)$$

Здесь $I_{\Delta\lambda}$ — интенсивность теплового излучения в спектральном интервале $\Delta\lambda$, $E_{\Delta\lambda}$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела в интервале $\Delta\lambda$, s — координата вдоль линии визирования, s_0 — координата излучающей поверхности, s' — координата уровня, для которого рассчитывается излучение, $P_{\Delta\lambda}$ — функция пропускания слоя атмосферы в спектральном интервале $\Delta\lambda$, $T_э$ — эффективная радиационная температура поверхности s_0, T — температура атмосферы.

Как известно, эта формула является точной лишь для монохроматического излучения. В силу неравенства

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \{E_\lambda[T(s)]/E_{\Delta\lambda}[T(s)]\}\{dP_\lambda(s', s)/ds\}d\lambda \neq dP_{\Delta\lambda}(s', s)/ds \quad (2)$$

выражение (1) позволяет вычислить излучение в пределах некоторого спектрального интервала $\Delta\lambda$ лишь приближенно [2]. При этом степень точности формулы (1) зависит от ширины интервала $\Delta\lambda$ и от ее расположения в спектре. Другими словами, выражение (1) можно считать достаточно точным в том случае, если в пределах $\Delta\lambda$ отношение $E_\lambda(T)/E_{\Delta\lambda}(T)$ практически не зависит от температуры (в диапазоне атмосферных температур). По нашим оценкам изменение $E_\lambda(T)/E_{\Delta\lambda}(T)$ с изменением температуры оказалось достаточно малым при величинах $\Delta\lambda$ порядка $25 \div 50$ *см*$^{-1}$ для всего инфракрасного спектра (средние относительные погрешности соответственно $1 \div 3\%$). Надо отметить, что степень точности формулы (1) зависит также от величин и распределения коэффициентов поглощения k_λ в диапазоне $\Delta\lambda$, однако, ввиду отсутствия необходимого комплекса данных k_λ мы не смогли произвести полной количественной оценки точности выражения (1) для отдельных конкретных областей спектра.

Как известно, атмосфера является многокомпонентной поглощающей системой. При монохроматической радиации результирующую функцию поглощения вычисляют по формуле (3)

$$P_\lambda(m_1, m_2, \ldots m_n) = \prod_i P_{\lambda, i}(m_i), \tag{3}$$

где m_i — масса i-ой компоненты поглощающего излучение вещества.

Для некоторого спектрального интервала это равенство является приближенным и выполняется строго лишь при постоянных значениях коэффициентов поглощения в пределах $\Delta\lambda$. Анализ выражения (3) показывает, что оно существенно зависит от значений и распределения величин $\int k_\lambda dm$ внутри интервала $\Delta\lambda$ [2]. С точностью 0,001 можно по формуле (3) вычислить $P_{\Delta\lambda}$ для любого спектрального интервала при условиях, если в пределах $\Delta\lambda$ величина $\int k_\lambda dm$ является либо меньше 0,030, либо больше 8. Наибольшие погрешности определения $P_{\Delta\lambda}$ по формуле (3) при средних значениях $\int k_\lambda dm$, порядка 0,5—3,0. Если при этих величинах $(\int k_\lambda dm)_{\max} : (\int k_\lambda dm)_{\min} > 5$, то погрешность величины $P_{\Delta\lambda}$ уже весьма велика (больше 10%). Из этого следует, что для оценки точности выражения (3) в некотором конкретном спектральном интервале $\Delta\lambda$ необходимо специально исследовать распределение коэффициента поглощения k_λ в этом интервале.

Как следует из вышеизложенного, для особенно точных расчетов поля теплового излучения в атмосфере целесообразно разделить инфракрасный спектр на 70—100 узких интервалов, для которых интенсивность и поток радиации вычисляются по формуле типа (1). Интегральное излучение вычисляется тогда по формуле

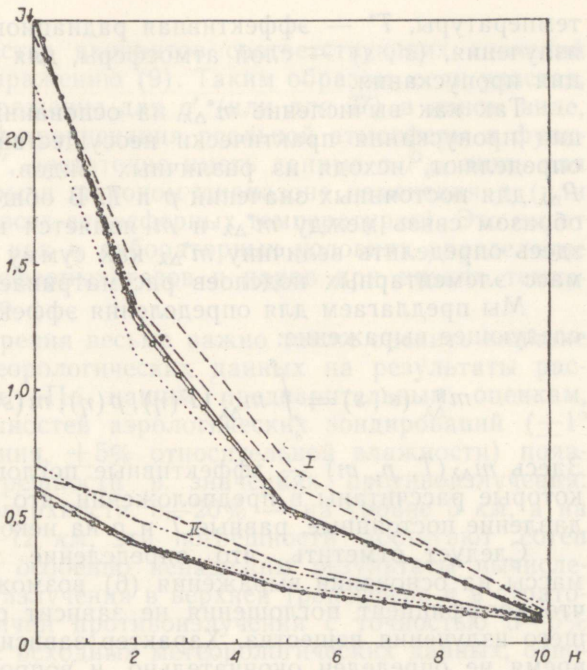
$$I = \sum_{\Delta\lambda} I_{\Delta\lambda}. \tag{4}$$

Такой же способ рекомендуется использовать и для вычисления радиации для широких спектральных интервалов.

В качестве примера в настоящей работе вычислены величины интенсивности тепловой радиации в атмосфере для области спектра 5—12 *мк* двумя описанными выше способами. В первом, наиболее точном по теории варианте величины I_{5-12} рассчитывались по формулам (1) и (4), при разделении области 5—12 *мк* на 35 узких спектральных интервалов. Во втором варианте функция пропускания для всей области 5—12 *мк* вычислена по формуле

$$P_{5-12} = \sum_{i=1}^{35} [E_i(T^*)/E_{5-12}(T^*)]P_i, \tag{5}$$

а интенсивность излучения для всей области 5—12 *мк* вычислялась по формуле типа (1). При этом использовались четыре значения T^*. Часть



Вертикальное распределение значений интенсивности нисходящего теплового излучения для области спектра 5—12 *мк*: I — лето, II — зима, —o—o— — по формулам (1) и (4), — — — — по формулам (1) и (5), если $T^* = T^*(s)$, —···— — по формулам (1) и (5), если $T^* = 290°\,K$, ... — по формулам (1) и (5), если $T^* = 253°\,K$, ——— — по формулам (1) и (5), если $T^* = T^*(s')$ ($I \downarrow$ в *мвт · см*$^{-2}$ · *стер*$^{-1}$, H в *км*).

результатов (величины интенсивности нисходящего излучения на высотах $H = 0$, 2, 5 и 10 *км*) приведена на рисунке.

Отсюда можно сделать вывод, что из рассмотренных вариантов вычисления противоизлучения по формулам (1) и (5) для интервала 5—12 *мк* наиболее точным является тот случай, когда функция пропускания определяется при температуре уровня, для которого вычисляется излучение. Погрешности восходящей радиации, вычисленной по формуле (1) для интервала 5—12 *мк*, значительно меньше погрешностей противоизлучения почти при всех вариантах и высотах. Однако надо сказать, что приведенные выше результаты следует считать лишь предварительными и для получения окончательных выводов необходимо произвести аналогичные расчеты для других спектральных областей и для интегральной радиации.

Как известно, основной трудностью при вычислении поля теплового излучения в атмосфере является определение функции пропускания атмосферы. В реальной атмосфере температура, давление и плотность поглощающего излучение вещества изменяются на пути луча, что существенно осложняет проблему вычисления функции пропускания. В практике зависимость функции пропускания от давления и температуры учитывают в большинстве случаев введением так называемой «эффективной поглощающей массы», которую определяют из равенства

$$P_{\Delta\lambda}[p(s', s), T(s', s), T^*, m(s', s)] = P_{\Delta\lambda}[p_c, T_c, T^*, m^*_{\Delta\lambda}(s', s)], \qquad (6)$$

где

$$P_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [E_\lambda(T^*)/E_{\Delta\lambda}(T^*)] \exp\{-\int_{s'}^{s} k_\lambda[p(\eta), T(\eta)]dm(\eta)\}d\lambda. \qquad (7)$$

Здесь $m^*_{\Delta\lambda}$ — эффективная поглощающая масса, $p(\eta)$ — общее давление воздуха, p_c, T_c — некоторые стандартные значения давления и

температуры, T^* — эффективная радиационная температура источника излучения, (s', s) — слой атмосферы, для которого вычисляется функция пропускания.

Так как вычисление $m^*_{\Delta\lambda}$ на основании точного выражения функции пропускания практически неосуществимо, то эффективную массу определяют, исходя из различных видов апроксимационных формул $P_{\Delta\lambda}$ для постоянных значений p и T. В общем случае полученная таким образом связь между $m^*_{\Delta\lambda}$ и m является нелинейной. Поэтому нельзя здесь определить величину $m^*_{\Delta\lambda}$ как сумму эффективных поглощающих масс элементарных подслоев рассматриваемого слоя атмосферы.

Мы предлагаем для определения эффективной поглощающей массы следующее выражение:

$$m^*_{\Delta\lambda}(s', s) = \int_{s'}^{s} m_{\Delta\lambda}[T(\eta), p(\eta), m(s', s)]\,dm(\eta)/m(s', s). \qquad (8)$$

Здесь $m_{\Delta\lambda}(T, p, m)$ — эффективные поглощающие массы слоя (s', s), которые рассчитаны в предположении, что во всем слое температура и давление постоянные, равные T и p на некотором уровне η в этом слое.

Следует отметить, что определение эффективной поглощающей массы на основании выражения (6) возможно лишь в предположении, что коэффициент поглощения не зависит от концентрации поглощающего излучения вещества. Характер зависимости k_λ от m в настоящее время не определен окончательно, и вопрос справедливости использования метода эффективной поглощающей массы является дискуссионным [2].

Другой возможностью перехода от значений функции пропускания для постоянных T и p к ее значениям для атмосферы, где температура и давление в пространстве изменяются, является использование некоторых «приведенных» значений температуры T' и давления p'. Последние определяют, исходя из равенства

$$P_{\Delta\lambda}[p(s', s), T(s', s), m(s', s)] = P_{\Delta\lambda}[p', T', m(s', s)]. \qquad (9)$$

Задача состоит в практическом вычислении p' и T'. В практике расчетов тепловой радиации часто применяют следующие выражения [3—9]:

$$p' = [\int_{s'}^{s} p(\eta)\,dm(\eta)]/m(s', s), \qquad (10)$$

$$T' = [\int_{s'}^{s} T(\eta)p(\eta)\,dm(\eta)]/\int_{s'}^{s} p(\eta)\,dm(\eta), \qquad (11)$$

$$T' = [\int_{s'}^{s} T(\eta)\,dp(\eta)]/\int_{s'}^{s} dp(\eta). \qquad (12)$$

Надо сказать, что формулы (10)—(12) позволяют вычислить p' и T' только для однокомпонентной поглощающей системы, что существенно увеличивает объем расчетов теплового излучения атмосферы для всей инфракрасной области спектра. Кроме того, по нашим оценкам, обоснованность и точность формул (11) и (12) требует надежной проверки. Например, использование величин T', вычисленных по формуле (12), дает в некоторых случаях физически необоснованные результаты — с увеличением толщины поглощающего слоя увеличивается его функция пропускания. Однако применение p' и T' в расчетах излучения атмосферы может оказаться довольно перспективным, при условии уточнения методики их определения. Следует отметить, что полученные на основании выражения (9) величины p' и T' не являются однознач-

ными, а существует множество вариантов соответствующих значений p' и T', удовлетворяющих выражению (9). Таким образом, если удастся, исходя из (9), получить выражение для p' (или для T') в явном виде, то для перехода от функций пропускания реальной атмосферы к функции пропускания при p' и T', достаточно иметь данные о $P_{\Delta\lambda}$ лишь для одного значения температуры в широком диапазоне изменения p (или наоборот, для одного p при всех атмосферных температурах). Это имеет практическое значение, так как в лабораторных условиях определение функции пропускания атмосферных газов и паров при низких температурах довольно трудоемко.

С практической точки зрения весьма важно также оценить влияние погрешности исходных метеорологических данных на результаты расчетов теплового излучения. По нашим предварительным оценкам, вследствие обычных погрешностей аэрологических зондирований ($\pm 1°$ температуры, ± 5 *мб* давления, $\pm 5\%$ относительной влажности) появляются относительные погрешности в значениях противоизлучения: 2—5% на уровне земной поверхности, 5—20% — на уровне 5 *км*, а на высотах, превышающих 8—12 *км*, эти погрешности достигают сотен процентов. Таким образом, особенно ненадежны результаты вычисления нисходящего теплового излучения в верхней тропосфере и в стратосфере. Для получения величин противоизлучения с точностью 3—5% необходимо иметь комплекс исходных метеорологических данных, относительные погрешности которых не превышают следующих значений: для абсолютной температуры 0,5%, давления 5%, относительной влажности 3%.

Относительные погрешности значений восходящей тепловой радиации в атмосфере заметно меньше зависят от погрешностей метеорологических характеристик воздуха. При обычных погрешностях аэрологических данных относительная погрешность восходящих потоков не превосходит 5%.

В практике потоки теплового излучения атмосферы часто рассчитываются по данным аэрологического зондирования только по вертикали в пункте наблюдения. Однако вследствие неучета горизонтальной неоднородности атмосферы могут возникнуть весьма серьезные погрешности в величинах потоков излучения, особенно при частичной облачности. По некоторым предварительным оценкам, погрешности в величинах потоков восходящей тепловой радиации, возникающие вследствие неучета горизонтального изменения температуры и влажности, в среднем не превышают 5% в тропосфере и в нижней стратосфере, а для высот 200—300 *км* они порядка 15% (здесь учтена и сферическая форма Земли). Отсутствие учета горизонтального распределения облачности может быть в ряде случаев связано с весьма большими погрешностями в значениях потоков как уходящего излучения, так и противоизлучения атмосферы. Это подтверждается и данными таблицы, где приведены результаты вычисления интегральных потоков восходящего ($G\uparrow$) и нисходящего ($G\downarrow$) теплового излучения при различном местоположении облачной зоны. (Здесь ϑ — зенитный угол, α — азимут.) Нисходящие потоки рассчитаны для уровня земной поверхности (высота нижней границы облаков предполагалась равной 1,5 *км*), а восходящие — для уровня 300 *км* (высота верхней границы облаков 10 *км*). При вычислении $G\uparrow$ учтена сферическая форма Земли.

В заключение назовем еще некоторые вопросы, от решения которых в значительной степени зависит точность вычисления тепловой радиации в атмосфере. Наиболее важными из них следует считать определение достаточно полного комплекса данных о функции пропускания атмосферы и разработку методики расчетов тепловой радиации атмосферы в условиях переменной облачности. Чрезвычайно актуальна

Значения интегральных потоков нисходящего и восходящего теплового излучения системы Земля-атмосфера (в $кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$)

№	Облачная зона		$G\downarrow (H=0)$	$G\uparrow (H=300)$
	ϑ (в *град.*)	a (в *град.*)		
1	0	0	0,424	0,340
2	0—90	0—360	0,536	0,186
3	0—20	0—360	0,442	0,318
4	0—40	0—360	0,478	0,264
5	0—60	0—360	0,516	0,208
6	20—90	0—360	0,518	0,207
7	40—90	0—360	0,480	0,262
8	60—90	0—360	0,443	0,317
9	40—60	0—360	0,461	0,284
10	0—90	0— 90	0,452	0,301
11	0—90	0—180	0,480	0,263
12	0—90	0—270	0,508	0,224

также задача определения эффективной радиационной температуры подстилающей поверхности и облаков. При особенно точных расчетах, по-видимому, придется также учитывать рефракцию теплового излучения атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев К. Я., Актинометрия, Гидрометеоиздат., Л., 1965.
2. Нийлиск Х. Ю., сб. Исследования радиационного режима атмосферы. ИФА АН ЭССР, Тарту, 1967, стр. 43.
3. Walshaw, C. D., Sci. Progress, **47**, No. 185, 1959.
4. Davis, P. A., Journ. Atm. Sci., **20**, No. 1, 1963.
5. Wark, D. Q., Yamamoto, G., Lienesch, J. H., Journ. Atm. Sci., **19**, No. 5, 1962.
6. Wark, D. Q., Alishouse, J., Yamamoto, G., Appl. Optics. **3**, No. 2, 1964.
7. Kennedy, J. S., Energy generation through radiative processes in the lower stratosphere, Massachusetts Institute of Technology, Report No. 11, 1964.
8. Davis, P. A., Journ. Appl. Meteorol., **4**, No. 2, 1965.
9. Atwater, M. A., Journ. Appl. Meteorol., **5**, No. 6, 1966.

Л. М. Градус

Гидрометеорологический центр, Москва

Х. Ю. Нийлиск

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

Е. М. Фейгельсон

Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ УЧЕТА ДЛИННОВОЛНОВОГО РАДИАЦИОННОГО ПРИТОКА В ЗАДАЧАХ ДИНАМИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ

L. M. Gradus

Hydometeorological Centre, Moscow

H. J. Niilisk

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

E. M. Feigelson

Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

CONSTRUCTION OF THE TRANSMISSION FUNCTION FOR ACCOUNTING THE LONG-WAVE RADIATION FLUX DIVERGENCE IN THE PROBLEMS OF DYNAMICAL METEOROLOGY

Весьма актуальна проблема учета длинноволнового радиационного притока в задачах динамической метеорологии. Этот учет требует определения осредненных значений поля тепловой радиации в реальной атмосфере в глобальных масштабах. Однако комплекс исходных метеорологических данных в большинстве случаев неполон. Поэтому целесообразно выработать специальный вариант методики вычислений, учитывающий все основные поглощающие свойства реальной атмосферы, и в то же время достаточно простой с точки зрения расчетов. Первым шагом разработки такой методики является построение нового варианта функции пропускания атмосферы.

В настоящей работе интегральная функция пропускания рассчитывалась по следующему выражению:

$$P = \sum_{\Delta\nu} E_{\Delta\nu}(T_c) P_{\Delta\nu, w} P_{\Delta\nu, u} P_{\Delta\nu, v} / E(T_c), \qquad (1)$$

где E — интенсивность излучения абсолютно черного тела, $P_{\Delta\nu,w}$, $P_{\Delta\nu,u}$, $P_{\Delta\nu,v}$ — функции пропускания водяным паром, углекислым газом и капельной водой соответственно, w, u, v — содержания водяного пара, углекислого газа и капельной воды в слое атмосферы, для которого рассчитывается функция пропускания, T_c — некоторая стандартная температура, $\Delta\nu$ — обозначение спектральных интервалов, в пределах которых задается функция пропускания $P_{\Delta\nu}$, ν — волновое число. По формуле (1) определяется функция P для направленного излучения; соответствующая формула для диффузного излучения будет аналогична.

Так как функция пропускания атмосферы, вычисленная в настоящей работе, предназначена для вычислений поля тепловой радиации в тропосфере, то влияние озона на перенос излучения не принимается

во внимание. С другой стороны, в отличие от предшествующих работ, в функции пропускания учитывается поглощение радиации капельной водой в облаке.

После сравнения и анализа современных данных различных авторов о поглощении тепловой радиации водяным паром и углекислым газом [1—18] мы сочли наиболее целесообразным построить интегральную функцию пропускания на основании данных П. А. Дэвиса и В. Виезе [1]. Следует отметить, что для определения надежности различных вариантов функции пропускания у нас нет эталона, и выбор наиболее надежной функции пропускания приходится делать на основании косвенных соображений. П. А. Дэвис и В. Виезе получили свои результаты путем анализа и обобщения данных целого ряда наиболее новых как теоретических, так и экспериментальных работ (см. [1]). Для вычисления функции пропускания в узких спектральных интервалах П. А. Дэвис и В. Виезе предлагают довольно простые аппроксимационные формулы, использование которых при расчетах излучения намного удобнее, чем использование данных о функции пропускания в виде графиков или таблиц.

В качестве примера на рис. 1 приведено сравнение интегральных функций пропускания водяного пара, вычисленных по данным различных авторов. Сравнение величин $\int A_\nu d\nu$ для полосы поглощения углекислого газа показано на рис. 2 (здесь A_ν — функция поглощения углекислого газа для волнового числа ν).

Следует отметить, что в настоящее время пока нет надежной методики вычисления функции пропускания реальной атмосферы с учетом ее зависимости от температуры (см. [19]). Однако по результатам работ [3, 4, 7, 14, 15] зависимость интегральной функции пропускания от температуры не очень велика. Таким образом, нам кажется целесообразным при расчетах средних, глобальных значений тепловой радиации не учитывать зависимость интегральной функции пропускания от температуры, а принимать во внимание зависимость ее только от величины поглощающей массы и давления.

В соответствии с выводами из работ [20, 21], учет облачности приводится к учету в функции пропускания капельной воды как поглощаю-

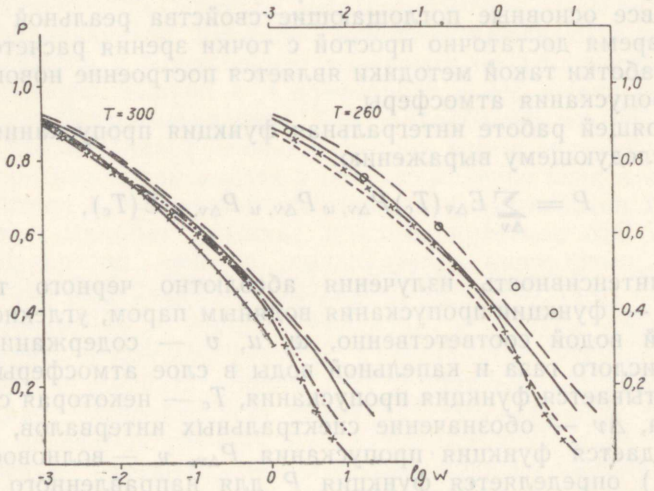


Рис. 1. Величины интегральных функций пропускания водяным паром для температур 300 и 260° K, вычисленные по данным работ: ——— [1], — — — — [2], —×— [3], — — [4], —···— [5], +++ [17], ooo [18].

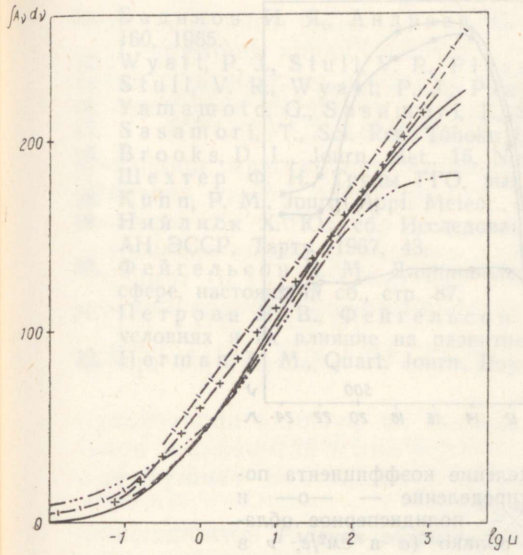
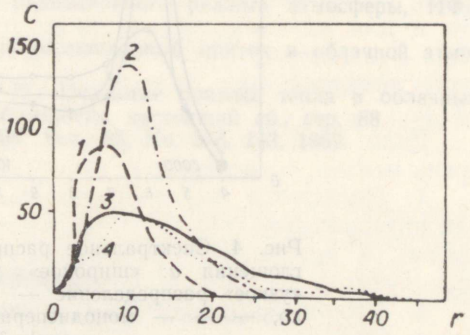


Рис. 2. Величины $\int A_\nu d\nu$ для полосы поглощения углекислого газа около 15 *мк* по данным работ: ——— [1], ——— [10], - - - - [13], —|—[14—15], —×— [16], —·—·— [17].

Рис. 3. Зависимость концентрации водяных капель в облаке (c) от их размеров для различных видов облака: .... *St*, —— *Sc*, —— *Ns*, —·— *As*.



щей субстанции. Рассеяние длинноволновой радиации на каплях воды не учитывается.

В качестве исходного материала для вычисления функции пропускания капельной воды были использованы данные расчетов спектральных коэффициентов поглощения ($2500\ см^{-1} \geqslant \nu \geqslant 416{,}67\ см^{-1}$) для капель воды разных радиусов, опубликованные в [22]. На основании этих данных по формуле

$$\alpha_\nu = \pi \int_{r_1}^{r_2} r^2 N(r)\, \alpha_\nu(r)\, dr, \tag{2}$$

где $\alpha_\nu(r)$ — эффективное сечение поглощения капельной воды, вычисляется коэффициент поглощения с учетом распределения капель по размерам. Как показано на рис. 3, распределения капель по размерам в облаках *St*, *Sc*, *Ns* и *As* разделяются на два случая «широких» и «узких» распределний (в зависимости от величины разности между модальным радиусом r_m и средним радиусом r_c), которым соответствуют различные параметры гамма-распределения

$$N(r) = N_0 r^n \exp(-ar). \tag{3}$$

Параметры n и a выражаются через характеристики спектра частиц r_m и r_c по формулам:

$$n = r_m/(r_c - r_m), \tag{4}$$

$$a = (r_c - r_m)^{-1}. \tag{5}$$

Они оказываются равными $n = 6$, $a = 1{,}5$ при «узком» распределении и $n = 2$, $a = 0{,}4$ при «широком». Расчеты показывают, что «широкому» распределению соответствует коэффициент поглощения существенно меньший, чем «узкому», что определяется различием параметров гамма-распределения. По понятным причинам коэффициент поглощения при «широком» распределении оказывается существенно более плавным, чем при «узком». В последнем случае спектральный ход коэффициента поглощения полидисперсного облака подобен спектральному ходу коэффициента поглощения монодисперсного облака со средним радиусом $r = 4{,}8$ *мк* (см. рис. 4). Тем не менее, и в этом случае оказывается возможным спектральную функцию пропускания капельной воды в формуле (1) заменять функцией пропускания при некотором среднем

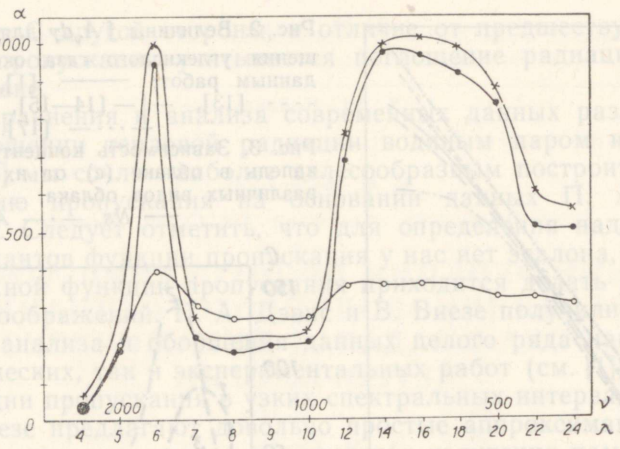


Рис. 4. Спектральное распределение коэффициента поглощения α: «широкое» распределение — —о— и «узкое» распределение — —×— полидисперное облако, —·— — монодисперное облако (α в $см^2/г$, ν в $см^{-1}$, λ в $мк$).

по спектру коэффициента поглощения $\bar{\alpha}$. При «широком» спектре это делается практически точно, при «узком» — с погрешностью, не превышающей 10%.

Для использования функции пропускания в расчетах радиационных потоков и притоков необходимо иметь удобные аппроксимационные формулы. На основании вышесказанного целесообразно выразить интегральную функцию пропускания вместо (1) в следующем виде:

$$P = \exp(-\bar{\alpha}v)\,[P_1(w) + P_2(w, u)], \tag{6}$$

где

$$P_1 = \sum_{\Delta\nu=2500}^{800} [E_{\Delta\nu}(T_c)/E(T_c)]P_{\Delta\nu,\,w} + \sum_{\Delta\nu=550}^{25} [E_{\Delta\nu}(T_c)/E(T_c)]P_{\Delta\nu,\,w},$$

$$P_2 = \sum_{\Delta\nu=800}^{550} [E_{\Delta\nu}(T_c)/E(T_c)]P_{\Delta\nu,\,w}\;P_{\Delta\nu,\,u}. \tag{8}$$

Для каждой из этих функций нетрудно подобрать достаточно точную аппроксимацию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davis, P. A., Viezee, W., Journ. Geophys. Res., **69**, No. 18, 3785, 1964.
2. Wark, D. Q., Yamamoto, G., Lienesch J. H., Journ. Atm. Sci., **19**, No. 5, 369, 1962.
3. Yamamoto, G., Onishi, G., Sci. Rep. Tôhoku Univ., ser. 5, **1**, 1949.
4. Yamamoto, G., Sci. Rep. Tôhoku Univ., ser. 5, No. 1, 1952.
5. Нийлиск Х. Ю., Изв. АН ЭССР, серия физ.-мат. и техн. наук, т. X, № 4, 329, 1961.
6. Нийлиск Х. Ю., сб. Исследования по физике атмосферы ИФА АН ЭССР, № 3, 85, 1962.
7. Нийлиск Х. Ю., сб. Исследования по физике атмосферы ИФА АН ЭССР, № 4, 65, 1963.
8. Wexler, R., Satellite observations of infrared radiation, Second semi-annual technical summary report, under contr. AF 19 (604) — 5968, 1960.
9. Elsasser, W., Culbertson, M. F., Atmospheric radiation tables, Meteorological Monographs, **4**, No. 23, 1960.
10. Howard, J. N., Burch, D. E., Williams, D., Journ. Opt. Soc. Am., **45**, No. 3, 4, 5, 6, 1956.

11. Бадинов И. Я., Андреев С. Д., сб. Проблемы физики атмосферы, № 3, 160, 1965.
12. Wyatt, P. J., Stull, V. R., Plass, G. N., Appl. Optics, 3, No. 2, 229, 1964.
13. Stull, V. R., Wyatt, P. J., Plass, G. N., Appl. Optics, 3, No. 2, 243, 1964.
14. Yamamoto, G., Sasamori, T., Sci. Rep. Tôhoku Univ., ser. 5, 10, No. 2, 1958.
15. Sasamori, T., Sci. Rep. Tôhoku Univ., ser. 5, 11, No. 3, 1959.
16. Brooks, D. L., Journ. Met., 15, No. 2, 210, 1958.
17. Шехтер Ф. Н., Труды ГГО, вып. 22 (84), 1950.
18. Kuhn, P. M., Journ. Appl. Meteor., 2, No. 2, 1963, 368.
19. Нийлиск Х. Ю., сб. Исследование радиационного режима атмосферы, ИФА АН ЭССР, Тарту, 1967, 43.
20. Фейгельсон Е. М., Длинноволновый радиационный приток в облачной атмосфере, настоящий сб., стр. 87.
21. Петрова Л. В., Фейгельсон Е. М., Основные притоки тепла в облачных условиях и их влияние на развитие облачности, настоящий сб., стр. 88.
22. Herman, B. M., Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 88, No. 376, 143, 1962.

Ф. Н. Шехтер

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

К ВОПРОСУ О ЗАВИСИМОСТИ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

F. N. Shekther

Main Geophysical Observatory, Leningrad

TO THE PROBLEM OF THE DEPENDENCE OF TRANSMISSION FUNCTION ON TEMPERATURE OF THE RADIATION SOURCE

Известное выражение для длинноволнового потока радиации, излучаемого атмосферой

$$F = \oint P(u) \cdot dE, \tag{1}$$

получается в том случае, если при интегрировании уравнений переноса пренебречь так называемым эффектом сдвига, т. е. зависимостью величины E_λ/E (E_λ — монохроматический поток абсолютно черного излучения, $E = \sigma T^4$) от температуры. Если же эту зависимость учитывать, то

$$F = \oint \Phi(T, u) \cdot dE. \tag{2}$$

Функции Φ и P связаны между собой простым соотношением

$$\Phi(T, u) = P(T, u) + (T/4)\,(\partial P/\partial T). \tag{3}$$

Через монохроматическую функцию пропускания они выражаются следующим образом:

$$P(T, u) = \int_0^\infty (E_\lambda(T)/E(T))\, P_\lambda(u)\, d\lambda,$$
$$\Phi(T, u) = \int_0^\infty (dE_\lambda/dE)\, P_\lambda(u)\, d\lambda. \tag{4}$$

Имевшиеся до недавнего времени экспериментальные данные и расчеты приводили к выводу о взаимокомпенсации двух температурных

эффектов (изменение температуры источника излучения и поглощающей среды) и, следовательно, о возможности использования формулы (1).

Однако в последние годы появляются указания на заметную зависимость функции пропускания от температуры источника излучения и об отсутствии упомянутой выше компенсации.

Многочисленные расчеты по радиационным диаграммам, проводившиеся разными авторами, показывают, что различие между диаграммами, построенными на основании формул (1) и (2) того же порядка, что и для однотипных диаграмм разных авторов и редко превышает 10%. Это говорит о том, что зависимость функции $P(T, u)$ от температуры невелика или происходит компенсация при интегрировании по $E(T)$.

Если зависимостью функции пропускания от температуры пренебречь нельзя, то возникают две задачи:

1. Пересмотр экспериментальных данных по функции пропускания как интегральной, так и по отдельным спектральным интервалам, полученных в предположении равенства этой функции для температуры исследуемого воздуха и источника излучения.

2. Уточнение формулы для вычисления эффективной поглощающей массы (m_*). Эта масса определяется обычно из соотношения

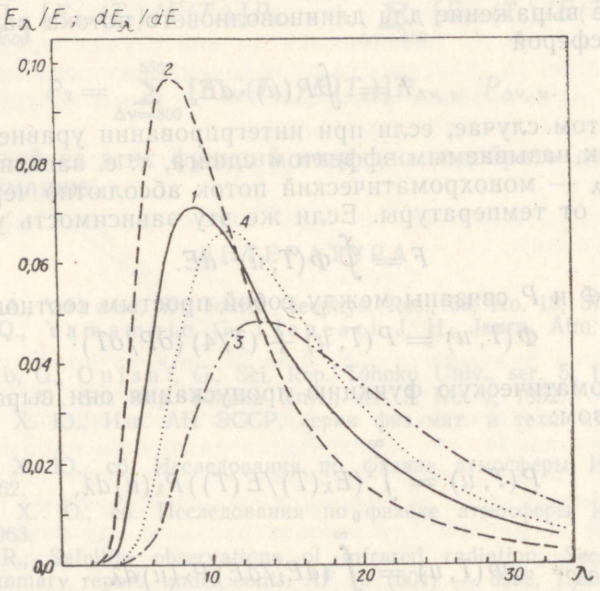
$$P(m, p, T') = P(m_*, \bar{p}, \bar{T}'), \tag{5}$$

где p, T' — давление и температура поглощающей среды.

Однако при вычислениях на основании выражения (2) она должна определяться из соотношения

$$\Phi(T; m, p, T') = \Phi(T; m_*, \bar{p}, \bar{T}'). \tag{6}$$

Из рис. 1, на котором приведены веса при $P_\lambda(u)$ для функций $P(T, u)$ и $\Phi(T, u)$, следует, что m_*, определенные по (5) и по (6), могут заметно отличаться.



Спектральный ход величин E_λ/E (*1* — $t = +40°$ С, *3* — $t = -60°$ С) и dE_λ/dE (*2* — $t = +40°$ С, *4* — $t = -60°$ С).

А. М. Броунштейн, К. В. Казакова
Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

О ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ЧЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ *

A. M. Brounstein, K. V. Kazakova
Main Geophysical Observatory, Leningrad

ON THE DEPENDENCE OF INTEGRAL TRANSMISSION FUNCTION ON THE TEMPERATURE BLACK RADIATION **

1. Рассмотрение существующих данных о зависимости интегральной функции пропускания длинноволновой радиации P от температуры черного излучения показывает недостаточную изученность этого вопроса. Знание этой зависимости необходимо для построения корректных схем расчета переноса длинноволновой радиации в атмосфере.

2. Разработан метод для экспериментального исследования указанной зависимости, использующий телескопический радиометр, черный излучатель с переменными температурами и глубоко охлажденный «радиационный экран».

3. Разработан и построен радиационный экран, в виде черной полости, охлаждаемый жидким азотом. Исследование температурного режима полости показало, что излучение экрана составляет около 1% от излучения при 20° С.

4. Проведены измерения P при температурах излучателя $5 \div 80°$ С и $W = 0{,}025 \div 0{,}12$ *см* H_2O, на основании которых получены выводы о линейном характере зависимости $P(T)$ в указанном диапазоне условий. Изменение P на 1° изменения температуры черного излучения составляет около 0,3% с тенденцией к уменьшению при увеличении W.

5. Рассмотрен вопрос о методах измерения P по слабо нагретым источникам. Показано, что измерения с одним или двумя нагретыми излучателями без применения радиационного экрана обладают существенной систематической ошибкой, связанной со значительной зависимостью P от T излучения. Эта ошибка уменьшается для больших значений W, однако, принципиально всегда имеет место.

---

* Полностью публикуется в Трудах ГГО, вып. 184, 1966; вып. 213, 1967.

** Full text of the report will be published in Труды ГГО, вып. 184, 1966; вып. 213, 1967.

К. А. Таварткиладзе

Закавказский научно-исследовательский гидрометеорологический институт, Тбилиси

К ВЫЧИСЛЕНИЮ ЭФФЕКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

K. A. Tavartkiladze

Transcaucasian Scientific Research Hydrometeorological Institute, Tbilisi

TO THE COMPUTATION OF THE NET RADIATION

Последние годы в актинометрической сети Советского Союза систематически ведутся наблюдения над эффективным излучением подстилающей поверхности. Несмотря на то, что в настоящее время длинноволновый баланс и, следовательно, эффективное излучение измеряются с довольно большой погрешностью, все-таки анализ накопленных наблюдений может дать определенные результаты, имеющие практическое значение.

По данным наблюдений над эффективным излучением Н. А. Ефимовой получена эмпирическая связь между эффективным излучением и температурой, а также упругостью водяного пара у земной поверхности при безоблачном небе [1]. Такая формула, обычно, позволяет произвести экстраполяцию измеренных значений эффективного излучения, с помощью температуры и упругости водяного пара у поверхности земли для обширной территории. Это весьма необходимо при климатологических исследованиях того или иного района.

Эмпирическая формула, полученная Н. А. Ефимовой, имеет следующий вид

$$F_0 = \delta\sigma T_0^4 (a - be_0), \tag{1}$$

где F_0 — эффективное излучение при безоблачном небе, δ — коэффициент «серости», σ — постоянная Стефана—Больцмана, T_0 и e_0 — температура в $^\circ K$ и упругость водяного пара в *мм* у земной поверхности.

Представляет интерес получение формулы (1) из уравнений переноса длинноволнового излучения и определения тех условий, которые необходимы при ее применении. Такая попытка сделана в настоящей работе.

Эффективное излучение у земной поверхности обычно выражается формулой

$$F_0 = \delta (U_0 - A_0), \tag{2}$$

где $U_0 = \sigma T^4$ и A_0 — нисходящий поток излучения на уровне земной поверхности.

Таким образом, для расчета эффективного излучения достаточно определить нисходящий поток излучения длинноволновой радиации из уравнения вида

$$[\cos\vartheta/\varrho(z)]\,\partial A_\lambda(z,\vartheta)/\partial z = k_\lambda [A_\lambda(z,\vartheta) - U_\lambda] \tag{3}$$

с граничным условием

$$z \to \infty, \quad A_\lambda(z,\vartheta) = 0, \tag{3a}$$

где A_λ — интенсивность нисходящего излучения при длине волны λ, k_λ — коэффициент поглощения, ϑ — угол между направлением луча и вертикалью, $\varrho(z)$ — влажность атмосферы.

Следуя методу К. Я. Кондратьева [2], заменим (3) уравнением вида

$$\partial A_j/\partial z = k_j \varrho(z)\,(A_j - p_j U), \qquad j = 1, 2, 3, \ldots, n, \tag{4}$$

где A_j — нисходящий поток излучения, p_j — доля от полного излучения абсолютно черного тела, n — число отдельных спектральных групп, в которых k_j принимаются постоянными.

Формула (2) при этом примет вид

$$F_0 = \delta \sum_{(j)} (p_j U_0 - A_{j0}). \tag{5}$$

Распределение водяного пара в атмосфере представим формулой

$$\varrho(z) = \varrho_0 \exp(-\beta z), \tag{6}$$

где ϱ_0 — абсолютная влажность у земной поверхности, β — постоянная величина. Распределение температуры в атмосфере считаем линейным

$$T(z) = T_0 - \gamma z, \tag{7}$$

где γ — градиент температуры.

Учитывая (6), (7) и граничные условия (3а), из (4) получим

$$A_j = k_j p_j \varrho_0 \exp[-k_j \omega_\infty \exp(-\beta z)] \int_z^\infty U \exp(-\beta\eta) \cdot$$
$$\cdot \exp[k_j \omega_\infty \exp(-\beta\eta)] d\eta, \qquad j = 1, 2, 3, \ldots, n, \tag{8}$$

где ω_∞ — общее содержание водяного пара в атмосфере.

Если ограничиться частным случаем нисходящего потока на уровне земной поверхности, можно получить из (8) простейшую формулу для расчета этой величины.

Рассмотрим интеграл в выражении (8) с постоянным и равным нулю нижним пределом.

Напишем следующее равенство

$$\int_0^\infty U \exp(-\beta z) \exp[k_j \omega_\infty \exp(-\beta z)] dz =$$
$$= C(T) U_0 \int_0^\infty \exp(-\beta z) \exp[k_j \omega_\infty \exp(-\beta z)] dz = \tag{9}$$
$$= C(T) (U_0 / k_j \varrho_0) [\exp(k_j \omega_\infty) - 1],$$

где $U_0 = \sigma T^4$, а T_0 — температура у земной поверхности.

Определим зависимость коэффициента $C(T)$ от температуры, в интервале возможных значений температуры у земной поверхности. С этой целью вычислен интеграл (9). При расчете приняты следующие значения: $\beta = 0{,}4 \cdot 10^{-5}$ *см*$^{-1}$, $k = 0{,}2$ *см*^{2}/*г*, $\gamma = 6$ *км*$^{-1}$, $\omega_\infty = 1{,}5$ *г*/*см*^{2}, верхний предел интеграла взят до высоты 10 *км*, поскольку выше этого слоя значение подинтегральной функции незначительно. Результаты расчетов даны в приведенной таблице для пяти разных значений температуры.

T_0°C	—50	—25	0	25	50
$C(T)$	0,825	0,846	0,862	0,873	0,844

Как видно из таблицы, коэффициент $C(T)$ меняется незначительно. Если возьмем среднее значение $C(T) = 0{,}858$, то средняя ошибка при вычислении интеграла в выражении (8) с границами от 0 до 10 *км*, достигает 8%, что вызывает среднюю ошибку при вычислении эффективного излучения менее, чем 5%.

Учитывая (9) и среднее значение коэффициента $C(T) = 0{,}858$, получаем

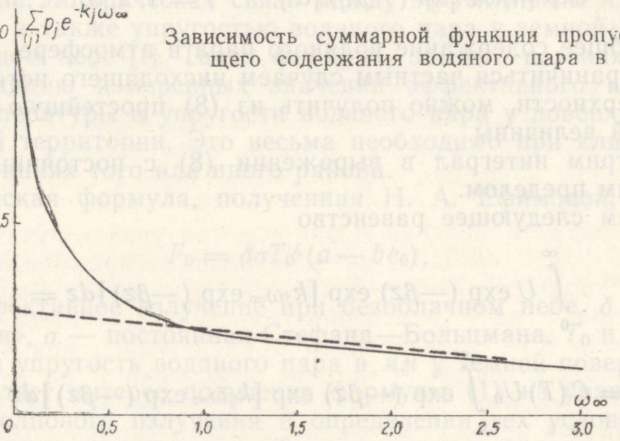
$$A_j = 0{,}858 p_j U_0 [1 - \exp(-k_j \omega_\infty)], \quad j = 1, 2, 3, \ldots, n. \tag{10}$$

Подставляя (10) в (5) и вынося из суммы T_0^4, получим

$$F_0 = \delta\sigma T_0^4 [0{,}142 \sum_{(j)} p_j + 0{,}858 \sum_{(j)} p_j \exp(-k_j \omega_\infty)]. \tag{11}$$

Член $\sum_{(j)} p_j \exp(-k_j \omega_\infty)$ из (11) представляет суммарную функцию пропускания, для вычисления которой используем числовые значения k_j и p_j из монографии [2], обновленной более современными данными, приведенными в работе [5].

$k_1 = 0{,}2$, $k_2 = 0{,}8$, $k_3 = 6{,}6$, $k_4 = 31$,
$p_1 = 0{,}22$, $p_2 = 0{,}08$, $p_3 = 0{,}04$, $p_4 = 0{,}33$,
$k_5 = 162$, $k_6 = 10000$,
$p_5 = 0{,}21$, $p_6 = 0{,}12$.



Зависимость суммарной функции пропускания от общего содержания водяного пара в атмосфере.

По этим данным была построена суммарная функция пропускания, которая представлена на рисунке. Если учесть тот факт, что всегда $\omega_\infty > 0{,}5$ *г/см*^{2}, то кривую в интервале 0,5—3,0 *г/см*^{2} можно апроксимировать прямой $a + b\,\omega_\infty$. После определения коэффициентов a и b по методу наименьших квадратов получена прямая $0{,}268 - 0{,}049\,\omega_\infty$, которая нанесена также на графике (пунктирная кривая). Заменяя сумму в формуле (11) полученным выражением, будем иметь

$$F_0 = \delta\sigma T_0^4 (0{,}372 - 0{,}042\omega_\infty). \tag{12}$$

Известно, что общее содержание водяного пара можно определить с помощью влажности у земной поверхности. Например, в условиях Закавказья имеет место эмпирическая зависимость [6]

$$\omega_\infty = (1/30)(7{,}4 - H_0)\, e_0, \tag{13}$$

где H_0 — высота над уровнем моря в *км*, e_0 — упругость водяного пара у земной поверхности в *мм*, ω_∞ — выражается в *г/см*^{2}.

С учетом (13) формула (12) примет вид

$$F_0 = \delta\sigma T_0^4 [0{,}372 - 0{,}0014(7{,}4 - H_0)\, e_0]. \tag{14}$$

Таким образом, получили формулу, подобную формуле (1), которая позволяет определить эффективное излучение при соблюдении следующих условий: содержание водяного пара должно быть в пределах от 0,5 до 3,0 $г/см^2$, распределение температуры в тропосфере должно быть линейным с постоянным градиентом температуры, распределение водяного пара должно характеризоваться экспоненциальным законом типа (6), общее содержание водяного пара в атмосфере должно быть простой пропорциональной функцией упругости водяного пара у поверхности земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ефимова Н. А., Метеорология и гидрология, № 10, 1961.
2. Кондратьев К. Я., Лучистый теплообмен в атмосфере, Гидрометеоиздат, Л., 1956.
3. Берлянд М. Е., Берлянд Т. Г., Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1952.
4. Philipps, H., Geöf. Publ, H. 3, 1940.
5. Нийлиск Х. Ю., Изв. АН ЭстССР, сер. физмат. и техн. наук, № 4, 1961.
6. Тавартkиладзе К. А., Труды ЗакНИГМИ, вып. 14, 1963.

С. П. Малевский, М. П. Тимофеев

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ИЗЛУЧЕНИЕ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ПРОБЛЕМЕ ТЕПЛООБМЕНА ВОДА-АТМОСФЕРА

S. P. Malevsky, M. P. Timofeyev

Main Geophysical Observatory, Leningrad

INVESTIGATION OF THE WATER SURFACE IN THE PROBLEM OF "WATER-ATMOSPHERE" HEAT EXCHANGE

1. Роль радиационного переноса тепла в поверхностном слое водоема в формировании обратного температурного градиента.

Отличие температуры деятельного слоя воды от температуры на небольшой глубине, которая обычно принимается за температуру поверхности.

2. Расчет обратного температурного градиента по величинам потоков тепла между водой и атмосферой и коэффициента теплопроводности в тонком поверхностном слое.

3. Особенности процессов теплопроводности в поверхностном слое водоема, которые обуславливаются радиационным теплообменом.

4. Дается оценка обратного температурного градиента $T_п - T_н$ для водоемов суши и океана.

5. Приводятся данные непосредственных измерений величины $(T_п - T_н)$ для условий океана (VI—IX 1965 г.). Сопоставление рассчитанных и измеренных величин $(T_п - T_н)$ показывает близкое совпадение этих данных.

6. Полученные результаты позволяют уточнить расчеты величин потоков тепла и влаги на поверхности океана и водоемов суши.

Т. В. Кириллова
Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

АЛЬБЕДО ВОДОХРАНИЛИЩ

T. V. Kirillova
Main Geophysical Observatory, Leningrad

THE ALBEDO OF RESERVOIRS

Систематические наблюдения за суммарной и отраженной радиацией, поставленные на водохранилищах для целей изучения метеорологического режима и теплового баланса этих водохранилищ, дают возможность сделать ряд выводов относительно их альбедо.

В данном сообщении используются материалы наблюдений на плавучей станции Волгоградского водохранилища [1] и на островной станции Новосибирского водохранилища за 1962—1964 гг. Работы по изучению теплового баланса водохранилищ проходили под методическим руководством ГГО при непосредственном участии ст. инженера Волгоградской ГМО А. Я. Мыльниковой и ст. инженера Обской ГМО М. В. Кунявской.

Задачей в изучении закономерностей альбедо водохранилищ являлось уточнение зависимостей альбедо от высоты Солнца, от вида радиации — прямой, рассеянной и суммарной, от степени облачности и от волнения. При теоретическом изучении данного вопроса можно рассматривать влияние каждого фактора на альбедо в отдельности; при наблю-

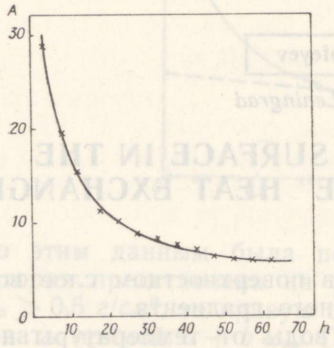


Рис. 1. Зависимость альбедо от высоты Солнца, × — осредненные экспериментальные данные по 5-градусным интервалам.

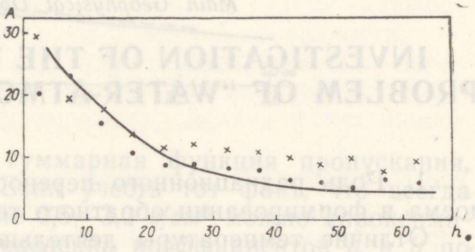


Рис. 2. Зависимость альбедо от высоты Солнца, Волгоградское водохранилище: ● — ясное небо, × — пасмурное небо, —— — расчет по формуле Кондратьева и Кудрявцевой.

дениях же имеем дело с совокупным влиянием всех факторов вместе. Поэтому при анализе приходится группировать данные наблюдений по определенным интервалам высот Солнца, по погодным условиям и по степени волнения.

Рис. 1 дает общую картину характерных величин альбедо водохранилищ. На нем представлены результаты всех наблюдений альбедо в зависимости от высот Солнца, осредненные по 5-градусным интервалам высот. В осреднении использованы все случаи наблюдений (2370 на Волгоградском и 1400 на Новосибирском) — условия безоблачного и облачного неба, штиля и волнения. Для интервала высот Солнца $\approx 30^\circ$

характерное значение альбедо 6%. Для высот 10—15° это значение составляет 15%.

На рис. 2 представлена зависимость альбедо от высоты Солнца для Волгоградского водохранилища отдельно для условий ясного и пасмурного неба, а также кривая, рассчитанная по формуле

$$A = 0{,}027 + 0{,}000213 \exp\{4{,}98[(\pi/2) - h_\odot]\}, \qquad (1)$$

рекомендуемой в [2] для определения альбедо суммарной радиации в условиях безоблачного неба или для облачного неба, когда диск Солнца не закрыт облаками. Различие результатов наблюдений с результатами расчетов при больших высотах Солнца составляют 2—3%; они малы при высотах Солнца 20—30° и имеют обратный знак при меньших высотах. Качественное объяснение этих различий заключается в том, что при расчетах по формуле (1) не учитывается влияние волнения, не рассматриваются условия пасмурного неба, а также не учитывается прозрачность воды, а следовательно вклад обратного рассеяния верхними слоями воды в отраженную радиацию.

По данным наблюдений на Волгоградском водохранилище получены зависимости $A_S(h_\odot)$ и $A_D(h_\odot)$. Подобные зависимости получены и для Новосибирского водохранилища. На Новосибирском водохранилище различие в значениях A_S и A_D при высотах Солнца $> 30°$ меньше чем на Волгоградском водохранилище и составляет 1—2%. Наличие $A_S(h_\odot)$ и $A_D(h_\odot)$ дает возможность определить альбедо суммарной радиации по формуле, предложенной П. П. Кузьминым [3]

$$A = (S'/Q)A_s + (D/Q)A_D. \qquad (2)$$

Формула (2) справедлива для любых интервалов времени и для любых высот Солнца.

Для определения зависимости альбедо от волнения прежде всего все наблюдения при безоблачном и малооблачном небе при состоянии диска Солнца $\odot^2$ были разделены на две группы: наблюдения при штиле и наблюдения при волнении. При этом объединены наблюдения на двух рассматриваемых водохранилищах. Результаты осреднений альбедо осреднены по 10-градусным интервалам. В табл. 1 приведены средние значения альбедо при штиле, при волнении, а также разности $\Delta A = A_{шт} - A_{волн}$.

Таблица 1

$h_\odot$ в *град.* / Альбедо	10	20	30	40	50	60
$A_{шт}$	20,0	12,5	9,0	7,0	5,5	5,5
$A_{волн}$	15,0	10,5	9,0	7,5	6,0	6,0
ΔA	5,0	2,5	0,0	—0,5	—0,5	—0,5

Полученные данные интересно сравнить с результатами аналогичных наблюдений на Каспийском море [4]. Правда, последние результаты имеют место только для безоблачного неба, а потому сопоставление может быть только качественным. И в том и другом случае при больших высотах альбедо выше при волнении, чем при штиле; при малых высотах Солнца картина наблюдается обратная. Однако на водохранилищах наблюдаются значительно меньшие различия в альбедо спокойной и взволнованной поверхности.

Детальная обработка наблюдений на Волгоградском водохранилище показала зависимость альбедо от степени волнения при различ-

ных высотах Солнца (табл. 2). Зависимость альбедо от степени облачности определялась на двух водохранилищах. Однако в этом вопросе большую достоверность имеют наблюдения на Новосибирском водохра-

Таблица 2

Волнение в баллах \ $h_\odot$ в *град.*	0,1—10,0	10,1—20,0	20,1—30,0	30,1—40,0	1,40—50,0	50,1—60,0	60,1—70,0
0	25,0	17,4	10,7	8,7	7,6	5,3	5,8
1	25,6	13,8	9,8	8,5	7,4	6,2	6,4
2	24,8	13,3	9,6	8,6	7,2	6,4	6,5
⩾3	24,0	14,4	11,8	10,5	8,2	7,5	7,7

нилище. На островной станции Новосибирского водохранилища наблюдения производились с неподвижно закрепленных мостков, актинометрическая стрела с приборами поворачивалась по Солнцу. Методика обеспечивила однотипность всех наблюдений и исключала систематические ошибки, обусловленные качкой, изменением чувствительности приборов в зависимости от азимута. Правда, при этих наблюдениях мог сказываться иной характер волнения в прибрежной зоне по сравнению с центральной частью водохранилища и меньшая сравнительно глубина. Однако для выявления зависимости альбедо от степени облачности это не так существенно.

На рис. 3 представлены результаты обработки наблюдений по 10-градусным интервалам высот Солнца. Как следует из рисунка в некоторых интервалах высот Солнца зависимости альбедо от степени облачности не наблюдается. Такими «нейтральными» высотами Солнца являются высоты $(35 \pm 5)°$. Интересно отметить, что в этом же интервале высот Солнца почти не наблюдается различий альбедо спокойной и взволнованной поверхности, а также минимальны различия альбедо прямой и рассеянной радиации. Указанное обстоятельство можно использовать для сопоставления различных водохранилищ по величинам альбедо. При больших высотах Солнца альбедо при пасмурном небе (и с увеличением степени облачности) несколько увеличивается. При малых высотах Солнца зависимость обратная.

Полученные результаты качественно хорошо согласуются с результатами, полученными Н. Е. Тер-Маркарянц для условий моря. И действительно, в данном случае нет оснований полагать, что для условий малых водоемов искомая зависимость должна быть иной, чем для морей. Говоря о зависимости альбедо от степени облачности при раз-

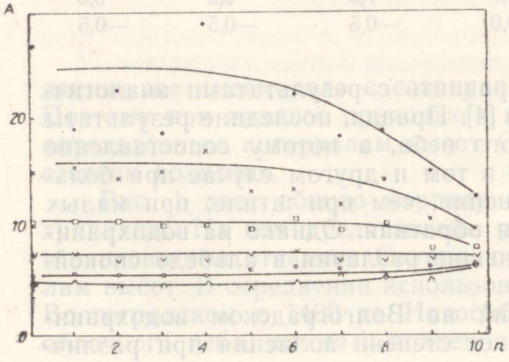


Рис. 3. Зависимость альбедо от степени облачности, Новосибирское водохранилище: ● — $h_\odot = 5°$, × — $h_\odot = 15°$, □ — $h_\odot = 25°$, v — $h_\odot = 35°$, o — $h_\odot = 45°$, ∧ — $h_\odot = 55°$.

ных высотах Солнца, следует иметь ввиду, что при одной и той же степени облачности альбедо будет различным в зависимости от того, закрыто или открыто Солнце облаками. Поэтому зависимость альбедо от степени облачности следовало бы определять при одинаковом состоянии диска Солнца, или по очень большому числу наблюдений.

Измерение альбедо на водохранилищах, как правило, производится в одном пункте; в лучшем случае таким пунктом является плавучая станция. Без сомнения, существует изменчивость альбедо по водохранилищу, что обусловлено различной глубиной, различной прозрачностью, различным характером и степенью волнения. Для освещения вопроса об изменении альбедо по акватории водохранилища перспективными являются горизонтальные съемки с помощью вертолета [5].

В 1964 г. производились полеты над Куйбышевским водохранилищем, во время которых велись наблюдения отраженной радиации на разных участках водохранилища. В результате проведенных полетов в районе Ульяновского плеса водохранилища, оказалось, что измерения на плавучей станции ПОМ-1, установленной в центре плеса, заметно отличаются от средних величин альбедо исследуемого участка водохранилища. В табл. 3 приводятся результаты параллельных наблюдений альбедо на плавучей станции и с вертолета. Проведенные 14 серий измерений показали, что среднее отношение величин альбедо в центре водоема к соответствующим величинам, отнесенным к 5—10-километровым участкам водохранилища, равно 0,85. Поскольку полеты прово-

Таблица 3

Дата	21. V	26. V	29. V	29. V	29. V	30. V	30. V	1. VI	1. VI	1. VI	1. VI	2. VI	3. VI
Время	12^{30}	14^{00}	11^{50}	15^{50}	16^{15}	11^{40}	12^{00}	12^{10}	12^{38}	13^{20}	16^{50}	11^{10}	11^{55}
Облачность	10/0	7/0	10/10	10/8	—	10/4	10/4	6/5	6/5	8/7	8/1	10/0	—
ПОМ-1	5,3	7,1	7,1	7,9	7,2	6,8	5,5	5,0	4,0	5,3	8,0	6,2	5,7
Вертолет	7,1	8,3	8,0	8,5	8,8	7,3	6,1	6,2	6,0	6,2	7,1	7,8	6,5

дились на небольшой высоте — 10—15 *м*, то полученные различия в альбедо нельзя объяснить влиянием слоя воздуха. Причиной наблюдающихся различий является, видимо, то обстоятельство, что плавучая станция установлена в центре водоема, в районе больших глубин, в то время как значительная часть акватории характеризуется малыми глубинами и вследствие этого — большими различиями альбедо. Нами не рассмотрен вопрос о зависимости альбедо от прозрачности и от цветности. Несомненно, что зависимость существует, однако, достаточного экспериментального материала в нашем распоряжении не имеется. Если производить сопоставление величин альбедо, измеренных по единой методике на различных водохранилищах и озерах при равных условиях в отношении высоты Солнца, степени волнения, условий облачности, то различия будут определяться характеристиками водной толщи — глубиной и прозрачностью, цветностью, величиной обратного рассеяния. Так по нашим данным можно утверждать, что Новосибирское водохранилище имеет более высокую прозрачность и меньшие значения альбедо (на 1—2%) по сравнению с Волгоградским.

Прозрачность воды различна на одном и том же водохранилище в отдельных его участках. Поэтому для определения среднего значения альбедо следует иметь карту глубин и прозрачности. Помимо этого прозрачность будет меняться в сезонном ходе и может быть разной в два последующие сезона. Это обстоятельство приводит к тому, что

при использовании теоретических формул и таблиц, составленных на основании этих формул, альбедо водохранилищ от года к году остается почти неизменным, в то время как по данным наблюдений оно изменяется в отдельные годы для одних и тех же месяцев на 1—2 и даже 3%. Влиянием облачности это объяснить нельзя, поскольку среднемесячный балл облачности при этом меняется незначительно. Вопрос о зависимости альбедо от прозрачности водоемов требует дальнейшего изучения, равно как и вопрос о средних по акватории значений альбедо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кириллова Т. В., Мыльникова А. Я., Метеорология и гидрология, № 9, 1965.
2. Кондратьев К. Я., Кудрявцева Л. А., Метеорология и гидрология, № 3, 1965.
3. Кузьмин П. П., Метеорология и гидрология, № 7—8, 1939.
4. Тер-Маркарянц Н. Е., Труды ГГО, вып. 68, 1957.
5. Малевский-Малевич С. П., Труды ГГО, вып. 167, 1965.

Abstract

The paper presents the results of the reservoirs albedo observations. Dependences of albedo on the Sun's altitude, the degree of cloudiness and the degree of reservoir roughness have been obtained. The problem of albedo variability over the reservoir area is considered. The data of helicopter observations over Kuibyshevskoe reservoir are given.

III симпозиум

АКТИНОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

при использовании теоретических формул и таблиц, составленных на основании этих формул, альбедо водохранилищ от года к году остается почти неизменным, в то время как по данным наблюдений оно изменяется в отдельные годы для одних и тех же месяцев на 1—2 и даже 3%. Влиянием облачности это объяснить нельзя, поскольку среднемесячный балл облачности при этом меняется незначительно. Вопрос о зависимости альбедо от прозрачности водоемов требует дальнейшего изучения, равно как и вопрос о средних по акватории значениях альбедо.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кириллова Т. В., Минлибаева А. Я. Метеорология и гидрология, № 9. 1965.
2. Кондратьев К. Я., Кудрявцева Л. А. Метеорология и гидрология, № 3. 1965.
3. Кузьмин П. П. [illegible] 1957.
4. Тер-Маркарян Н. Е. Труды ГГО, вып. 167, 1965.
5. Малявский-Малевич [illegible]

Abstract

The paper presents the results of the reservoirs albedo observations. Dependences of albedo on the Sun's altitude, the degree of cloudiness and the degree of reservoir roughness have been obtained. The problem of albedo variability over the reservoir area is considered. The data of helicopter observations over Kuibyshevskoe reservoir are given.

Ю. Д. Янишевский

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

АКТИНОМЕТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ СЕТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ РАЗВИТИЯ

Y. D. Yanishevski

Main Geophysical Observatory, Leningrad

ACTINOMETRIC INSTRUMENTS FOR NETWORK AND THEIR PERSPECTIVE OF DEVELOPMENT

1. Большинство сетевых и специальных актинометрических приборов требует методического обоснования конструкции и правил наблюдений, а также совершенствования технологии изготовления.

2. Для пиргелиометров важно исследовать температурную зависимость, влияние ореола и несимметрии; для актинометров необходимо снижение девиации нуля и инерции, что важно для использования светофильтров. Дорабатываются гелиостаты.

3. Пиранометры требуются вакуумированные, повышенной чувствительности и точности. Необходимо определение спектральных поправок на рассеянную и отраженную радиацию.

4. Балансомеры для прецизионных установок должны быть разработаны на опыте Международных сравнений и практики применения опытных приборов. Необходимо внедрение данных о селективности и зависимости чувствительности от угла падения. Повышен интерес к пиргеометрам и их поверке.

5. Развиваются спектрально-интеграционные методы; фотометрия, ультрафиолетовая дозиметрия и измерение ФАР, которые требуют абсолютной спектрофотометрии Солнца и неба.

6. Повышены требования к электроизмерительной аппаратуре: перестал удовлетворять гальванометр, гальванограф, мало стойки потенциометры. Для пиргелиометрии мала точность миллиамперметров. Интеграторы разгрузят сеть от кропотливой обработки.

7. Быстро развивается аппаратура специального назначения: приборы для микроклиматических и аэрологических работ.

В. Л. Гаевский, Ю. И. Рабинович, А. И. Решетников
Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

САМОЛЕТНАЯ АКТИНОМЕТРИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

V. L. Gayevsky, Y. I. Rabinovich, A. I. Reshetnikov
Main Geophysical Observatory, Leningrad

AERIAL ACTINOMETRIC OBSERVATORY

1. Для проведения комплексных исследований поля коротковолновой и длинноволновой радиации в свободной атмосфере оборудована самолетная актинометрическая обсерватория.

2. На борту самолета установлена аппаратура, измеряющая угловое распределение восходящего потока интегрально для коротковолновой и длинноволновой радиации, а также спектрально в окнах прозрачности и полосах поглощения атмосферных газов.

3. Одновременно с измерениями угловой структуры восходящего потока производятся измерения полного потока коротковолновой и длинноволновой радиации.

4. Для обработки и интерпретации полученных материалов самолет оборудован вспомогательной аэрологической и аэрофотосъемочной аппаратурой.

5. Приводятся некоторые результаты измерений, полученные в нескольких климатических зонах для различных подстилающих поверхностей и метеорологических условий.

Г. Н. Костяной, В. И. Шляхов
Центральная аэрологическая обсерватория, Долгопрудный

РЕЗУЛЬТАТЫ МЕЖДУНАРОДНЫХ СРАВНЕНИЙ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ РАДИОЗОНДОВ В 1965 г. *

G. N. Kostyanoy, V. I. Shlyakhov
Central Aerological Observatory, Dolgoprudny

RESULTS OF THE INTERNATIONAL COMPARISON OF ACTINOMETRICAL RADIOSONDES IN 1965.**

1. В настоящее время в ряде стран проводятся многочисленные измерения вертикального изменения поля длинноволновой радиации в свободной атмосфере при помощи актинометрических радиозондов.

2. Существует ряд конструкций АРЗ. Наиболее широко используются зонды США (Суоми-Кун), ФРГ (Поль), Япония (Ята-Секигучи) и СССР (АРЗ-ЦАО).

3. Для решения ряда геофизических задач необходимо иметь чет-

---

* Полностью доклад публикуется в Метеорологии и гидрологии, № 5, 1967.

** Full text of the report will be published in Метеорология и гидрология, № 5, 1967.

кое представление о сравнимости данных, полученных с помощью разных радиозондов. Такое сравнение было проведено в США в 1965 г.

4. Результаты сравнения показывают на достаточно большое различие в показаниях разных типов АРЗ, полученных в одновременных подъемах.

5. Усовершенствование актинометрических радиозондов.

А. К. Городецкий, А. М. Касаткин

Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

РАДИОМЕТР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ОБЛАКОВ

A. K. Gorodetsky, A. M. Kasatkin

Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

RADIOMETER FOR DETERMING TEMPERATURE OF EARTH SURFACE AND CLOUDS

Для отработки метода экспериментального определения температуры земной поверхности и облаков по их собственному излучению, в ИФА АН СССР разработан радиометр, измеряющий уходящее длинноволновое излучение Земли в области спектра 8—12 *мк*. С помощью этого радиометра проведены измерения с самолета.

Прибор построен по двухлучевой схеме, и излучение, попадающее в канал сравнения, принимается за нулевой уровень. Модуляция измеряемого радиационного потока и потока сравнения осуществляется с помощью поляризованного реле, на вибрирующей части которого вместо контактной группы располагается язычек модулятора.

Оптическая схема радиометра показана на рис. 1. Обе ветви ее симметричны.

Потоки излучения собираются с помощью зеркальных двухлинзовых объективов системы Кассегрена и после отражения от призмы фокусируются на одном приемном элементе. Выделяемый спектральный интервал определяется интерференционным фильтром, расположенным между модулятором и приемником. Спектральное пропускание фильтра приведено на рис. 2.

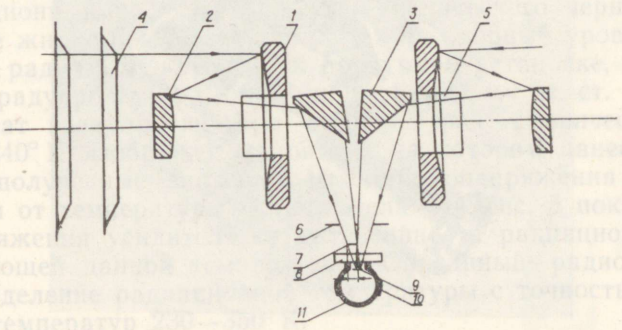


Рис. 1. Оптическая схема радиометра.

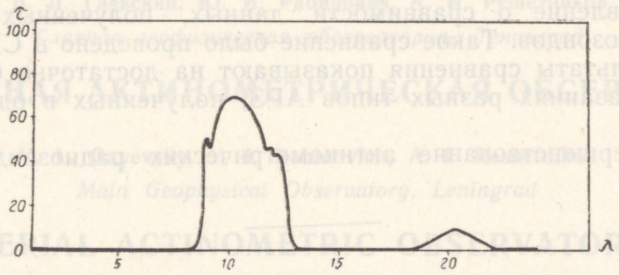


Рис. 2. Спектральное пропускание фильтра (λ в *мк*, τ в %).

В качестве чувствительного приемного элемента использован металлический никелевый болометр ИФ АН УССР с приемной площадкой 1×4 *мм*^{2}.

Выбранная конструкция и расположение модулятора, симметричное относительно приемного элемента и элементов оптической схемы, исключает влияние изменения температуры модулятора на результат измерений. Собственное излучение интерференционного фильтра также не модулируется, так как фильтр расположен между модулятором и приемником.

Болометр включен в мостовую схему, и сигнал рассогласования подается на усилитель переменного тока. Технические характеристики радиометра следующие:

Поле зрения прибора	— $10' \times 30'$.
Полоса пропускания усилителя	— 1,5 *гц*.
Рабочая частота	— 12,5 *гц*.
Вес датчика	— 0,9 *кг*.

Внешний вид радиометра показан на рис. 3.

Конструкция прибора позволяет устанавливать сменную оптическую головку радиометра с параболическими отражателями, обеспечивающими размер поля зрения $2° \times 4°$. Коэффициент отражения зеркального покрытия в области спектра 8—12 *мк* равен $0{,}95 \div 0{,}98$.

Увеличенное поле зрения позволяет устанавливать фильтры с более узким спектральным интервалом пропускания, в частности, со сменными параболическими отражателями применяется интерференционный фильтр на область спектра $10{,}5 \div 11{,}5$ *мк*.

Радиометр может быть использован при работе в наземных усло-

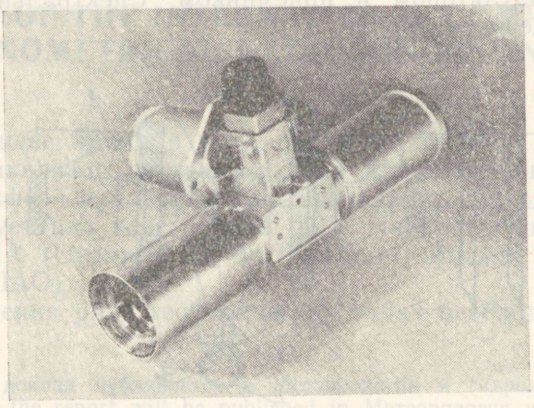


Рис. 3. Внешний вид радиометра.

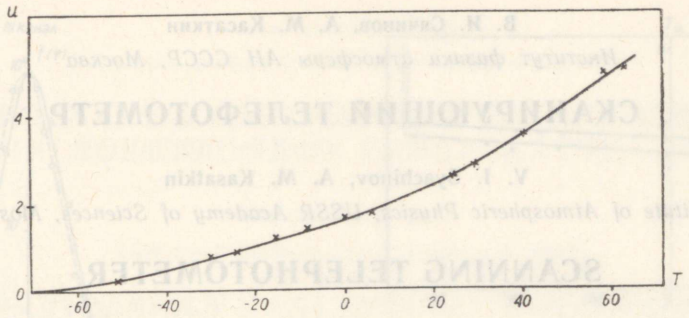


Рис. 4. Зависимость выходного напряжения от температуры черного тела (U в вольтах, T в °С).

виях и на летательных аппаратах (самолеты, аэростаты и др.) Конструкция радиометра позволяет эксплуатировать прибор при пониженном давлении и в условиях естественного вакуума, причем существенной чертой является отсутствие входных герметизирующих окон, применение которых приводило к погрешностям измерения радиационных потоков вследствие поглощения радиации материалом окна и его собственным излучением.

Работоспособность прибора при пониженном давлении обеспечивается применением поляризованного реле для модуляции потоков излучения с использованием сил упругости пластины язычка реле.

Какие-либо кинематические пары отсутствуют.

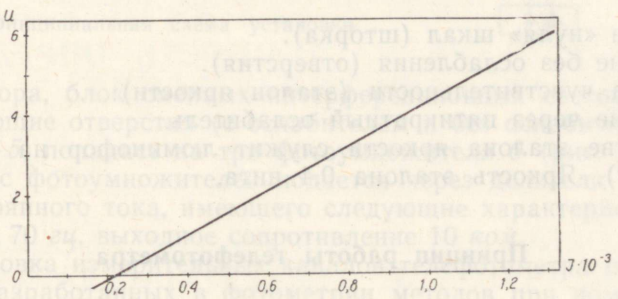


Рис. 5. Зависимость напряжения усилителя от интенсивности радиационного потока (U в вольтах, I в $вт/см^2 \cdot стер \cdot мк \cdot 10^{-3}$).

Для градуирования прибора создана установка, состоящая из двух черных тел. С помощью сферического черного тела задается переменный радиационный поток, а излучение конического черного тела при температуре жидкого азота принимается за опорный уровень. Оба черных тела и радиометр крепятся к вакуумной установке, позволяющей проводить градуировку при давлении до $1 \cdot 10^{-5}$ *мм* рт. ст.

Результат градуировки при температурах сферического черного тела 200—340° К изображен на рис. 4, на котором нанесены экспериментально полученные значения выходного напряжения усилителя в зависимости от температуры черного тела. На рис. 5 показана зависимость напряжения усилителя от интенсивности радиационного потока, соответствующей данной температуре. Описанный радиометр обеспечивает определение радиационной температуры с точностью 1—1,5° С в диапазоне температур 230—350° К.

В. И. Сячинов, А. М. Касаткин
Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

СКАНИРУЮЩИЙ ТЕЛЕФОТОМЕТР

V. I. Syachinov, A. M. Kasatkin
Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

SCANNING TELEPHOTOMETER

Телефотометр может быть использован для одновременного измерения углового и пространственного распределения абсолютных величин солнечной радиации, отраженной подстилающей поверхностью, облаками и атмосферой в трех различных узких интервалах ультрафиолетового и видимого излучения в пределах от 0,25 до 0,8 *мк*. Телефотометр работает циклично, изготовлен в герметичном исполнении. За один цикл сканирующая головка совершает два круговых обзора окружающего пространства. Эффективное угловое поле зрения прибора 4°.

В конструкции прибора заложен автоматический контроль чувствительности и «нуля» шкалы измерительных трактов. Измерения производятся с ослаблением и без ослабления сигнала. Ослабитель вводится на вход прибора для расширения диапазона измеряемых величин. Это обеспечивается кулачком, управляющим движениями программного диска. В соответствии с программой работы диск имеет четыре зоны, обеспечивающие работу телефотометра в четырех режимах за цикл:

Проверка «нуля» шкал (шторка).
Измерение без ослабления (отверстия).
Проверка чувствительности (эталон яркости).
Измерение через пятикратный ослабитель.

В качестве эталона яркости служит люминофор на основе углерода 14 (C^{14}). Яркость эталона 0,4 нита.

Принцип работы телефотометра

Отраженная радиация падает через защитный кварцевый колпак *1* на плоское зеркало 2 и, изменив свое направление на 90°, проходит через механический коллиматор *3*, обеспечивающий необходимое поле

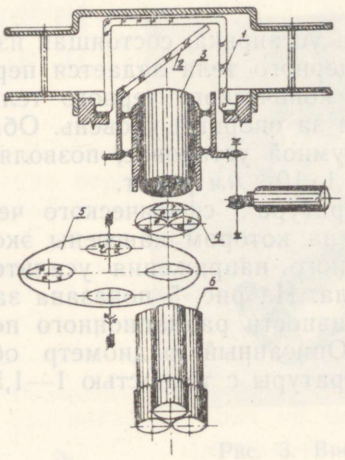
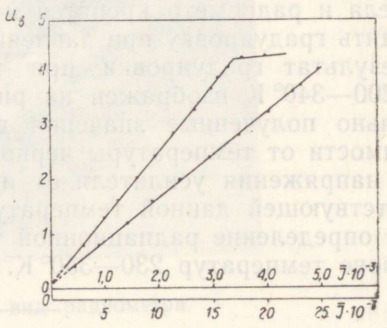


Рис. 1. Схема телефотометра.

Рис. 2. Градуировочный график телефотометра.



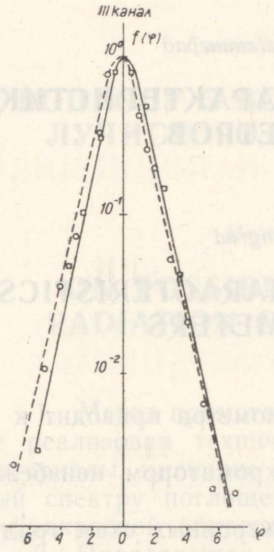


Рис. 3. Угловая характеристика телефотометра.

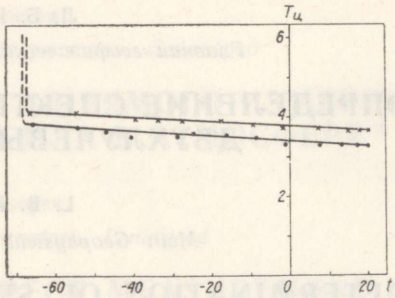


Рис. 4. График зависимости $T_ц = f(t)$.

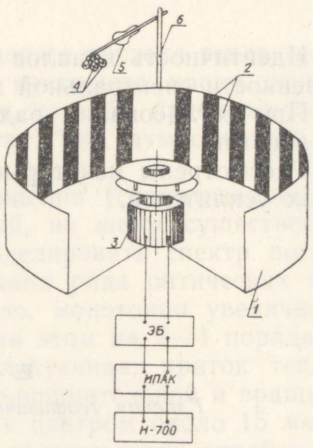


Рис. 5. Принципиальная схема установки.

зрения прибора, блок сменных интерференционных светофильтров *4* и соответствующие отверстия (с ослабителем и без ослабителя) программного диска *5*, попадает на три фотоумножителя *6* (рис. 1).

Сигнал с фотоумножителей подается через делители на вход усилителя постоянного тока, имеющего следующие характеристики: полоса пропускания 70 *гц*, выходное сопротивление 10 *ком*.

Градуировка измерительных каналов телефотометра производилась на основе разработанных в фотометрии методов при помощи светоизмерительных ламп (типа СИ) с известными характеристиками $T_ц$ и $T_{св}$. Градуировочный график представлен на рис. 2 (на горизонтальной оси энергия в 10^3 *вт/см²·стер·мк*). Угловая характеристика прибора получена при вращении головки телефотометра в параллельном пучке прожектора и представлена на рис. 3. Исследовался также температурный режим работы телефотометра, зависимость длительности цикла от температуры внутри телефотометра. График зависимости $T_ц = f(t^\circ C)$ представлен на рис. 4. Динамический режим работы исследовался на специальной установке (циркораме). На рис. 5 показана принципиальная схема установки.

Л. Б. Красильщиков

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХЛУЧЕВЫХ РАДИОМЕТРОВ

L. B. Krasilschikov

Main Geophysical Observatory, Leningrad

DETERMINATION OF SPECTRAL CHARACTERISTICS OF DOUBLE-BEAM RADIOMETERS

1. Идентичность каналов двухлучевого радиометра приводит к неопределенности спектральной характеристики.

2. При согласовании радиометра с монохроматором неизбежны потери энергии.

3. Рассмотрены некоторые особенности электронных схем градуировочных усилителей.

Е. П. Новосельцев

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ВЛИЯНИЕ ФИЛЬТРА НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

E. P. Novoseltsev

Main Geophysical Observatory, Leningrad

INFLUENCE OF FILTER ON THE ACCURACY DETERMINATION OF TERRESTRIAL RADIATION

Радиометры градуируются по черному излучателю. Спектральный состав уходящего излучения отличается от излучения черного тела.

Если спектральная характеристика фильтра отличается от *П*-образной, то при измерении уходящего излучения возникают ошибки, величина которых зависит от температурной стратификации атмосферы, вертикального распределения поглощающих газов и спектральной характеристики фильтра.

А. А. Елисеев

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ПРЯМОГО ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧИСТОГО ПРИТОКА ТЕПЛА В АТМОСФЕРЕ *

A. A. Yelisseyev

Main Geophysical Observatory, Leningrad

ON POSSIBILITY OF DIRECT MEASUREMENT RADIATION CONVERGENCE IN ATMOSPHERE **

1. Метод прямого определения лучистого притока тепла до сих пор не реализован технически, так как в настоящее время отсутствуют материалы, имеющие спектр поглощения, хотя бы приближенно подобный спектру поглощения водяного пара и др. атмосферных газов в инфракрасной области.

2. Предлагается такой способ упрощения (схематизации) спектра поглощения атмосферных газов, который, не внося существенных погрешностей, позволяет приближенно моделировать спектр поглощения «средней» атмосферы спектром поглощения ряда оптических материалов, у которых поглощение, как правило, монотонно увеличивается с увеличением длины волны, изменяясь при этом на 2—4 порядка.

3. Гипотеза такой схематизации следующая: приток тепла, обусловленный поглощением в колебательно-вращательной и вращательной полосах водяного пара и в полосе CO_2 с центром около 15 *мк*, можно формально приравнять притоку тепла в области лишь одной — вращательной полосы водяного пара, если соответственно увеличить коэффициенты поглощения последней, а остальные полосы полагать отсутствующими. Такой упрощенный спектр, имеющий лишь одну полосу поглощения, был рассчитан на основе обобщенных коэффициентов поглощения Эльзассера для водяного пара и углекислого газа. Интегральные функции поглощения, рассчитанные на основе упрощенного спектра, а также спектра поглощения одного из диэлектриков, удовлетворительно согласуются друг с другом и с функциями поглощения, предложенными рядом исследователей.

4. Проделанные построения дают возможность приближенно моделировать поглощательные свойства атмосферы, используя для этого известные диэлектрические материалы.

---

* Полностью доклад публикуется в Трудах ГГО, вып. 205, 1967.

** Full text of the report will be published in Труды ГГО, вып. 205, 1967.

Б. П. Козырев

Ленинградский электротехнический институт

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ НЕСЕЛЕКТИВНЫЙ ПИРАНОМЕТР С ЧЕРНОЙ ПРИЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ И С КСЕНОНОВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

B. P. Kozyrev

Leningrad Electrotechnical Institute

HIGH-SENSITIVE NON-SELECTIVE XENON-FILLED PYRANOMETER WITH BLACK RECEIVING SURFACE

Согласно основному принципу энергетической фотометрии радиация с известным или переменным спектральным составом может регистрироваться только строго неселективным индикатором, имеющим приемный орган в виде абсолютно черного тела или возможно лучшее к нему приближение. Падающие на такой приемник излучения независимо от величины длины волны, от соотношения между энергиями в зоне различных волн и от их перераспределения будут полностью поглощаться приемником и вырабатывать в нем электрический сигнал, пропорциональный действующей на него интегральной лучистой мощности, выражаемой в *кал/мин* или в ваттах. Нарушением этого принципа фотометрии является давно сложившееся в актинометрии при измерении суммарной, прямой и рассеянной солнечной радиации применение пиранометров с чернобелыми приемниками.

Существуют разнообразные конструкции приборов, описанных в многочисленных статьях и отдельных крупных работах как более раннего периода [1], так и совсем в недавнее время [2]. Большое количество различных модификаций приборов и отсутствие общепризнанных образцовых систем объясняется сложностью актинометрических измерений и повышенными требованиями к их точности. По-видимому, в работе Гаше [3] впервые было выполнено при помощи двойного кварцевого монохроматора прямое изучение спектральных свойств пиргеометра Онгстрема, имеющего белое покрытие из окиси цинка и не снабженного стеклянным входным окном. Позднее вопрос о спектральной чувствительности пиранометров М-80 (ГГО) был обстоятельно проанализирован в работе Ю. К. Росс [4]. Широко поставленные исследования спектральных свойств черных и белых покрытий актинометрических приборов на протяжении ряда лет выполнялись в ЛЭТИ, а в самое недавнее время в большом диапазоне волн были изучены спектральные чувствительности разнообразных типов пиранометров и балансомеров [5], применяемых в СССР и за рубежом. В итоге этих измерений было показано (рис. 1), что пиранометр М-80 и пиранометр Эппли обладают большой селективностью в областях волн 0,4—0,7 и 1,0—2,0 *мк* и только пиранометрам Молля—Горчинского и системы ЛЭТИ, основанным на употреблении черных приемников, полностью присуща однородная чувствительность во всем интервале 0,4—2,5 *мк*.

Хотя специально поставленные в самый последний период опыты по сравнению показаний черно-белых и черных пиранометров привели экспериментаторов к выводу о практической равноправности их применения, однако вряд ли рационально даже и при количественной эквивалентности этих двух типов приборов останавливать выбор на приемнике, основанном на фотометрически неверном принципе индикации радиации.

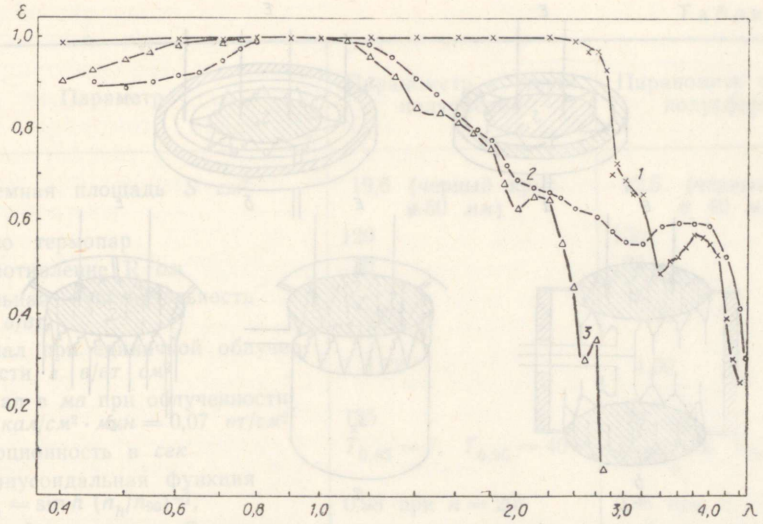


Рис. 1. Спектральная чувствительность пиранометров Эппли (2), М-80 (3), Молля-Горчинского и ЛЭТИ (1). Чувствительность в относительных единицах, длина волны λ в *мк*.

Кроме неселективности восприятия излучения важнейшей характеристикой пиранометра, как и вообще всякого индикатора радиации, является его чувствительность, оцениваемая обычно в милливольтах сигнала, генерированного при облученности $E = 1$ *кал/см*$^2 \cdot$ *мин* $=$ $= 0{,}07$ *вт/см*^{2}. При этом следует указать, что конструктивные качества приемника излучения, в том числе и пиранометра, более определяются так называемой удельной чувствительностью, устанавливающей соотношение между падающей на него лучистой мощностью и генерированным сигналом и выражаемой поэтому в вольтах на ватт.

Приходится констатировать, что в сущности все актинометрические приборы до сих пор конструируются с очень большими потерями падающей на них лучистой мощности на теплопроводность к корпусу и к окружающему газу и поэтому обладают очень малым к. п. д. В термоэлектрических пиранометрах, построенных обычно из коротких толстых лент или проволок имеется огромный тепловой отток либо к опорам между активными и пассивными спаями (М-80), либо к холодным спаям, укрепленным на корпусе прибора (актинометр Янишевского Ю. Д.) или, как в пиранометре Эппли, просто через металлическую опору между черным и белым кольцами, несущими горячие и холодные спаи. Пиранометры, разработанные в последнее время в ЛЭТИ Б. П. Козыревым, имеют очень большое тепловое сопротивление между приемником радиации и корпусом и хотя, конечно, функционируют тоже на принципе перехода падающей мощности к стенкам корпуса, но не непосредственно теплопроводностью металлических частей, а при помощи излучения и газа (ксенон), заполняющего корпус пиранометра. На рис. 2 показаны различные возможные способы монтажа круговых и кольцевых систем приемников. Расчеты и эксперименты показали наибольшую целесообразность схемы 2, *д* и в особенности 2, *в* для кругового приемника и схемы 2, *б* для круго-кольцевого. Круглая приемная площадка пиранометра, выполненная из тонкой медной или алюминиевой фольги и покрытая с фронтовой стороны чернью по методу, указанному в работе [6], крепится к наружному корпусу прибора лишь с помощью трех-четырех тонких и узких слюдяных полосок, что создает только весьма незначительный теплоотвод от площадки через элементы

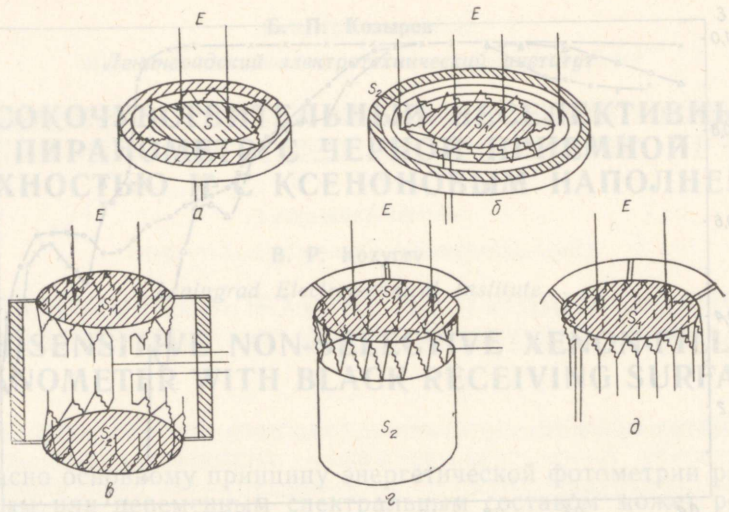


Рис. 2. Различные варианты конструктивных схем круго-кольцевых и круговых приемников излучения: *а* — круговой с холодными спаями, монтированными на корпусе, *б* — черно-белый круго-кольцевой без опор между спаями и без большого оттока тепла на корпус, *в* — двухкруговой для подводных испытаний, *г* — круговой без опор между спаями и с цилиндрическим рассеивателем тепла от холодных спаев, *д* — круговой без опор между спаями с проволочными рассеивателями тепла от холодных спаев («усики»).

ее крепления к корпусу. Термобатарея пиранометра состоит из большого числа (до 120) последовательно соединенных термопар из хромеля и копеля, активные («горячие») спаи которых прикреплены эпоксидным клеем к приемной площадке. Холодные спаи термобатареи не имеют теплового контакта с корпусом, что обеспечивает стабильность нулевого положения показаний прибора при изменении температуры окружающей среды. Для предотвращения некоторого нагрева холодных спаев за счет притока к ним тепла от приемной площадки через проволоки термопар в момент регистрации излучения, каждый из холодных спаев соединен с проволокой — «усиком», диаметр и длина которого специально подобраны для получения наибольшей чувствительности. Усики не имеют теплового контакта с корпусом. Они свободно висят во внутреннем объеме пиранометра. На рис. 3 дано в разрезе устройство «черных» пиранометров ЛЭТИ.

Основные параметры разработанных Б. П. Козыревым в ЛЭТИ пиранометров приведены в табл. 1.

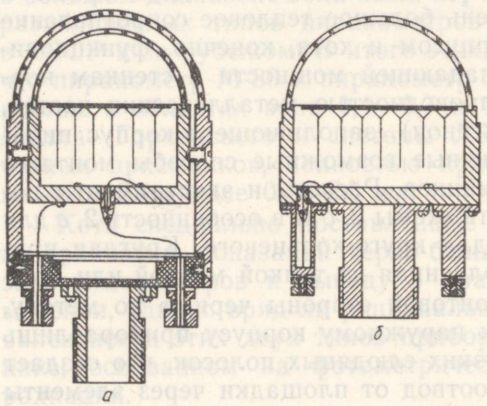


Рис. 3. Схема конструкции пиранометров ЛЭТИ с двумя полусферами *а* и с одной *б*.

Таблица 1

	Параметр	Пиранометр с одной полусферой	Пиранометр с двумя полусферами
1	Приемная площадь S *см*^{2}	19,6 (черный круг ø 50 *мм*)	12,5 (черный круг ø 40 *мм*)
2	Число термопар	120	100
3	Сопротивление R *ом*	30	30
4	Удельная чувствительность ε' *в/вт*	0,09	0,08
5	Сигнал при единичной облученности ε *в/вт* · *см*^{2}	1,78	1,00
6	Сигнал в *мв* при облученности 1 *кал/см*^{2} · *мин* = 0,07 *вт/см*^{2}	125	70
7	Инерционность в *сек*	$T_{0,63} = 7$, $T_{0,95} = 40$	$T_{0,63} = 6$, $T_{0,95} = 30$
8	Косинусоидальная функция $F_h = \sin h\ (n_h/n_{90})^{-1}$, где h — высота Солнца	0,98 при $h = 20°$	0,96 при $h = 20°$
9	Вариации локальной чувствительности между центром и краем в %	8	7
10	Изменение удельной чувствительности при вариации окружающей температуры на $\Delta T = 1°$ C в %	0,3	0,3
11	Габариты корпуса в *мм*	ø 60; $l = 100$	ø 75; $l = 140$
12	Вес в *г*	600	700

Более подробные сведения о характеристиках новых пиранометров можно получить из рис. 4—7, на которых изображены косинусоидальные, временные (инерционность), локальные и температурные параметры приборов при различных условиях эксперимента.

Особое внимание следует обратить на очень большую чувствительность пиранометров ЛЭТИ. Так как согласно табл. 1 пиранометр с одной полусферой при облученности 1 *вт/см*^{2} дает сигнал 1,78 *в*, то при облучении Солнцем вблизи земной поверхности, т. е. при 1 *кал/см*^{2} · *мин* или при 0,07 *вт/см*^{2} сигнал будет равен $1{,}78 \cdot 0{,}07 = 0{,}125$ *в* = 125 *мв* и более чем на один порядок превысит термоэдс, обычно вырабатываемую от Солнца пиранометром М-80.

Высокая чувствительность новых пиранометров весьма важна при разработке автоматических метеорологических станций, так как упрощает, возможно даже исключает, усиление сигналов, и вообще по новому ставит вопрос о параметрах и типах выходных измерительных приборов, допуская их огрубление при сохранении прежней точности измерений. Большая чувствительность пиранометров ЛЭТИ необходима при изучении угловых характеристик облученности с различных участков неба, для получения которых пиранометры М-80 и актинометры АТ-50 почти не пригодны из-за их грубости. В определенных случаях, например, при измерении с самолета можно воспользоваться большой удельной чувствительностью пиранометров ЛЭТИ и сильно уменьшить размеры приемника по сравнению с данными табл. 1, получая однако при этом все же сигналы, превышающие эффективность пиранометров М-80. Так, например, микропиранометр, имеющий черный круг диаметром 17 *мм* и полусферическое окно даст сигнал от Солнца порядка 26 *мв*, т. е. в 2,5 раза бóльший по сравнению с М-80.

Однако высокая чувствительность приемника радиации всегда обязывает обращать особое внимание на степень удовлетворительности

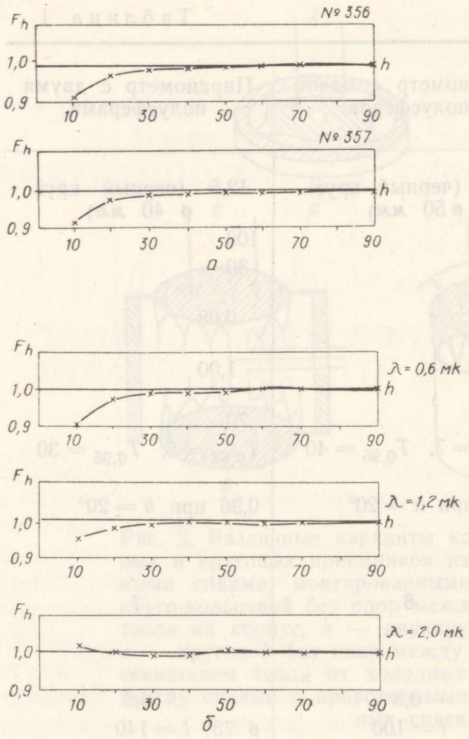


Рис. 4. Косинусоидальные зависимости: *а* — функция F_h при интегральных измерениях для пиранометров № 356 с одной полусферой и для № 357 с двумя полусферами, *б* — функция F_h при спектральных измерениях на волнах 0,6, 1,2 и 2,0 *мк* для пиранометра № 357.

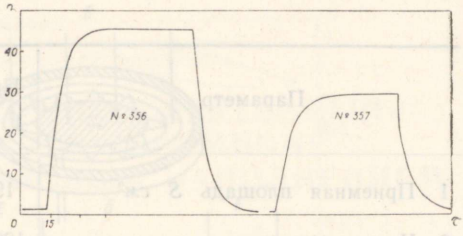


Рис. 5. Кривые нарастания и спада сигнала для № 356 (*а*) № 357 (*б*), записанные при помощи ЭПП-09М (*n* в делениях ленты потенциометра, τ — время, цена деления 15 *сек.*)

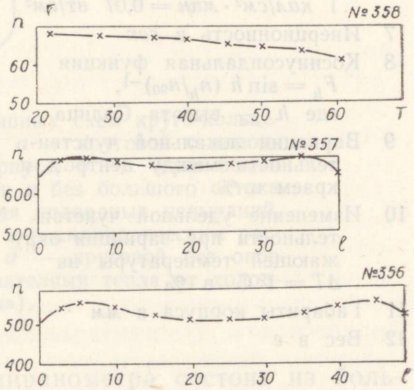


Рис. 6. Локальная чувствительность пиранометров № 356 и № 357 и зависимость от вариаций окружающей температуры № 358 (*n* в относительных единицах, *T* в °С, *l* в *мм*).

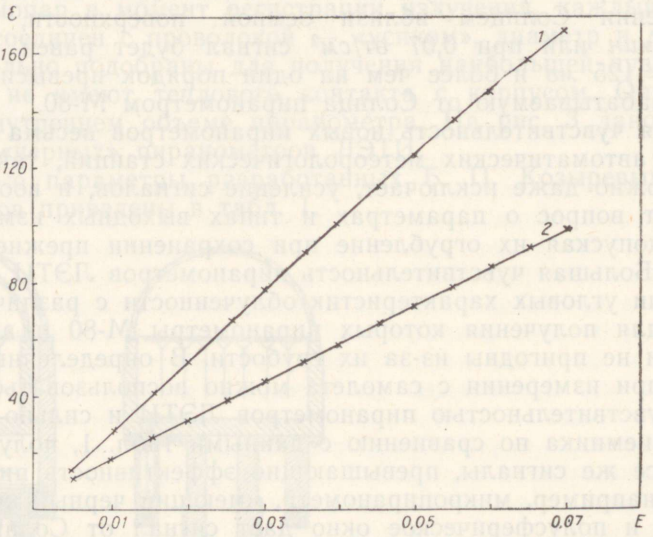


Рис. 7. Пропорциональность между облученностью и сигналами, генерированными пиранометром № 445 (*1*) № 673 (*2*), (*E* в *вт/см²*, ε в *мв*).

положения нулевого отсчета, т. е. на отсутствие сигнала при полном экранировании приемника. При непрерывной записи на ленте потенциометра отнесение отсчетов к «нулю» при закрытой крышке, строго говоря, является неправильным, так как в течение всего процесса записи пиранометр открыт. Тем не менее способ закрытия крышки пиранометра для отсчета его исходного положения и сопоставления с отсчетом при разрыве цепи является общепринятым и с этим приходится считаться.

Пиранометры ЛЭТИ № 445 и № 637 (два полусферических стеклянных окна), были подвергнуты испытаниям при закрытой крышке в ясный солнечный день и показали появление сигнала 0,5 *мв* для № 445 и 0,1 *мв* для № 637 при переходе от затенения прямого солнечного излучения к его действию. Сигналы же от суммарного солнечного облучения при снятых крышках были равны 150 *мв* для № 445 и 100 *мв* для № 637. Таким образом, отклонения от нуля разрыва цепи, соответствующего в то же время и действию на закрытый пиранометр только рассеянной радиации Солнца, по отношению к положению нуля при действии прямой солнечной радиации на закрытый пиранометр составляло всего 0,33% для № 445 и 0,1% для № 637 от сигналов, вырабатываемых этими пиранометрами под влиянием суммарного солнечного излучения.

Не менее важной, чем стабильность нулевого положения для высокочувствительного пиранометра, является степень соблюдения пропорциональности между сигналом и облученностью. В работе [7] было показано, что в принципе между сигналом радиационного термоэлемента (РТЭ) и облученностью связь нелинейная и только лишь при сравнительно малых облученностях и в особенности при малом тепловом сопротивлении между приемником и окружающей средой — большая утечка тепла по металлу или через окружающий газ — появляется хорошая линейная зависимость.

Как известно, проверка пропорциональности между сигналом и облученностью при больших облученностях термического приемника представляет значительные трудности, так как для мощных ламп, необходимых при подобных измерениях, закон квадратов расстояний не достаточно строго соблюдается. Поэтому пришлось прибегнуть к полученным из Государственного оптического института эталонным нейтральным ослабителям. Пользуясь ими и применив закон квадратов, мы нашли изображенную на рис. 7 графическую зависимость сигналов пиранометров № 445 и № 637 от облученности в диапазоне до $E = 1$ *кал/см²·мин*. Найденная зависимость указывает на соблюдение линейного соотношения $\varepsilon = k \cdot E$ в пределах облученностей 0,001—0,070 *вт/см²*, т. е. 0,0145—1,0 *кал/см²·мин* с точностью до 2% при 0,05 *вт/см²*, до 4% при 0,06 *вт/см²*, 7% при 0,07 *вт/см²*.

Представляет интерес приведенное в табл. 2 сопоставление характеристик пиранометров разработанных Б. П. Козыревым в ЛЭТИ по новому принципу [8] с данными различных пиранометров, применяемых в СССР и за рубежом, в том числе и с «черным» пиранометром Молля—Горчинского и черно-белым фирмы Эппли.

Основанный на применении правильного фотометрического принципа употребления черной неселективной приемной поверхности пиранометр Молля—Горчинского имеет двойное полусферическое входное окно, но обладает сравнительно малой приемной площадью (3,45 *см²*), сконструирован из ленточных термопар с контактами холодных спаев на плату, связанную с корпусом, и при облучении Солнцем (1 *кал/см²·мин*) дает сигнал 7,56 *мв*, т. е. примерно такой же, как и пиранометр типа М-80.

Черно-белый пиранометр фирмы Эппли, заключенный в стеклянную сферическую оболочку, построен по данным, указанным в очень

Таблица 2

Тип прибора	R ом	S $см^2$	ε' в/вт	$\varepsilon_i = \varepsilon' \cdot S$ в/вт · $см^{-2}$	ε при $E =$ = 1 кал/$см^2$ · мин мв
1 Пиранометр ЛЭТИ № 356	30	19,6	0,09	1,78	125
-„- № 357	30	12,6	0,08	1,00	70
2 Пиранометр типа М-80 (ГГО) № 8213	30	10,9	0,012	0,13	9,25
-„- № 10612	30,5	10,9	0,0107	0,117	8,19
3 Пиранометр Молля-Горчинского	10,4	3,45	0,031	0,107	7,56
4 Пиранометр Дирмхирн	7,0	9	0,0033	0,03	2,1
5 Пиранометр Эппли	390	5,1	0,006	0,0306	2,1

старой работе Кимбалла и Хоббса [9] и почти повторенным в работе [10]. Пиранометр Эппли, названный фирмой пиргелиометром, имеет очень большое внутреннее сопротивление 390 *ом*, весьма малую удельную чувствительность 0,006 *в/вт*, при которой в соответствии с общей приемной площадью черного и белого колец 5,1 $см^2$ дает от облучения Солнцем сигнал всего 2,1 *мв*. Как видим из табл. 2 все характеристики пиранометра Эппли уступают данным многих других систем и единственным его преимуществом является герметизация баллона, осуществленная, однако, также и в рассматриваемых здесь пиранометрах ЛЭТИ.

Особо следует остановить внимание на вопросе о возможной величине нагрева входного полусферического окна пиранометра, обусловившего собственно требование одновременного применения черных и белых приемных поверхностей. Так как до сих пор опубликованных данных в этом направлении не было, то в последнее время в ЛЭТИ выполнялись соответствующие эксперименты по измерению температуры стеклянной полусферы при помощи тонкой термопары (∅ 50 *мк*) из длинных ($l = 30$ *см*) хромелевой и копелевой проволок. Оказалось, что при облученности в 1 кал/$см^2$ · *мин* избыточная температура полусферы пиранометра ЛЭТИ равна 1,3° С и пиранометра М-80 1,8° С.

Для оценки влияния этих вариаций температуры полусферы при появлении облученности в 1 кал/$см^2$ · *мин* и искажения из-за них показаний пиранометра был произведен специально поставленный эксперимент. Около полусферического окна пиранометра создавалась тонкостенная камера, допускающая внезапное наливание слегка нагретой воды на помещенный в темноте пиранометр и при этом наблюдалось появление сигнала в цепи пиранометра под действием собственного излучения нагретой полусферы. Было обнаружено, что при нагреве полусферы водой на 11° С появляется сигнал 10 *мв*, т. е. 0,91 *мв* на 1° С. Так как при солнечной засветке согласно вышеуказанному полусфера нагрелась на 1,3° С, то при этом получалось искажение отсчета на $0{,}91 \cdot 1{,}3 = 1{,}19$ *мв*. Однако, если учесть, что пиранометр ЛЭТИ при облученности в 1 кал/$см^2$ · *мин* генерирует эдс около 130 *мв*, то, очевидно, влияние нагрева стеклянной полусферы завышает отсчет всего на 0,9% и, вообще говоря, ею можно было бы пренебречь. Тем не менее в последней модификации черного пиранометра ЛЭТИ при помощи встречно включенных термопар, контактирующих с внутренней поверхностью стеклянной полусферы, эта погрешность автоматически исключена.

Помимо высокой чувствительности ценным свойством разработанных автором пиранометров является их неселективность, обусловленная наличием только черного приемника, приготовленного покрытием мед-

ного или алюминиевого диска простым зачернением спиртовым раствором керосиновой сажи с небольшой добавкой клея БФ-2 в качестве биндера. В связи с этим уместно отметить, что уже давно и в особенности в настоящее время наблюдается излишнее и с расчетной точки зрения слабо обоснованное требование категорической необходимости употребления только каких-либо рекордных черных покрытий, из которых чаще всего называют лак Парсонса.

В действительности принципиально важна лишь неселективность черного покрытия, т. е. строгая однородность коэффициента поглощения радиации любых длин волн в измеряемом диапазоне. Конечно, кроме этого целесообразно, чтобы этот коэффициент поглощения был ближе к предельно возможному значению, т. е. к единице, однако от этого второго можно отступать, в особенности когда это оправдывается упрощением технологии приготовления и нанесения черни или, например, возможностью убыстрения действия приемника при тонком зачерняющем слое. Как показали проведенные в последнее время в ЛЭТИ исследования спектральных коэффициентов диффузного отражения разных зачернителей (ГГО, ЛЭТИ, Тбилисский завод) отличие их от коэффициентов изученного в ЛЭТИ покрытия лаком Парсонса выражается величинами порядка двух, иногда пяти процентов. Очевидно, что на столько же процентов будет уменьшена чувствительность индикатора, зачерненного не лаком Парсонса. Но эта маленькая утрата чувствительности совсем не существенна по сравнению с теми большими потерями приемника на отток тепла к корпусу или к опорам, которые обычны для актинометрических приборов. Очевидно, что для таких систем, как пиранометры и актинометры, которые градуируются сравнением с эталонным инструментом — пиргелиометром — зачернитель должен быть лишь строго неселективным, а величина коэффициента поглощения может быть не предельно большой, и совсем не обязательно «дотягивать» ее до параметров лака Парсонса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калитин Н. Н., Актинометрия, Гидрометеоиздат, Л., 1938.
2. Кондратьев К. Я., Актинометрия, Гидрометеоиздат, Л., 1965.
3. Hasche, E., Gerl. Beitr. z. Geoph. Nr. 38, 19, 1933.
4. Росс Ю. К. Изв. АН ЭССР № 1, 1, 1957.
5. Козырев Б. П., Бученков В. А., Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, **2**, № 5, 540, 1966.
6. Козырев Б. П., Кропоткин М. А., Оптика и спектроскопия, **10**, № 5, 657, 1961.
7. Козырев Б. П., Изв. ЛЭТИ № 55, 193, 1966.
8. Козырев Б. П., Изв. ЛЭТИ, № 55, 60, 1966.
9. Kimball, N. N., Hobbs, H. E., JOSA, **13**, No. 7, 707, 1923.
10. Karoli, A. R., Ångström, A. K., Drummond, A. J., JOSA, **50**, Nr. 8, 758, 1960.

Abstract

According to the author's principle about high-effective multisolder radiation thermocouple with small thermal losses the construction of unselective pyranometer with black receiving area, with high detectivity, with accuracy to the cosine law, rapid response and small resistance was created.

Experimental data for two modifications of the new pyranometer with single and two apertures covered with half-spheres were given. The tables of correlation parameters of these pyranometers with other devices used in the USSR and foreign countries are given. The tables showed great advantages of pyranometers constructed in the Electrotechnical Institute.

Б. П. Козырев

Ленинградский электротехнический институт

КОМПЕНСИРОВАННЫЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ БАЛАНСОМЕР С БЕЛОЙ И БЛЕСТЯЩЕЙ ПРИЕМНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ, ЗАЩИЩЕННЫМИ ОТ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ ПОЛУСФЕРАМИ ИЗ КРС-5

B. P. Kozyrev

Leningrad Electrotechnical Institute

COMPENSATED THERMOELECTRICAL NET RADIOMETER WITH WHITE AND POLISHED RECEIVING SURFACES PROTECTED WITH KRS-5 HEMISPHERES

В настоящее время для измерения радиационного баланса в СССР широко применяется открытый черный балансомер М-10, а в зарубежной практике в подобной же конструкции для устранения влияния ветра вводится либо сильный искусственный обдув (Кью), либо употребляется защитная полусфера из тонкой полиэтиленовой пленки (Шульце). По конструированию балансомерных систем имеется большая литература, в значительной мере собранная в работе [1].

Очевидно, что в дневных условиях при наличии кроме длинноволнового излучения еще и большой коротковолновой радиации, черным балансомером непосредственно нельзя пользоваться без параллельных корректирующих отсчетов по пиранометру. Интенсивный искусственный обдув чувствительных поверхностей балансомера, применяемый в некоторых конструкциях, осложняет эксплуатацию и показания прибора и требует введения дополнительных поправок. Сложная задача защиты термочувствительных приемников балансомера от действия потоков воздуха в работах [2—4] нашла решение в виде применения тонких полиэтиленовых полусфер в качестве входных окон (фильтров), однако наличие у полиэтилена известных полос поглощения и ряда других недостатков этого материала в значительной мере обесценивают этот способ.

Со спектроскопической точки зрения более безупречным материалом для изготовления входных окон к балансомерам является смешанный кристалл бромистого и иодистого таллия (44% TlBr и 56% TlJ), известный под обозначением KRS-5. Основные свойства этого материала приведены в монографии [5], пропускание в диапазоне волн до 15 *мк* подробно рассмотрено в работах [6, 7], однако, KRS-5 прозрачен для инфракрасных волн до 40 *мк* и совершенно не имеет полос поглощения [8].

В актинометрической практике плоские пластинки из KRS-5 в качестве входного окна для самолетного радиометра были предложены в работе [9], в виде рассеивающей линзы в работе [10] и в виде полусферы для черного пиранометра, требующего при контрольных опытах применения полусферы из плексигласа для оценки действия коротких волн в статье [11].

Обсуждая возможности применения в актинометрических приборах входных защитных окон из KRS-5, в особенности в форме полусфер, обычно указывается (работа Крейца, стр. 186) на технологические трудности их изготовления и на сравнительно высокую стоимость этого материала. Не малую роль в возражениях против применения KRS-5

в метеорологической практике, по-видимому, играют и замечания по поводу некоторой невлагостойкости этого материала [12]. Конечно, если изготовлять полусферические фильтры из кусков кристалла, механически удаляя излишки материала перед получением заготовки для оптики, то будут очень большие отходы и стоимость фильтра окажется довольно высокой. Но уже довольно давно Б. П. Козыревым в ЛЭТИ был освоен метод приготовления полусфер из пластинок KRS-5 путем выдавливания их в прессформах. При этом способе отходы материала очень невелики, брак сравнительно незначительный и стоимость полусферического входного окна оказывается почти такой же как и плоского.

Так как в актинометрических приборах (пиранометрах) уже давно употреблялось белое покрытие для отражения коротковолнового излучения и для поглощения длинноволнового, то естественной оказалась разработка [10] «белого» (MgO) пиргеометра для применения в дневных условиях. При этом присущее окиси магния некоторое небольшое поглощение коротких волн рекомендовалось исключать контрольными отсчетами со стеклянной пластинкой, поставленной на пути лучей. С экспериментальной точки зрения более удобный для дневных исследований пиранометр (балансомер) был предложен в работе [13] со встречным включением термоэлементов, имеющих белое (MgO) и блестящее покрытие (полированный Al), но без защитного фильтра от потоков воздуха.

Эффективное сочетание бело-блестящего приемника с полусферическим фильтром из KRS-5 для устранения влияния воздушных потоков было впервые реализовано в работе [14] при создании балансомерных датчиков для применения в открытом пространстве. В последний период эта система была значительно усовершенствована и в настоящее время бело-блестящий балансомер ЛЭТИ, изображенный схематически на рис. 1, представляет собой два встречно включенных термоэлемента с приемными площадками, направленными чувствительными поверхностями в противоположные стороны. Каждый из термоэлементов — дифференциален, т. е. состоит из двух приемных площадок с приклеенными к ним активными (горячими) спаями встречно включенных термобатарей. Пассивные (холодные) спаи термобатарей снабжены проволочными «усиками», служащими для отвода тепла от спаев и обеспе-

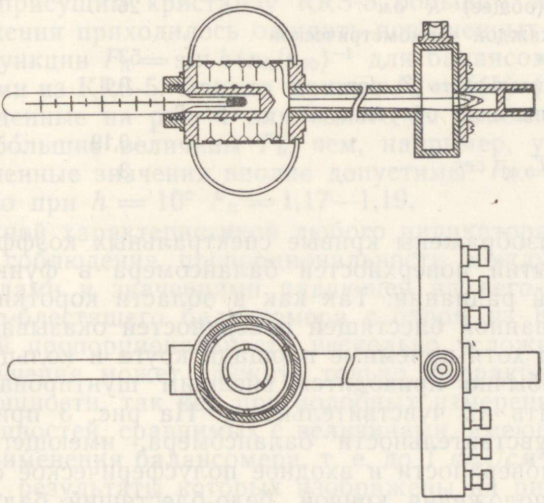


Рис. 1. Схема компенсированного термоэлектрического балансомера с белой и блестящей приемными поверхностями, защищенными от воздушных потоков полусферами из KRS-5.

чивающими неизменность их температуры в процессе измерения. Белые площадки, покрытые углекислым магнием, имеют форму кругов, блестящие же площадки, вырезанные из слегка матированного серебра или алюминия, имеют вид колец и вместе с кругами прикреплены к корпусу тремя тонкими слюдяными полосками, почти не отводящими тепла. Для уменьшения нерационального теплоотвода от площадок они помещены в заполненный ксеноном герметичный объем, ограниченный стенками корпуса и полусферическими окнами-фильтрами (KRS-5) для обеспечения приема радиации из телесного угла 2π стерадиан. В корпусе балансомера имеется камера для шарика ртутного термометра и, кроме того, внутри на корпус наклеена термометрическая обмотка (53 *ом*). Для контроля температуры полусфер из KRS-5 на внутренние поверхности крестообразно наклеены микрообмотки (по 53 *ом*) из очень тонкой проволоки, экранирующие всего около 0,5% падающего излучения. Возможно, что в дальнейшем, после детального изучения термического режима полусфер из KRS-5, необходимость в этих крестообразных температурных обмотках отпадет. Выполненные в последнее время эксперименты по измерению нагревания полусфер из KRS-5 у балансомера, изображенного на рис. 1, показали, что при солнечной облученности в 1 *кал/см²·мин* электросопротивление крестообразной обмотки изменяется на 0,8 *ом*, что соответствует повышению температуры полусферы на 3,25° С. Аналогичные опыты, произведенные в свое время со стеклянными полусферами пиранометров ЛЭТИ, обнаружили у них нагрев на 1,3° С при той же облученности. В табл. 1 указаны основные параметры новой системы балансомера.

Таблица 1

Параметр	Бело-блестящий балансомер с полусферическими окнами из *KRS*-5	
1 Приемная площадь S *см²*	1,9	белый круг Ø 11 *мм* блестящее кольцо Ø 13—17 *мм*
2 Число спаев n	20	
3 Сопротивление (общее) R *ом*	26	
4 Сопротивление каждой термометрической обмотки R_t *ом*	53	
5 Удельная чувствительность ε' *в/вт*	0,1	
6 Сигнал при единичной облученности $\varepsilon_1 = \varepsilon' \cdot S$ *в/вт·см²*	0,19	
7 Инерционность $T_{0,63}$ *сек*	3	

На рис. 2 изображены кривые спектральных коэффициентов отражения R_λ покрытий поверхностей балансомера в функции от длины волны падающей радиации. Так как в области коротких волн R_λ для белой и матированной блестящей поверхностей оказываются не строго одинаковыми, то хотя приемные площади круга и кольца сделаны равными, все-же обычно приходится внешним шунтированием дополнительно уравнивать их чувствительность. На рис. 3 приведена кривая спектральной чувствительности балансомера, имеющего бело-блестящие приемные поверхности и входное полусферическое окно из KRS-5. Как видим из положения кривой, бело-блестящий балансомер совершенно не реагирует на волны меньшие 1,2 *мк*, имеет переходную область 1,2—3,0 *мк* и проявляет полную и однородную ко всем волнам эффективность при $\lambda > 3$ *мк*.

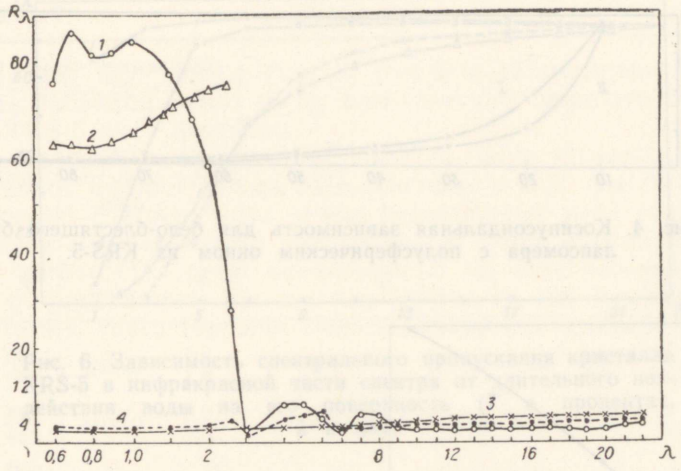


Рис. 2. Зависимость коэффициентов спектрального отражения покрытий балансомера от длины волны (R_λ в процентах, λ в *мк*); покрытия: *1* — белый 11 *мг/см²*, *2* — блестящий, *3* — черный 1,25 *мг/см²*, *4* — лак Парсонса.

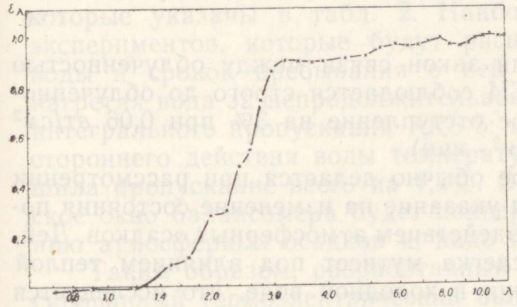


Рис. 3. Спектральная чувствительность бело-блестящего балансомера с полусферическим окном из KRS-5 (ε'_λ в относительных единицах, λ в *мк*).

В связи с присущим кристаллу KRS-5 большим значением коэффициента отражения приходилось ожидать повышенных значений косинусоидальной функции $F_h = \sin h\,(n_h/n_{90})^{-1}$ для балансомера с полусферическими окнами из KRS-5. Однако кривые $F_h = f(h)$ (где h — высота Солнца), приведенные на рис. 4 для одного из балансомеров, хотя и указывают на бóльшие величины F_h, чем, например, у пиранометров, но все-же полученные значения вполне допустимы: $F_h = 1{,}05$—$1{,}09$ при $h = 20°$ и только при $h = 10°$ $F_h = 1{,}17$—$1{,}19$.

Весьма важной характеристикой любого индикатора излучений является степень соблюдения пропорциональности между вырабатываемыми им сигналами и значениями падающей на него лучистой мощности. Для бело-блестящего балансомера с окном из KRS-5 проверка соблюдения этой пропорциональности несколько усложняется тем, что источником облучения может служить только инфракрасный радиатор значительной мощности, так как при подобных измерениях необходимо дойти до облученностей, сравнимых с величинами, имеющимися в обычной практике применения балансомера, т. е. до 1 *кал/см² · мин*. Поэтому при испытаниях, результаты которых изображены на рис. 5, было применено многокамерное абсолютно черное тело [15, 16] с диаметром излучающей зоны 250 *см* и рабочей температурой $T = 337°$ С. Вариации облученностей получены при изменении расстояния и использования закона квадратов.

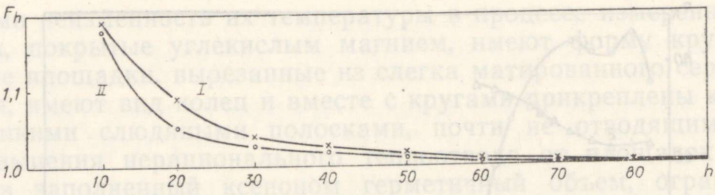


Рис. 4. Косинусоидальная зависимость для бело-блестящего балансомера с полусферическим окном из KRS-5.

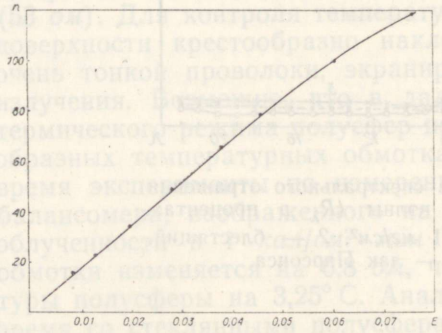


Рис. 5. Пропорциональность между сигналами и облученностью для бело-блестящего балансомера с полусферическими окнами из KRS-5 (n в относительных единицах, E в $вт/см^2$).

Как видно из рис. 5 линейный закон связи между облученностью и сигналом для балансомера ЛЭТИ соблюдается строго до облученностей 0,05 $вт/см^2$ и имеет небольшое отступление на 3% при 0,06 $вт/см^2$ и на 7% при 0,07 $вт/см^2$ (1 $кал/см^2 \cdot мин$).

Основным замечанием, которое обычно делается при рассмотрении нового типа балансомера, является указание на изменение состояния поверхности кристалла KRS-5 под воздействием атмосферных осадков. Действительно известно, что KRS-5 слегка мутнеет под влиянием теплой воды и при длительном пребывании в холодной воде, что исследуется в настоящее время в ЛЭТИ. Следует иметь в виду, что всегда можно также как и при работе с открытым балансомером М-10, не допускать продолжительных пребываний под дождем балансомера ЛЭТИ. Его конструкция позволяет путем применения простых, кратковременных мероприятий подполировку внешних поверхностей полусфер KRS-5, на которые может действовать вода.

Специально поставленные нами в последний период эксперименты показали, что слабое замутнение поверхности кристалла KRS-5 после длительного его пребывания в воде является в бо́льшей мере визуальным эффектом и менее сильно сказывается в инфракрасной части спектра. Подвергая пластинки из KRS-5 воздействию воды разной тем-

Таблица 2

Источник	Пропускание в % пластинок *KRS*-5 после пребывания в воде			
	I Эталон (не обработан водой)	II Вода 32° С, 70 *мин*	III Вода 21° С, 70 *мин*	IV Вода 22° С, 17 *час*
Глобар $T = 1500°$ К; $\lambda_{max} = 1{,}8$ *мк*	71	27	47,5	—
Абсолютное черное тело $T = 500°$ К; $\lambda_{max} = 5{,}8$ *мк*	71	55	69,5	54

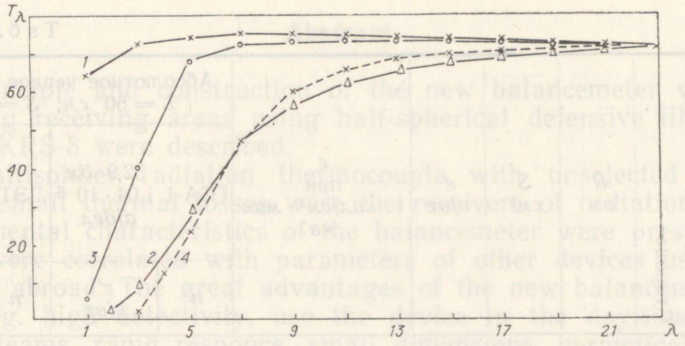


Рис. 6. Зависимость спектрального пропускания кристалла KRS-5 в инфракрасной части спектра от длительного воздействия воды на его поверхность (T в процентах, λ в *мк*).

пературы и варьируя сроки пребывания этих пластинок в воде, удалось получить величины изменения интегральной прозрачности KRS-5, приведенные в табл. 2.

На рис. 6 изображены полученные из предварительных опытов кривые спектрального пропускания для тех же четырех пластинок KRS-5, которые указаны в табл. 2. Наиболее существенный результат этих экспериментов, которые будут расширены по диапазону температур воды и сроков пребывания в ней KRS-5, состоит в том, что слабо нагретая вода за непродолжительное время действия почти не изменяет интегрального пропускания KRS-5: пластинка III в табл. 2 после двухстороннего действия воды температурой 21° С в течение 70 *мин* уменьшила пропускание всего на 1,5%. В действительности же полусферическое окно балансомера будет подвергаться лишь одностороннему влиянию атмосферных осадков и, надо полагать, кратковременному.

Таким образом, разработанный Б. П. Козыревым в ЛЭТИ компенсированный термоэлектрический балансомер с белой и блестящей приемными поверхностями, защищенными от воздушных потоков полусферами из KRS-5, обладает многими преимуществами по сравнению с системами, употребляемыми в настоящее время у нас и за рубежом: применимость как в ночное, так и в дневное время, наивысшая удельная чувствительность, малое внутреннее сопротивление, быстрота действия, независимость показаний от потоков окружающего воздуха, строгая герметизация, возможность использования не только в качестве балансомера, но и в виде пиргеометра (наличие средней точки на клеммной панели), малый габарит и вес.

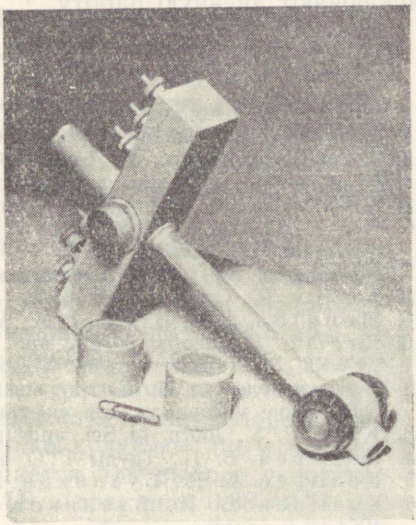


Рис. 7. Фотография компенсированного термоэлектрического балансомера с белой и блестящей приемными поверхностями.

Таблица 3

Балансомер	Сторона	R ом	S см²	ε' в/вт	ε при 1 кал/см²·мин мв	Абсолютное черное тело 160° С; $L = 50$ см; $S = 254$ см²			
						ГСА-1 32,9 ом 1,04·10⁻⁶ а/дел.		ЛЭТИ 14,5 ом 3,8·10⁻⁸ а/дел.	
						n	ε' в/вт	n	ε' в/вт
Гип М-10 № 4088	I	41,8	22,1	0,0051	7,8	8,5	0,0062	290	0,0055
	II					8,5		300	0,0054
М-10 № П-1672	I	43,3	22,1	0,0044	6,8	6,0	0,0044	230	0,0044
	II					6,0		220	0,0042
ЛЭТИ № 580	I	36	1,9	0,13	13,3	17	0,13	670	0,12
	II					17		690	0,13
Кью		153	36	0,0067	16,7				
Шульце		572	2,64	0,1	18,7				

В табл. 3 приведены результаты сопоставлений экспериментально полученных и паспортных (М-10) характеристик балансомеров М-10, ЛЭТИ, Кью и Шульце. Как видим, балансомеры Кью и в особенности Шульце имеют очень большое внутреннее сопротивление и поэтому исключают применение обычных малоомных гальванометров для индикации вырабатываемого сигнала, т. е. предполагают употребление потенциометрических или усилительных систем.

Балансомеры М-10 и Кью имеют очень большую приемную поверхность и весьма малую удельную чувствительность. Наименьшей приемной поверхностью обладает балансомер ЛЭТИ и поэтому несмотря на наибольшую удельную чувствительность дает сигнал при облученности в 1 *кал/см²·мин* несколько меньший чем балансомер Шульце. Наименьший сигнал при облучении в 1 *кал/см²·мин* дает балансомер М-10, который не может быть применен в дневных условиях и не защищен от потоков воздуха. Балансомеры Кью и Шульце, как уже отмечалось, соответствующими мероприятиями защищены от воздушных потоков, но также, как и М-10, подвержены влиянию коротковолновой радиации и исключают дневную работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Höhne, W., Abhandl. Meteorol. Dienst DDR, **10**, Nr. 74, 1965.
2. Schulze, R., Geofis. pura e appl., 24, 107, 1953.
3. Funk, J. P., Journ. Sc. Instr., **36**, No. 6, 267, 1959.
4. Сулев М., Исследования по физике атмосферы ИФА АН ЭССР, № 6, 81, 1964.
5. Smakula, A., Einkristalle, Springer-Verlag. Berlin. 1962.
6. Василевский А. М., Козырев Б. П., Оптико-механическая промышленность, № 5, 1, 1965.
7. Козырев Б. П., Прозрачность материалов для волн 0,8—15,0 микрон, Л., 1959.
8. Koops, R., Optik, 3, 298, 1948.
9. Hougton, J. T., Brewer, A. W., Journ. Sc. Instr., **31**, No. 5, 184, 1954.
10. Kreitz, E., Geofis. pura e appl., 26, 183, 1953.
11. Stern, S. C., Swartzmann, F., Journ. of Meteor., **11**, No. 4, 121, 1954.
12. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники, изд. «Наука», 1965.
13. Kale, R. S., Journ. of Sci. and Industr. Rechers., No. 7, 155, 1951.
14. Козырев Б. П., Труды ГГО, вып. 166, 261, 1964.
15. Козырев Б. П., Бузников А. А., Авт. свид. № 164077, 1964.
16. Козырев Б. П., Бузников А. А., Изв. ВУЗ, Приборостроение, № 3, 87, 1964.

Abstract

The principle and construction of the new balancemeter with white and shining receiving areas using half-spherical defensive filters made of crystal KRS-5 were described.

The multisoldier radiation thermocouple with unselected receiving area with small thermal losses were the receivers of radiation.

Experimental characteristics of the balancemeter were presented.

These were correlated with parameters of other devices used in the USSR and abroad. The great advantages of the new balancemeter were shown, e. g. high detectivity, use the device in the day-time, defence from air steams, rapid responce, small dimensions, hermeticable.

Б. П. Козырев

Ленинградский электротехнический институт

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ФИТОПИРАНОМЕТР С ПОЛУСФЕРИЧЕСКИМИ ФИЛЬТРАМИ ИЗ СТЕКОЛ БС-8 И КС-19

B. P. Kozyrev

Leningrad Electrotechnical Institute

THERMOELECTRICAL PHYTOPYRANOMETER WITH HEMISPHERICAL БС-8 AND КС-19 FILTERS

Процессы, происходящие при фитосинтезе очень сложны, разнообразны, и до сих пор не совсем установились представления о форме кривой спектрального состава фотосинтетически активной радиации (ФАР). Не анализируя строгое соответствие различных взглядов на вид кривой ФАР и ее истинное выражение из реальной действительности, в данной работе была принята для ФАР прямоугольная форма без известного провала в средней части ($\approx$ 0,500 *мк*) с границами 0,38 и 0,71 *мк*. При допустимости представления о виде кривой ФАР, исключающем сниженную зону в зеленой части спектра, можно приближенно охарактеризовать такой вид кривой ФАР, как неселективную восприимчивость волн 0,38—0,71 *мк* в отличие от известной колоколообразной кривой селективной чувствительности человеческого глаза для излучений 0,4—0,76 *мк*, т. е. примерно для той же части спектра.

Общеизвестны большие затруднения при объективной регистрации ультрафиолетовой радиации, например, бактерицидной или эритемной зоны, и даже видимое излучение при помощи фотоэлементов и корригирующих фильтров измеряется со значительными погрешностями и обычно не в абсолютных величинах. Сложность этих измерений связана с необходимостью точного соответствия спектральной характеристики чувствительности приемника и кривой видимости глаза человека при условии строгой нечувствительности приемника к любым иным волнам. Задача измерения ФАР значительно упрощается при выборе условленной выше прямоугольной формы кривой ФАР в границах 0,38—0,71 *мк*. Для этого достаточно взять неселективный в области 0,38—0,71 *мк*

приемник, не реагирующий на все остальные излучения. Однако в обоих этих случаях значительная затрудненность состоит в требовании полной нечувствительности приемника ко всем иным излучениям кроме выбранного диапазона и в особенности в том, что в общем излучаемом потоке на этот выбранный диапазон волн приходится иногда сравнительно малая доля мощности. Для солнечной радиации в первом приближении можно руководствоваться грубыми переходными коэффициентами от измеренного пиранометрами интегрального излучения к оценке ФАР, то есть брать, например, по работам [1, 2], для прямого излучения в области 0,38—0,71 *мк* величину 0,44, уменьшая это значение приблизительно до 0,22 при понижении высоты Солнца и увеличивая примерно до 0,6 при переходе к рассеянной радиации.

Наиболее грубое приближение в оценке ФАР в естественном дневном облучении сводится к введению коэффициента 0,5 на показания пиранометра и к исключению применения каких-либо специальных приборов для регистрации ФАР. Если для солнечного излучения при этом еще будут ошибки, доходящие до 10—20%, то при работе с искусственными источниками радиации в виде различных типов ламп, погрешности в оценке доли ФАР в общем потоке излучения по методу коэффициентов легко могут достигать 100% и более, учитывая зависимости спектрального состава ламп от напряжения, температуры тела накала, затемнения баллона при старении и т. д.

Однако создание фитопиранометров в точной постановке проблемы, т. е. с учетом провала на кривой ФАР (в области 0,500 *мк*) представляет очень трудную задачу, хотя и имеет решение [3] в виде сложного прибора с применением вакуумного фотоэлемента и мозаичного светофильтра. В известной мере этот прибор напоминает системы [4], разрабатывавшиеся для регистрации естественного ультрафиолетового излучения. Специально для регистрации ФАР с соблюдением «точной» кривой спектральной чувствительности растительного покрова мозаика светофильтров в сочетании с селеновым фотоэлементом была предложена уже давно [5], но индивидуальные различия отдельных экземпляров этих фотоэлементов и их старение привели к отказу от этого метода. Более удачная система фитопиранометра, основанного на применении двух параллельно включенных фотоэлементов с внешним эффектом и с интегрирующим действием, описана в работе [6], однако, кривая спектральной чувствительности этого прибора сильно расходится с кривой ФАР.

В связи с работами, производимыми в последнее время Б. П. Козыревым в ЛЭТИ по конструированию новых приемников излучения для метеорологических целей, оказалось возможным применить такие же принципы и для реализации фитопиранометров, воспользовавшись стеклянными фильтрами БС-8 и КС-19 определенной толщины и формы. Действительно, из кривых, полученных по измерениям в ЛЭТИ (рис. 1), видно, что с большой степенью точности границы пропускания стекол БС-8 и КС-19 в инфракрасной части спектра 2,0—3,5 *мк* почти строго совпадают. Различия в прозрачности БС-8 и КС-19 имеются только в интервале 0,38—0,71 *мк*.

Более простое с технологической точки зрения стекло № 46 имеет такую же форму инфракрасной границы, как и КС-19, но заходит дальше чем БС-8 в ультрафиолетовую зону спектра и поэтому может заменять БС-8 только с некоторым огрублением точности измерений ФАР, хотя из-за вышеуказанного пренебрежения селективным провалом при 0,500 *мк* постановка задачи в принципе вообще не очень строгая.

Таким образом, появилась возможность создания сравнительно простых фитопиранометров путем встречного включения двух неселектив-

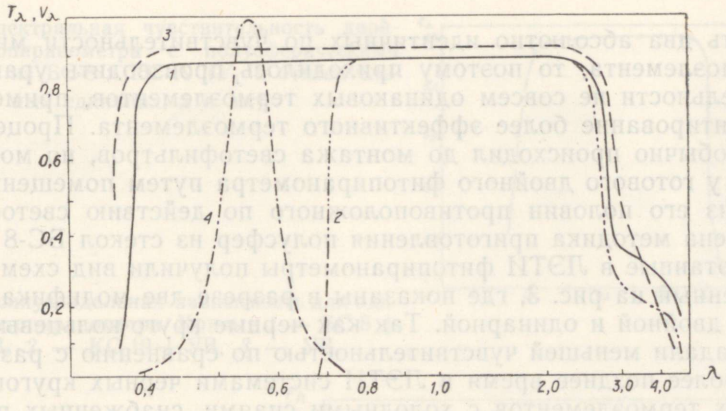


Рис. 1. Кривые спектрального пропускания стекол БС-8 (*1*), КС-19 (*2*) и № 46 (*3*) и кривая видности (*4*). λ в *мк*.

ных приемников, например, радиационных термоэлементов, прикрытых плоскими или полусферическими фильтрами БС-8 и КС-19.

Существенно отметить, что при таком конструировании фитопиранометра индикаторы должны быть черными, т. е. неселективными, и принципиально недопустимо применение черно-белых приемников в сочетании с фильтрами БС-8 и КС-19, так как селективность черно-белых поверхностей будет сложным образом сочетаться с избирательным пропусканием БС-8 и в особенности КС-19.

Первоначально в связи с трудностями изготовления полусфер из стекол БС-8 и КС-19 в период 1964—65 гг. в ЛЭТИ разрабатывались фитопиранометры с плоскими фильтрами из этих стекол и с термоэлектрическими приемниками, состоящими каждый из черного круга несущего горячие спаи и черного кольца с холодными спаями, причем черное кольцо было закрыто краем диафрагмы, наклеенной непосредственно на стекло светофильтра. Обе камеры приемников монтировались на общей металлической плате для выравнивания температуры и были соединены трубкой для выравнивания давления газа ксенона, заполняющего объем приемника. Так как плоские светофильтры не могли воспринимать излучения из всего полупространства, то приемники были снабжены навинчивающимися цилиндрическими визирными трубками с внутренними диафрагмами, соответствующими восприятию излучения только из зоны с плоским углом 10°. На рис. 2 изображена в разрезе система фитопиранометра с плоскими светофильтрами. По существу это были два встречно включенных десятиградусных актинометра с соответствующими светофильтрами. Так как технологически очень трудно

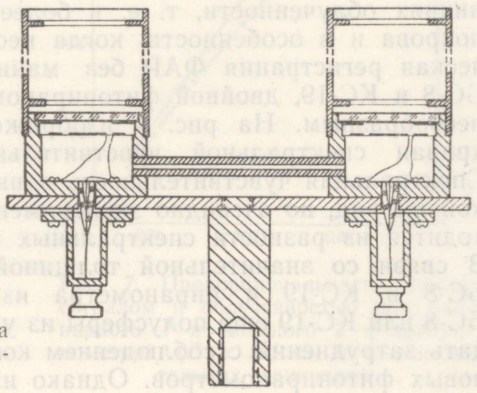


Рис. 2. Схема двойного фитопиранометра с плоскими светофильтрами и с цилиндрическими насадками (угол зрения 10°).

изготовить два абсолютно идентичных по чувствительности многоспайных термоэлемента, то поэтому приходилось производить уравнивание чувствительности не совсем одинаковых термоэлементов, применяя для этого шунтирование более эффективного термоэлемента. Процесс уравнивания обычно происходил до монтажа светофильтров, но мог выполняться и у готового двойного фитопиранометра путем помещения перед каждой из его половин противоположного по действию светофильтра.

Освоена методика приготовления полусфер из стекол БС-8 и КС-19 и разработанные в ЛЭТИ фитопиранометры получили вид схематически изображенный на рис. 3, где показаны в разрезе две модификации приборов — двойной и одинарной. Так как черные круго-кольцевые приемники обладали меньшей чувствительностью по сравнению с разработанными в более позднее время в ЛЭТИ системами черных круговых многоспайных термоэлементов с холодными спаями, снабженных рассеивателями излучения в виде «усиков», то именно такая система монтажа была применена в фитопиранометрах с полусферическими светофильтрами.

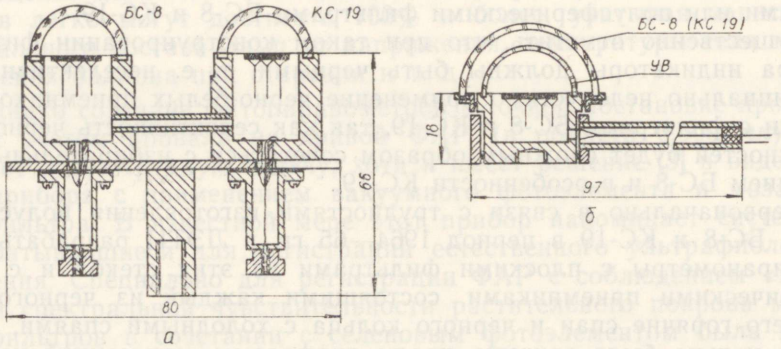


Рис. 3. Схематическое изображение двойного *а* и одинарного *б* фитопиранометров с полусферическими светофильтрами из БС-8 и КС-19.

Появление конструкции одинарного фитопиранометра, имеющего основное входное окно из увиолевой полусферы и сменные полусферы из БС-8 и КС-19 объясняется необходимостью измерения ФАР в участках растительного покрова с локально различающейся облученностью, когда становится недопустимым разнос приемников фитопиранометра даже на то небольшое расстояние 6—7 *см*, которое имеется в двойном фитопиранометре, изображенном на рис. 3. Однако следует заметить, что в тех случаях когда нет оснований для предположения о локальных различиях облученности, т. е. в более открытых участках растительного покрова и в особенности, когда необходима непрерывная и автоматическая регистрация ФАР без манипулирования со сменой полусфер БС-8 и КС-19, двойной фитопиранометр является тоже несомненно целесообразным. На рис. 4 изображена полученная экспериментально кривая спектральной чувствительности двойного фитопиранометра. Спектральная чувствительность одинарного фитопиранометра имеет такой же вид, но очевидно экспериментально снята быть не может и находится из разности спектральных пропусканий стекол БС-8 и КС-19. В связи со значительной толщиной ($\Delta = 3$ *мм*) стекол полусфер из БС-8 и КС-19 и пиранометра из-за наличия у одинарного кроме БС-8 или КС-19 еще полусферы из увиолевого стекла, можно было ожидать затруднений с соблюдением косинусоидального закона в системах новых фитопиранометров. Однако из кривых, изображенных на рис. 5

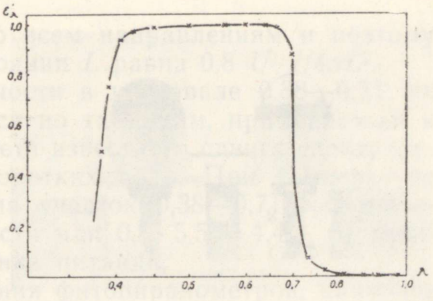


Рис. 4. Спектральная чувствительность двойного фитопиранометра с полусферическими фильтрами из БС-8 и КС-19 (ε'_λ в относительных единицах, λ в *мк*).

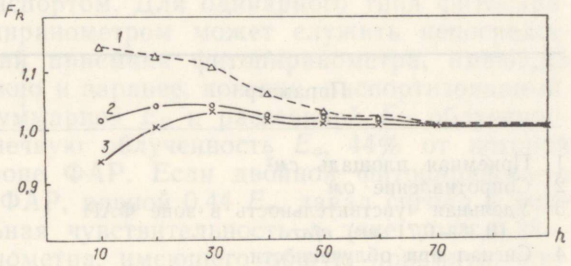


Рис. 5. Косинусоидальная зависимость для одинарного фитопиранометра. Кривые *1* — БС-8 + + УВ, *2* — КС-19 + УВ, *3* — УВ.

для одинарного фитопиранометра видно, что отступления от косинусоидальной зависимости хотя и больше, чем, например, у пиранометров, но лежит в допустимых пределах. Инерционность действия фитопиранометров, иллюстрируемая на рис. 6 кривой нарастания величины сигнала в функции от времени, прошедшего после момента начала облучения, характеризуется величиной $T_{0,63}$ порядка 5—7 *сек* и почти полной установкой отсчета ($T_{0,95}$) за 13—25 *сек*. Пропорциональность между сигналом и облученностью, изображенная на рис. 7, соблюдается в пределах измеренных облученностей до 0,7 *кал/см²·мин* с высокой степенью точности (3%), что в значительной мере объясняется сравнительно малыми размерами фитопиранометра. В табл. 1 приведены основные параметры двух типов фитопиранометров, разработанных Б. П. Козыревым в ЛЭТИ (см. рис. 8).

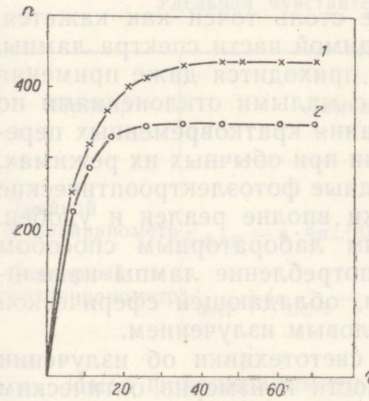


Рис. 6. Инерционность действия одинарного *1* и двойного *2* фитопиранометров (*n* в относительных единицах, τ — время в *сек*).

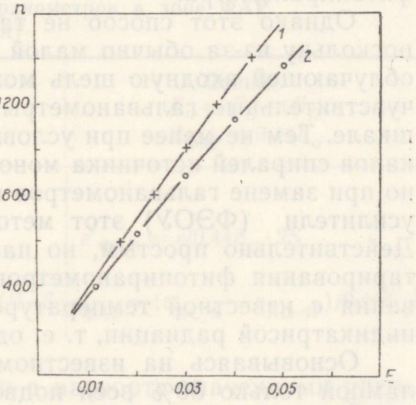


Рис. 7. Пропорциональность между сигналом и облученностью для одинарного *1* и двойного *2* фитопиранометров (*E* в *вт/см²*, *h* в относительных единицах).

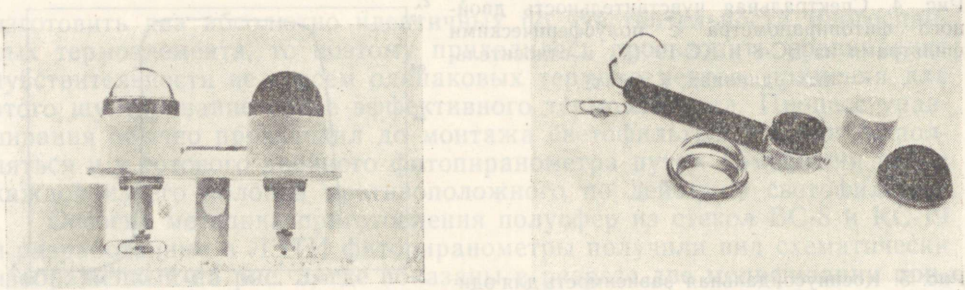


Рис. 8. Фотографии двойного и одинарного фитопиранометров ЛЭТИ.

Таблица 1

	Параметр	Двойной фитопиранометр	Одинарный фитопиранометр
1	Приемная площадь *см*^{2}	4,56	3,8
2	Сопротивление *ом*	37	35
3	Удельная чувствительность в зоне ФАР (0,38—0,71 *мк*) *в/вт*	0,2	0,26
4	Сигнал при облученности 0,44 *кал/см*$^2 \cdot$ *мин* в зоне ФАР *мв*	28	31
5	Инерционность $T_{0,95}$ *сек*	30	25
6	Косинусоидальная функция $F_h = \sin h (n_h/n_{90})^{-1}$	0,9 при $h = 20^\circ$	

Градуировать фитопиранометры, т. е. находить удельную чувствительность, выражаемую в вольтах на ватт (или в вольтах на калорию в минуту) и обусловленную действием излучений только в интервале 0,38—0,71 *мк*, значительно сложнее, чем эталонировать пиранометры или балансомеры. Можно указать несколько методов градуирования, различающихся степенью достигаемой точности. Если имеется монохроматор (например, УМ-2) и эталонный термоэлемент со стеклянным входным окном, то работая на любых волнах в интервале 0,38—0,71 *мк* и облучая ими поочередно этот термоэлемент и испытуемый фитопиранометр, из соотношения вырабатываемых ими сигналов можно, зная паспортные данные термоэлемента (ε' *в/вт*), найти чувствительность $\varepsilon'_{\text{ФАР}}$ фитопиранометра.

Однако этот способ не так прост и не столь точен как кажется, поскольку из-за обычно малой энергии в видимой части спектра лампы, облучающей входную щель монохроматора, приходится даже применяя чувствительные гальванометры иметь дело с малыми отклонениями по шкале. Тем не менее при условии использования кратковременных перекалов спиралей источника монохроматора или при обычных их режимах, но при замене гальванометров на однокаскадные фотоэлектрооптические усилители (ФЭОУ) этот метод практически вполне реален и удобен. Действительно простым, но наименее точным лабораторным способом тарирования фитопиранометров является употребление лампы накаливания с известной температурой спирали и, обладающей сферической индикатрисой радиации, т. е. однородным угловым излучением.

Основываясь на известном положении светотехники об излучении лампой только 80% всей подводимой мощности и измерив оптическим пирометром температуру накаленной спирали, можно вычислить лучистый поток в зоне 0,38—0,71 мк, идущий от лампы к фитопиранометру. При этом, как уже отмечено, в основу берутся следующие положения:

1. Общая излучаемая лампой мощность равна 0,8 W, где $W = I \cdot U$.

2. Лампа излучает равномерно по всем направлениям и поэтому создаваемая ею облученность на расстоянии L равна $0{,}8\ U \cdot I/4\pi L^2$.

3. Вычисление спектральной мощности в интервале 0,38—0,71 *мк* ст накаленного вольфрама производится по таблицам, применяемым к абсолютно черному телу [9], т. е. без учета известного сдвига спектрального максимума вольфрама в зону коротких волн. При температуре спирали 2700° К можно считать, что на участок 0,38—0,71 *мк* приходится 5,5% от всей излучаемой мощности или $0{,}8 \cdot 5{,}5 = 4{,}4\%$ от мощности, потребляемой лампой от источника питания.

Наконец, третий метод градуирования фитопиранометров, наиболее доступный в безоблачный день при высокостоящем Солнце и достаточно точный, предполагает одновременное употребление фитопиранометра и пиранометра, снабженного паспортом. Для одинарного типа фитопиранометра таким эталонным пиранометром может служить непосредственно сам термоэлектрический приемник фитопиранометра, имеющий увиолевое полусферическое окно и заранее, конечно, паспортизованный. После обычных измерений суммарной E_S и рассеянной E_D облученности вычисляют прямую солнечную облученность E_σ, 44% от которой составляет облученность в зоне ФАР. Если двойной фитопиранометр под действием облученности ФАР, равной $0{,}44\ E_\sigma$, давал сигнал в виде эдс ε *в*, то, очевидно, удельная чувствительность в зоне волн 0,38—0,71 *мк* для этого фитопиранометра, имеющего общую приемную площадь $2S$ датчиков с БС-8 и КС-19, будет равна:

$$\varepsilon'_{\text{ФАР}} = \varepsilon/0{,}44E_\sigma \cdot 2S.$$

Соответственно для одинарного фитопиранометра после получения двух отсчетов эдс под фильтрами БС-8 и КС-19 общий сигнал берем равным разности $\varepsilon_{\text{БС-8}} - \varepsilon_{\text{КС-19}}$, после чего искомая удельная чувствительность в области ФАР получит вид

$$\varepsilon'_{\text{ФАР}} = (\varepsilon_{\text{БС-8}} - \varepsilon_{\text{КС-19}})/0{,}44E_\sigma \cdot S.$$

В табл. 2 приведены формулы для вычисления удельных чувствительностей двойного и одинарного фитопиранометров при их градуировки от лампы накаливания и от прямого солнечного излучения.

Таблица 2

Удельная чувствительность фитопиранометров в зоне ФАР
(0,33—0,71 *мк*)

Прибор	Лампа $W = U \cdot I$	Солнце $E_\sigma = E_S - E_D$ $E_{\text{ФАР}} = 0{,}44E_\sigma$
Двойной фитопиранометр	$\varepsilon'_{\text{ФАР}} = \varepsilon \cdot 4\pi L^2/0{,}044UI \cdot 2S$	$\varepsilon'_{\text{ФАР}} = \varepsilon/0{,}44E_\sigma \cdot 2S$
Одинарный фитопиранометр	$\varepsilon'_{\text{ФАР}} = (\varepsilon_{\text{БС-8}} - \varepsilon_{\text{КС-19}})4\pi L^2/0{,}44UI \cdot S$	$\varepsilon'_{\text{ФАР}} = (\varepsilon_{\text{БС-8}} - \varepsilon_{\text{КС-19}})/0{,}44E_\sigma S$

Имея фитопиранометр с указанными в паспорте значениями удельной чувствительности $\varepsilon'_{\text{ФАР}}$ в зоне ФАР и приемной площади S для одинарного фитопиранометра или $2S$ для двойного, и получив сигнал в виде эдс ε_x в цепи гальванометра при измерении какой-то неизвестной в данный момент облученности $E_{\phi x}$ в виде волн интервала 0,38—0,71 *мк*, легко вычислить $E_{\phi x}$ по формулам:

двойной фитопиранометр

$$E_{фх} = \varepsilon_x / \varepsilon'_{ФАР} \cdot 2S,$$

одинарный

$$E_{фх} = \varepsilon_x / \varepsilon'_{ФАР} \cdot S.$$

При этом следует помнить, что величины $\varepsilon'_{ФАР}$ указываются в паспорте обычно в *в/вт*, а площадь S в $см^2$ и поэтому облученности $E_{фх}$ получаются выраженными в $вт/см^2$. Для пересчета полученных таким образом значений в часто употребляемые $кал/см^2 \cdot мин$ необходимо $E_{фх}$, полученное в $вт/см^2$, умножить на 14,3, поскольку ватт больше чем *кал/мин* в 14,3 раза.

Конечно, основной целью применения фитопиранометра является суммирование действия ФАР за определенный промежуток времени t, т. е. получение $Q = E_{фх} \cdot t$, выражаемого в $дж/см^2$, если $E_{фх}$ дана в $вт/см^2$ и t в *сек*. Если время t выражать в *мин*, а результат действия ФАР за t минут в $кал/см^2$, то для перевода Q, полученного в $дж/см^2$ в $кал/см^2$ необходимо Q разделить на 4,18.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аллен К. У., Астрофизические величины, ИЛ., М., 1960.
2. Гуревич М. М., Светотехника, № 4, 17, 1965.
3. Свентицкий И. И., Светотехника, № 4, 19, 1965.
4. Шелкова-Дорф О. П., Шкловер Д. А., Яковлева И. Ф., Светотехника, № 11, 20, 1958.
5. Белл А. Н., Труды Института физиологии растений АН СССР, № 10, 75, 1955.
6. Iroine, J. A,. Harper, P., Journ. Sci. Instr., **41**, Nr. 4, 231, 1964.
7. Гаррисон Т. Р., Радиационная пирометрия, изд. «Мир», М., 1964.

Abstract

According to the principle offered by the author the double and single phytopyranometers with apertures covered with semi-spheres made of glass БС-8 and КС-19 were constructed.

They had a black round sensitive area and were based on high sensitive radiation thermocouple with small thermal losses.

The phytopyranometers receive radiation from half-space in the wave region of 0.38—0.71 micron (FAR).

Characteristics of the phytopyranometers were presented. These are total and spectral detectivity, speed response, dependence on cosine law, ratio of electric signal to irradiation.

The characteristics presented high advantages of the devices. Methods of calibration of these phytopyranometers were considered. The way of using them for detection radiation in the FAR region was described.

Б. П. Козырев, В. А. Бученков, Л. М. Василевская, А. И. Парамонов
Ленинградский электротехнический институт

МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПАРАМЕТРОВ НОВЫХ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ СИСТЕМЫ ЛЭТИ И ПОКРЫТИЙ ПОВЕРХНОСТЕЙ

B. P. Kozyrev, V. A. Buchenkov, L. M. Vasilevskaya, A. I. Paramonov
Leningrad Electrotechnical Institute

METHODS AND RESULTS OF INVESTIGATION OF PARAMETERS OF NEW ACTINOMETRIC INSTRUMENTS AND RECEIVING SURFACES WORKED OUT AT LENINGRAD ELECTROTECHNICAL INSTITUTE

В настоящее время все актинометрические измерения выполняются почти исключительно при помощи термических приемников излучения. Имеется очень большая литература по тепловым индикаторам радиации, предназначенным для спектральных целей или для отдельных исследований и характеризующимся малой приемной площадью и близкой к флуктуационному порогу чувствительностью [1]. В метеорологической практике радиационные измерения должны выполняться индикаторами, имеющими большую, а иногда и очень большую приемную площадь в связи с невозможностью концентрации излучения оптическими системами, например, при регистрации радиации из полупространства. Необычно большая приемная площадь и необходимость удовлетворения специфических требований, вызываемых применениями во внелабораторных условиях и под воздействием атмосферных факторов, обычно усложняют конструирование актинометрических приборов, многочисленные системы которых создаются пока без теоретических обоснований и даже без инженерных расчетов. Основные пути создания этих инструментов исторически сложились уже давно, и такие приборы, как пиргелиометры, пиранометры и балансомеры, реализуются обычно с газовым наполнением (атмосфера). Точный расчет газонаполненного термического приемника излучения очень сложен, однако в действительности бывает вполне достаточно несколько приближенного рассмотрения [2]. Если иметь в виду наиболее часто применяемый в актинометрии многоспайный термоэлектрический тип индикатора, от приемной площади S которого отходят n термопар, то величина его удельной чувствительности может быть выражена достаточно точно следующей формулой:

$$\varepsilon' = nbP/[C_s(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(T - T_0)(T^2 + T_0^2)S + n(\lambda_1 z_1 + \lambda_2 z_2) + 2TS], \qquad (1)$$

где T, T_0 — абсолютные температуры приемника и окружающей среды (корпуса), b, ε_1, ε_2 — коэффициенты интегрального поглощения фронтовой стороны и интегрального излучения фронтовой и тыловой сторон приемника, λ_1, λ_2 — коэффициенты теплопроводности проволок термопар, z_1, z_2 — отношения площадей поперечного сечения к длинам проволок термопар, T — отток тепла к газу с единицы поверхности приемной площадки за 1 *сек*, P — термоэдс термопары, C_S — постоянная Стефана—Больцмана.

Введя в рассмотрение кроме удельной чувствительности ε', измеряемой обычно в *в/вт*, еще величину сигнала ε_1, получаемого при еди-

ничной облученности и измеряемого в $в \cdot см^2/вт$, получим следующие очевидные соотношения:

$$\varepsilon' = \varepsilon/ES; \quad \varepsilon_1 = \varepsilon' \cdot S; \quad \varepsilon_1 = \varepsilon/E.$$

Целью применения актинометрического прибора является измерение неизвестной облученности E_x, под влиянием которой получается эдс сигнала ε_x. При этом имеем

$$E_x = \varepsilon_x/\varepsilon_1 = \varepsilon_x/\varepsilon' S = \varepsilon_x E/\varepsilon. \tag{2}$$

Как видим, для вычисления E_x необходимо кроме измерения ε_x знать S и ε', требующей в свою очередь знания еще ε и E. В случае применения в цепи термоэлемента (сопротивление R_t) гальванометра с сопротивлением $R_г$ и чувствительностью I_0 величины термоэдс ε, генерируемая при облученности E, вычисляется по формуле

$$\varepsilon = NI_0(R_t + R_г), \tag{3}$$

где N — число делений, полученных по шкале гальванометра. Для облученности E_x, очевидно, по аналогии с (3) можно написать

$$\varepsilon_x = N_x \cdot I_0(R_t + R_г). \tag{4}$$

Из двух методов вычисления E_x, указываемых формулой (2) — через ε_x, ε', S и через ε_x, ε, E — следует предпочесть последний способ, так как величину ε' приходится либо довольно неточно получать из соотношения (1), либо измерять через ε, E, S. Поэтому окончательное выражение для оценки E_x следует из (2)

$$E_x = \varepsilon_x E/\varepsilon = \varepsilon_x/\varepsilon_1 = k \cdot \varepsilon_x, \tag{5}$$

где переводный множитель k, измеряемый в $вт/см^2 \cdot в$, равен обратному значению ε_1, представляющему сигнал, генерированный при единичной облученности. Следует отметить, что основная ошибка при вычислении E_x из выражения $\varepsilon_x E/\varepsilon$ зависит главным образом от точности измерения облученности E при оценке ε, потому что величины ε и ε_x получаются из электрических измерений и формул (3) и (4) очень точными, если, конечно, не слишком малым будет отклонение N_x по шкале гальванометра. Входящие в (3) и (4) значения $R_г$, R_t, I_0 обычно измеряются с весьма малой погрешностью десятых долей процента.

Пользуясь формулой (5) и переводным множителем k, можно совершенно не измерять площадь S приемника. В паспортах она указывается для возможности вычисления ε_1, равного $\varepsilon' \cdot S$, и для определения $k = 1/\varepsilon_1$. Для актинометрических приемников, имеющих обычно большие приемные площади S, ошибка в их определении мала и составляет доли процента, так как оптические или фотоэлектрические методы измерения площадей обладают высокой степенью точности.

При тарировании тепловых приемников излучения основные трудности возникают в оценке облученности E, под действием которой этот приемник генерирует сигнальную эдс ε. Не анализируя в полной мере этот очень большой вопрос, следует указать, что из двух возможных путей его решения — создание эталонного источника или осуществление эталонного приемника — во всех исследованиях, производимых в ЛЭТИ, применялся метод эталонного источника, хотя в последнее время выполняются макеты индикаторов для абсолютных измерений.

Сравнительно не очень трудны оценки облученности E при работах в инфракрасной части спектра, пользуясь в качестве источника излучения многокамерным абсолютно черным телом, созданным в ЛЭТИ [4] и хорошо изученным. Основным преимуществом многокамерного черного тела по сравнению с классическими цилиндрическими конструкциями

абсолютно черных тел является его большая общая излучательная поверхность, составленная из большого числа отдельных камер, удовлетворяющих законам черного излучения и имеющих коэффициент порядка 0,995. Так как при градуировании актинометрических приборов приходится доводить облученности до значений, встречающихся в реальной практике, то есть примерно до 1 *кал/см²·мин* (0,07 *вт/см²*) и даже до 2 *кал/см²·мин*, то при цилиндрической конструкции абсолютно черного тела (АЧТ) необходимо сильно приближать индикатор к его отверстию и делать ошибку в оценке расстояния или создавать большую и громоздкую модель АЧТ.

$T_0 = 290°$ K				Расстояние L для $E = 0{,}07$ *вт/см²* *см*
$T°$ K	$5{,}67 \cdot 10^{-12}(T^4 - T_0^4)\pi^{-1}$ *вт/см²*	Диаметр d *см*	S *см²*	
373	0,022			
473	0,078	25,0	490	23,5
573	0,18	7,1	39	10
1000	1,8	1,8	2,5	8
2400	61,0	0,4	0,125	10

В таблице приведены значения расстояний L, на которых приходится работать для получения облученностей 0,07 *вт/см²* от АЧТ, имеющих диаметры отверстий, соответствующие реальным мощностям обычно применяемых лабораторных моделей абсолютно черных тел. Так как величины L оказываются сравнительно малыми и, кроме того, есть известная неопределенность в фиксации начальной точки отсчета со стороны АЧТ, то ошибки в оценке L могут существенно исказить результаты измерений. Применяя же многокамерное черное тело диаметром 25 *см*, можно даже и при столь невысокой его температуре как 473° K держать индикатор на $L = 23{,}5$ *см* и получать облученность порядка 0,07 *вт/см²*. Расчет облученности при таких расстояниях, сравнимых с поперечником АЧТ, значительно осложняется, и поэтому обычно брались значительные дистанции между приемником и АЧТ. Однако до очень высоких температур по принципу многокамерности доходить очень трудно. Поэтому в таких случаях применялась схема измерений, указанная на рис. 1 и представляющая упрощенный вариант расположения, описанного в работе [5].

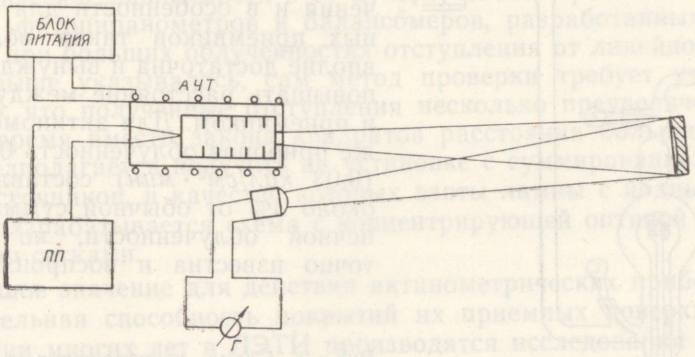


Рис. 1. Расположение приборов при градуировке индикатора от цилиндрического АЧТ с малым диаметром излучающего отверстия.

Несравненно более сложной проблемой оказывается градуирование термического приемника излучения, предназначенного для коротковолновых измерений, например, для области 0,35—2,5 *мк* и в особенности для видимой части спектра. Как известно, технически оформленных высокотемпературных ($T > 2000°$ K) абсолютно черных тел не существует, и поэтому в основном приходится пользоваться лампами или специально приготовленными источниками [6]. Если в качестве тела накала брать вольфрамовую спираль с известной высокой температурой, то главными затруднениями при использовании такого источника в качестве эталона явится обычная несферичность формы индикатрисы его излучения и неизвестные соотношения между излучаемой и потребляемой от сети мощностью. Обычно в очень грубой постановке измерений индикатрису излучения считают сферической, т. е. полагают, что на 1 $см^2$ поверхности, отстоящей на L *см* от тела накала, облученность равна $W/4\pi L^2$, где W — излучаемая мощность, которую довольно ориентировочно на основании общих сведений из практики источников света считают равной 0,8 W_0, где W_0 — мощность, потребляемая от сети питания тела накала.

Б. П. Козыревым предложен и разработан эталонный источник для тарирования индикаторов радиации, схематическое расположение деталей которого изображено на рис. 2. Тело накала из спирализованной вольфрамовой проволоки помещено в небольшой сферический баллон из молочного стекла, который в свою очередь находится в сферическом баллоне из стекла № 46, заполненного проточной дистиллированной водой, равномерно поступающей из бутыли и стекающей в мерный цилиндр. Термопары, введенные на входе и выходе проточной воды, замкнутые на гальванометры, позволяют оценить повышение температуры воды и в конечном итоге через количество ее, протекающее за 1 *сек*, вычислить мощность, поглощенную водой. Эксперименты показали, что такая лампа дает излучение в пределах 0,38—1,1 *мк* и обладает строго сферической индикатрисой. Так как излучаемая мощность равна разности между потребляемой от источника и уносимой водой (при близкой к комнатной температуре внешней поверхности баллона лампы), то такая лампа является точным эталоном радиации в видимой и начале инфракрасной области спектра. К сожалению, из-за большого поглощения водой инфракрасных волн коэффициент полезного действия лампы даже при высоких сравнительно температурах тела накала, обычно не превышает 12% и, например, при потреблении от сети 100 *вт* излучаемая мощность будет около 10 *вт*, и облученность на расстоянии 20 *см* от лампы оказывается равной всего 0,002 $вт/см^2$. Для эталонирования обычных индикаторов излучения и в особенности для спектральных приемников такая облученность вполне достаточна и вынуждает сильно повышать расстояние между эталоном и приемником. Для актинометрических же приборов облученность 0,002 $вт/см^2$ (0,03 $кал/см^2 \cdot мин$) составляет всего около 3% от обычной суммарной солнечной облученности, но зато она точно известна и воспроизводима.

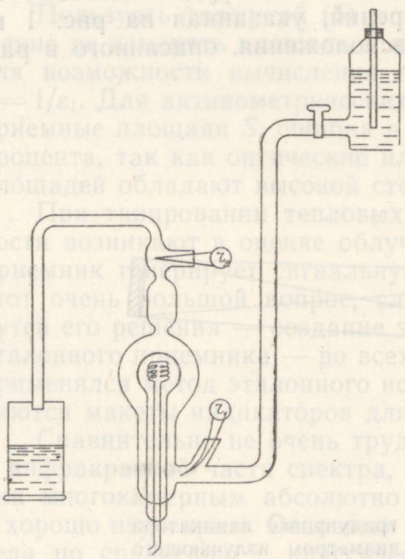


Рис. 2. Схема расположения деталей установки эталонного высокотемпературного источника излучения.

При экспериментальном исследовании приемника излучения, предназначенного для измерения больших облученностей, большое значение имеет проверка соблюдения линейной связи между облученностью и сигналом, генерированным приемником. Для термоэлектрических индикаторов в работе Б. П. Козырева [8] было установлено, что точной пропорциональности между сигналом и облученностью для радиационного термоэлемента (РТЭ) принципиально не может быть, так как температура приемника входит в выражение для удельной чувствительности ε', как это видно, например, из уравнения (1). Для приемника с большими потерями на отток тепла к траверсам, держателям и на конвекцию окружающего приемную площадку газа вариация температуры приемника при облучении сказывается менее значительно на величине ε', и сигналы становятся почти линейно зависящими от облученности. Однако в какой мере эта связь точно соблюдена, необходимо будет проверять на опыте. Приходится сразу же отметить, что эти эксперименты в зоне больших облученностей от 0,01—0,15 *вт/см*^{2} чрезвычайно сложны, так как трудно получить эти облученности точно. Обычный способ применения мощных ламп со спиральным телом накала и употреблением закона квадратов расстояний [9] мало достоверен по ряду обстоятельств. Прежде всего приходится иметь в виду, что применяемая лампа должна быть очень мощной, если не допускать работы на очень малых расстояниях между лампой и приемником. Например, лампа с мощностью 400 *вт* на дистанции 1 *м* дает облученность 0,003 *вт/см*^{2} и на 50 *см* дает 0,012 *вт/см*^{2}, т. е. в 5,8 раза меньше, чем 0,07 *вт/см*^{2} (1 *кал/см*$^2 \cdot$ *мин*). Для получения облученности 0,14 *вт/см*^{2} (2 *кал/см*$^2 \cdot$ *мин*) оказывается необходимой лампа 2 *квт*, помещенная на близкое сравнительно расстояние 34 *см*, или лампа 1 *квт* еще на более близком расстоянии 23,8 *см*. Обычно эти мощные лампы имеют баллоны значительных диаметров и создают неудобства в употреблении защитных кожухов с небольшими отверстиями для выхода радиации от тела накала. Тем не менее по этому методу проверялась линейная связь между облученностью и сигналом для актинометрических приборов, разработанных в ЛЭТИ.

Вторым способом исследования пропорциональности между ε и E являлось употребление эталонированных нейтральных ослабителей из стекол НС-6, НС-7, НС-8, НС-10, НС-11, посменно устанавливаемых после отверстия в кожухе, закрывающем лампу, которая теперь уже не передвигалась. Однако, как показали измерения, вероятно из-за невысокой точности паспортных данных, приложенных к ослабителям и полученных, по-видимому, с селеновыми фотоэлементами, этот метод проверки связи облученности с сигналом в цепи приемника оказался менее точным, чем применение закона квадратов расстояния.

Графические зависимости ε от E, полученные при испытании пиранометров, фитопиранометров и балансомеров, разработанных в ЛЭТИ, показали при больших облученностях отступления от линейности до 7%, но, как выше указывалось, сам метод проверки требует уточнения и возможно, что полученные отступления несколько преувеличены. В настоящее время вместо закона квадратов расстояния большие облученности предполагается получить на установке с суммированием действия многих источников, в качестве которых взяты лампы с йодным циклом, а также разрабатывается схема с концентрирующей оптикой и эталонированными сетками.

Большое значение для действия актинометрических приборов имеет поглощательная способность покрытий их приемных поверхностей. На протяжении многих лет в ЛЭТИ производятся исследования спектральных коэффициентов диффузного отражения черных [10] и белых [11] покрытий термических приемников. Применяемый для этих исследований способ зеркальной полусферы, реализованный в свое время в работах

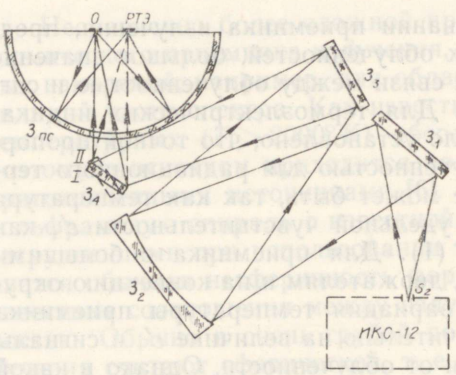


Рис. 3. Оптическая схема приставки к монохроматору ИКС-12 для определения спектральных коэффициентов диффузного отражения в инфракрасной области спектра.

Коблентца и затем Сандерса, привел к конструированию в ЛЭТИ особой приставки к прибору ИКС-12, несколько упрощенная оптическая схема которой изображена на рис. 3. Методика зеркальной полусферы, технически хорошо разработанная в ЛЭТИ, несмотря на свою кажущуюся простоту очень сложна и в сильной степени обусловлена введением многих поправок, акцентированных в анализе установки ЛЭТИ, сделанном в работе [12]. В самый последний период в зарубежной литературе появились предложения новых оптических схем для определения спектральных коэффициентов диффузного отражения в инфракрасной зоне спектра [13, 14]. Более непосредственным и перспективным, не связанным с введением различных поправок является спектральный абсорбционный метод изучения поглощающих свойств покрытий приемников, который разрабатывается в данное время в ЛЭТИ.

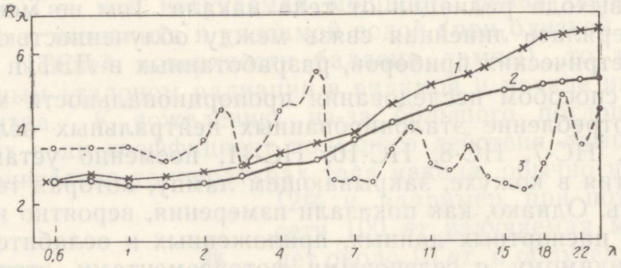


Рис. 4. Кривые спектральных коэффициентов диффузного отражения зачерненных покрытий ЛЭТИ в инфракрасной части спектра, применяемых для болометрического пиранометра: *1* — болометрическое покрытие, *2* — чернь ЛЭТИ 1 *мг/см²*, *3* — лак Парсонса (λ в *мк*, R_λ в процентах).

В течение 1965—1966 гг. на установке, изображенной на рис. 3, была выполнена продолжающаяся и в настоящий момент большая совместная работа ГГО и ЛЭТИ по исследованию отражающих свойств различных покрытий, применяемых при изготовлении пиранометров и балансомеров, и по изучению влияния на оптические коэффициенты этих покрытий различных факторов. Эта работа, поставленная в широком масштабе в отношении выбора материалов для покрытий и повторения измерений через определенные сроки времени, дает исчерпывающую информацию по покрытиям и рекомендации к их выбору соответственно каждому типу прибора. Для иллюстрации характера получаемых результатов на рис. 4 приведены кривые спектральных коэффициентов диффузного отражения

зачерняющих покрытий ЛЭТИ, применяемых для изготовления приборов, а также и для болометрического пиранометра, разработанного в ЛЭТИ. На рис. 5 изображена кривая спектрального коэффициента поглощения белого покрытия ЛЭТИ, полученная абсорбционным методом.

Вопрос о степени точности величин R_λ, представленных на кривых рис. 4, в обычной постановке сводится к указанию отклонений при по-



Рис. 5. Кривая спектральных коэффициентов поглощения белых покрытий ЛЭТИ, полученная абсорбционным методом (A_λ в процентах, λ в *мк*).

вторных измерениях на одном и том же образце и ходе кривых для этого образца. Обычно при этом ошибки в областях малых R_λ (зачернители) оказывались около 10%, в области же больших R_λ (действие коротких волн на белые покрытия) около 1—2%.

Практически можно считать вполне допустимым знание спектрального коэффициента диффузного отражения зачернителя с точностью до 10%, потому что при этом ошибка в соответствующем коэффициенте поглощения очень мала. Так, например, при $R_\lambda = 0{,}05$ и $\Delta R_\lambda = 0{,}005$ величина $A_\lambda = 0{,}95$ и относительная ошибка на A_λ равна всего 0,5%. Однако при использовании зеркальной полусферы или полуэллипсоида имеются более глубокие источники погрешностей — уход радиации через впускное отверстие, невозможность приема отраженного излучения из полупространства при плоском окне приемника, понижение чувствительности и неустойчивость нулевого отсчета в цепи индикатора при отсутствии у него входного окна в случае работы в атмосфере или в вакууме. Поэтому в последний период в ЛЭТИ произведены эксперименты по созданию абсорбционного метода исследования оптических констант покрытий термических приемников излучения.

Характеристики спектральных чувствительностей основных типов актинометрических приборов, а не только покрытий, их обычных поверхностей, изучались на установке, схематически представленной на рис. 6.

Для получения монохроматического излучения в интервале волн 0,4—1,0 *мк* был применен прибор УМ-2, а для области 1,0—25,0 *мк* — инфракрасный спектрометр ИКС-12. Испытуемый пиранометр (или

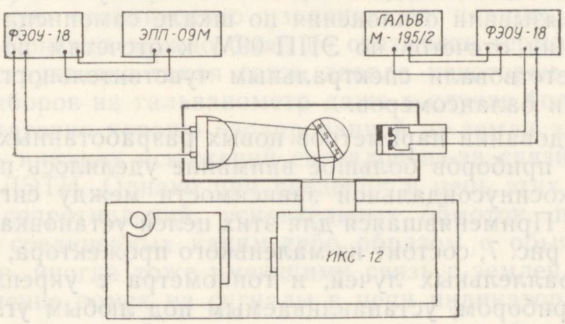


Рис. 6. Схема установки для исследования спектральной чувствительности пиранометров и балансомеров в видимой и инфракрасной областях спектра.

балансомер), а также и вакуумный компенсированный РТЭ, снабженный повышенным слоем зачернителя, помещались в особую приставку, изображенную вместе с остальными приборами на рис. 6. Входное окно РТЭ для волн 0,4—2,0 *мк* было из стекла № 23, для волн 1,0—25,0 *мк* из KRS-5. Лучи, выходящие из монохроматора, можно было при помощи поворотного зеркала направлять или в сторону РТЭ, или на поверхность исследуемого пиранометра (балансомера). Источником излучения в области 0,4—2,5 *мк* служила мощная лампа 400 *вт*, имеющая сильно накаленную вольфрамовую спираль ($T = 2900°$ К), а для зоны волн 2,0—25,0 *мк* применялся глобар.

Регистрация сигналов, генерируемых в цепи РТЭ и испытуемого пиранометра (балансомера), осуществлялась при помощи усилителей ФЭОУ-18, обычно входящих в комплектацию приборов ИКС-12. При этом от эталонного РТЭ легко получались очень большие отклонения по шкале выходного гальванометра М-195/2. Обладающие же очень малой удельной чувствительностью пиранометры и балансомеры, совершенно не предназначенные для измерения распределения энергии в спектре, после усиления при помощи ФЭОУ-18 давали по шкале электронного потенциометра ЭПП-09М достаточные отклонения только при полной развязке чувствительности ФЭОУ-18. С пиранометрами не легка была работа в области коротких волн 0,4—0,7 *мк*, где сравнительно мала энергия в спектре, а с балансомерами из-за их негерметичности (кроме балансомера конструкции Р. Шульце) и некоторого влияния конвекционных потоков воздуха, несмотря на наличие защитного корпуса приставки, измерения в области волн, превышающих 15 *мк*, оказались практически невозможными.

Анализ вопроса о точности выполненных измерений показал, что погрешность полученных результатов меньше $\pm 6\%$ и даже при работах с балансомерами в области 12—15 *мк* не превышает $\pm 10\%$, несмотря на малые величины генерируемых ими отклонений в этом диапазоне волн. Точность градуировки приборов по волнам была для целей поставленной работы весьма высока, так как одно деление отсчетного барабана в области 1,5—15 *мк* соответствовало ошибке, не большей 0,013 *мк*, а в области 0,4—2,5 *мк* — меньшей 0,01 *мк*.

В связи с тем, что применяемый РТЭ был зачернен для данного исследования по методу ЛЭТИ [3] слоем увеличенной толщины, то на основании прежних измерений [6] его можно считать строго неселективным в интервале 0,4—30 *мк* с коэффициентом поглощения 0,96. Поэтому отклонения по шкале гальванометра М-195/2, стоящего в схеме усилителя, к этому РТЭ считались пропорциональными распределению энергии в спектре применяемого источника. Эти же энергии или точно пропорциональные им величины действовали на испытуемый пиранометр (балансомер) и вызывали отклонения по шкале самописца ЭПП-09М. Поэтому отношения отсчетов по ЭПП-09М к отсчетам по гальванометру М-195/2 соответствовали спектральным чувствительностям испытуемых пиранометров и балансомеров.

При исследовании параметров новых разработанных в ЛЭТИ актинометрических приборов большое внимание уделялось проверке соблюдения в них косинусоидальной зависимости между сигналом и углом падения лучей. Применявшаяся для этих целей установка, изображенная схематично на рис. 7, состоит из маленького прожектора, дающего широкий пучок параллельных лучей, и гониометра с укрепленным на нем испытуемым прибором, устанавливаемым под любым углом по отношению к падающим лучам. Если обозначить через h угол, соответствующий высоте Солнца, а через n_h и n_{90} сигналы, генерируемые изучаемым прибором при углах h и 90°, то отношение $F_h = \sin h (n_h/n_{90})^{-1}$ при точном соблюдении закона косинуса должно быть равно единице, и отступления

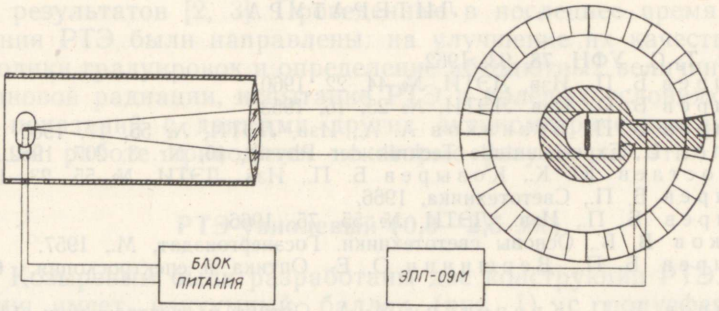


Рис. 7. Схема установки для проверки косинусоидальной зависимости.

от этой величины будут характеризовать нарушения косинусоидальной пропорциональности. Большей частью причинами несоблюдения закона оказываются не погрешности в свойствах покрытий приемных поверхностей, а деформации и искривления приемной площадки и, кроме того, частичное экранирование этой площадки бортами корпуса, охранным кольцом, температурной обмоткой, слоями клея. В некоторой мере также может сказываться нестрогая сферичность входного окна и локальные различия в толщинах этого окна.

Основной недостаток установки рис. 7, обычно применяемой при проверке закона косинуса, состоит в погрешности оценки нулевого положения, сказывающейся в дальнейшем на результатах измерений при малых h, т. е. в наиболее важной зоне углов. При измерениях в ЛЭТИ за характеристику нулевого положения испытуемого прибора, например, пиранометра брали показания по лимбу гониометра, соответствующие параллельному, а не перпендикулярному, как это иногда делается, ходу лучей по отношению к приемной плоскости индикатора. В этом состоянии, естественно, индикатор не вырабатывает сигнал. Практика показала, что такой метод более точен в зоне малых h по сравнению со способом, в котором за начало отсчета углов берут то положение прибора, при котором он дает наибольший сигнал, а следовательно, его приемная площадь перпендикулярна падающим лучам. Косинусоидальную зависимость приходится проверять при разнообразных азимутах прихода лучей к индикатору, в связи с чем этот индикатор переворачивается в плоскости гониометра.

В заключение следует отметить одну особенность всех новых актинометрических приборов, разработанных в ЛЭТИ — непосредственное соединение с корпусом одного конца термобатареи, вырабатывающей сигнал, и невысокую сравнительно изоляцию от корпуса второго конца термобатареи. Конечно, можно было не связывать термобатарею с корпусом, но конструктивно такая связь давала некоторые удобства. При замыкании приборов на гальванометр даже в случае большого его удаления при достаточно хорошо изолированной от земли электропроводке не может быть никаких искажений сигналов из-за связи с землей корпуса прибора ЛЭТИ. Однако при введении в цепь этих приборов компенсирующих сопротивлений, усилительных обмоток, потенциометров, гальванически соединенных каким-либо образом с обычными электросетями питания, иногда тоже имеющими связь с землей, окажется возможным появление помех на сигналы в цепи индикатора.

В таких случаях необходимо устанавливать прибор ЛЭТИ не непосредственно на металлическом основании, а на изолированной подставке и, конечно, обеспечить отсутствие замыкания на землю в точках электропроводки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мосс Т. С., УФН, **78**, 93, 1962.
2. Козырев Б. П., Изв. ЛЭТИ, № 44, 22, 1960.
3. Козырев Б. П., Изв. ЛЭТИ, № 25, 16, 1953.
4. Козырев Б. П., Бузников А. А., Изв. ЛЭТИ, № 55, 17, 1966.
5. Kramer, L., Experimentelle Technik der Physik, **10**, Nr. 3, 207, 1962.
6. Горностаев Ю. К., Козырев Б. П., Изв. ЛЭТИ, № 55, 23, 1966.
7. Козырев Б. П., Светотехника, 1966.
8. Козырев Б. П., Изв., ЛЭТИ, № 55, 75, 1966.
9. Мешков В. В., Основы светотехники. Госэнергоиздат, М., 1957.
10. Козырев Б. П., Вершинин О. Е., Оптика и спектроскопия, **6**, № 4, 542, 1959.
11. Козырев Б. П., Кропоткин М. А., Оптика и спектроскопия, **14**, № 1, 152, 1963.
12. Blevin, W. R., Brown, W. J., Journ. of Sci. Instr., **42**, No. 6, 385, 1965.
13. Neher, R. T., Edwards, D. K., Appl. Opt., **4**, No. 7, 775, 1965.
14. White, J. U., JOSA, **54**, No. 11, 1332, 1964.
15. Козырев Б. П., Бученков В. А., Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, **2**, № 5, 540, 1966.

Abstract

The methods and systems of devices for control of total detectivity and ratio of actinometer records to irradiation were presented.

The ways of investigation of the optical properties of surface covers, the ways of measuring of spectral detectivity of the actinometers and the ways of the control accuracy to cosine law were showed.

Г. П. Фарапонова

Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТОКОВ В АТМОСФЕРЕ

G. P. Faraponova

Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

INVESTIGATION OF RADIATION THERMOELEMENTS FOR MEASURING SHORT AND LONG WAVE RADIATION FLUXES IN THE ATMOSPHERE

Предварительные испытания комплекса радиационных термоэлементов (РТЭ), разработанных ЛЭТИ совместно с ИФА АН СССР [1—3], показали, что эти датчики имеют ряд преимуществ по сравнению со стандартными актинометрическими приборами.

1. Комплекс РТЭ с фильтрами из увиолевого стекла и KRS-5 позволяет получить одновременно потоки коротковолновой (0,3—2,5 *мк*) и длинноволновой радиации (2,5—40 *мк*), и, следовательно, полный баланс лучистой энергии.

2. Малая инерционность и высокая чувствительность дают возможность измерять вариации радиационных потоков. Однако отсутствие надежных лабораторных исследований РТЭ снижало достоверность по-

лучаемых результатов [2, 3]. Проведенные в последнее время в ИФА исследования РТЭ были направлены: на улучшение их качества, отработку методики градуировок и определение абсолютных величин потоков длинноволновой радиации, испытание РТЭ в полевых условиях и сравнение их показаний с данными других актинометрических приборов. В настоящей работе приводятся некоторые результаты этих исследований.

РТЭ-увиолевый (0,3—2,5 *мк*)

Б. П. Козыревым были разработаны две конструкции РТЭ. Первая конструкция имеет вакуумный баллон (рис. 1) с полусферическим фильтром из увиолевого стекла. Внутри баллона помещена термобатарея, состоящая из 2-х групп. Одна группа — рабочая включает в себя «горячие» спаи, расположенные под зачерненными площадками, а другая группа — компенсационная — «горячие» спаи этой группы расположены под белыми приемными площадками, все «холодные» спаи термобатареи объединены в массивной стеклянной плате. Рабочая группа термобатареи воспринимает всю падающую на нее радиацию (коротковолновую и длинноволновую); компенсационная группа в силу поглощательных свойств белых приемных площадок воспринимает лишь длинноволновое излучение фильтра и корпуса. Включением этих групп термобатареи навстречу друг другу исключается тепловое излучение, а следовательно, влияние вариаций окружающей температуры.

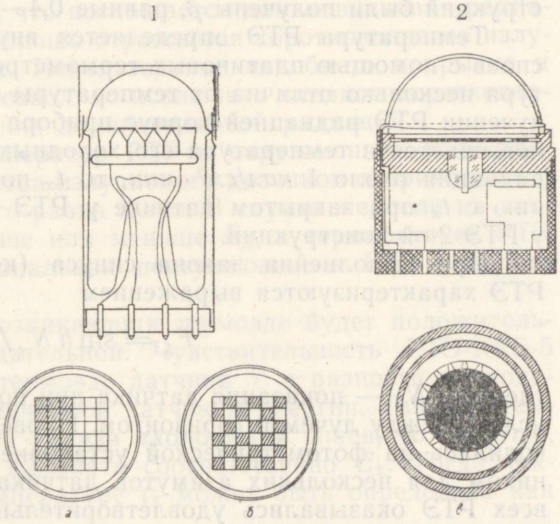


Рис. 1. Конструкции РТЭ. 1-вакуумные РТЭ: *а* — приемные площадки в виде двух прямоугольных полей, *б* — приемные площадки, расположенные в шахматном порядке; 2 — газонаполненный центрально-симметричный РТЭ: *в* — приемная площадка зачернена.

Вакуумная конструкция РТЭ-ув имеет два варианта. Первый вариант вакуумного РТЭ (рис. 1, *а*) имеет 16 приемных площадок (размером 2×2 *мм*^{2}), расположенных в виде двух прямоугольных полей, с белым и черным покрытиями по 8 площадок в каждом поле. Во втором варианте (рис. 1, *б*) те же 16 приемных площадок расположены в шахматном порядке. Общая приемная площадь РТЭ — 0,64 *см*^{2}.

Вторая конструкция РТЭ-ув (одноплоскостная) имеет баллон, наполненный ксеноном до $P = 400$ *мб* (рис. 1, *в*). Монтаж РТЭ выполнен на массивном медном основании. В центре РТЭ имеется зачерненная приемная площадка в виде диска, к которому прикреплены «горячие» спаи. Вокруг диска расположено кольцо с белым покрытием, к кольцу прикреплены «холодные» спаи термоэлемента. Общая площадь газонаполненного центрально-симметричного РТЭ составляет 1,9 *см*^{2}.

Градуировка датчиков РТЭ с увиолевым фильтром проводилась по

Солнцу с помощью актинометра, неоднократно сверенного с контрольным. При градуировках угол зрения РТЭ был уменьшен специальным тубусом до размеров угла зрения актинометра (длина тубуса в 5,75 раза больше входной диафрагмы). В результате градуировок определялась чувствительность РТЭ ε и температурный коэффициент чувствительности β.

Связь потока коротковолновой радиации E, падающей на РТЭ, с термоэдс V дается следующим выражением:

$$E = V/[\varepsilon^*(1+\beta_\Delta t)], \qquad (1)$$

где ε^* — чувствительность датчика при $t = 20°$ С, Δt — отклонение температуры датчика от 20° С. Чувствительность нескольких РТЭ проверялась в течение длительного времени (1—2 года). Если в течение этого времени у датчиков не было внешних повреждений, то чувствительность с момента их изготовления изменялась в пределах 5% и составляла в среднем для всех датчиков 0,3—0,35 *в/вт* при размере приемной площадки 0,64 $см^2$ или $12 \div 15$ $мв/кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$. В отдельных случаях наблюдалось резкое падение чувствительности в 2—4 раза без заметных внешних повреждений, что являлось следствием потери вакуума внутри баллона датчика. Градуировки РТЭ-ув по актинометру, проведенные при разных температурах, позволили получить температурные коэффициенты изменения чувствительности β. Температурный коэффициент β определялся также лабораторным путем. При лабораторных определениях фиксировался лучистый поток, падающий на датчик, а температура его изменялась в пределах от 20 до 60° С. В результате для РТЭ обоих конструкций были получены β, равные 0,4—0,6% на градус.

Температура РТЭ определяется внутри датчика вблизи холодных спаев с помощью платиновых термометров сопротивления. Эта температура несколько отлична от температуры окружающего воздуха. При облучении РТЭ радиацией корпус прибора прогревается, а следовательно, повышается и температура его холодных спаев t_x. Если на РТЭ падает радиация около 1 $кал/см^2 \cdot мин$, то t_x повышается на 8—10° по сравнению с t_x при закрытом датчике у РТЭ 1-ой конструкции и на 4—6° С у РТЭ 2-ой конструкции.

При выполнении закона синуса (косинуса) угловые зависимости РТЭ характеризуются выражением

$$F_h = \sin h\, N_\perp / N_h, \qquad (2)$$

где $N_\perp$ и N_h — показания датчика при нормальном падении лучей и при угле h между лучем и горизонтом. Проверка угловых зависимостей проводилась на фотометрической установке со стабилизированным источником для нескольких азимутов датчика. Угловые зависимости не для всех РТЭ оказывались удовлетворительными, что являлось следствием некоторых недостатков датчиков: неровностью приемных площадок и их покрытий, отклонением формы фильтра от полусферы, негоризонтальностью всей приемной системы РТЭ.

Последние экземпляры РТЭ второй конструкции были свободны от этих недостатков. Для всех азимутов отклонение от закона синуса в пределах углов $90° \geqslant h \geqslant 5°$ не превосходит 5% (рис. 2).

Проверка линейности показаний РТЭ в зависимости падающего потока радиации проводилась с использованием в качестве источника излучения Солнца (или лампы) и набора нейтральных фильтров. Проверка показала, что в пределах точности измерений показания датчиков линейны (рис. 3).

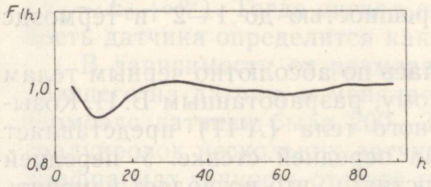


Рис. 2. Угловые зависимости центрально-симметричного РТЭ-ув (датчик № 32).

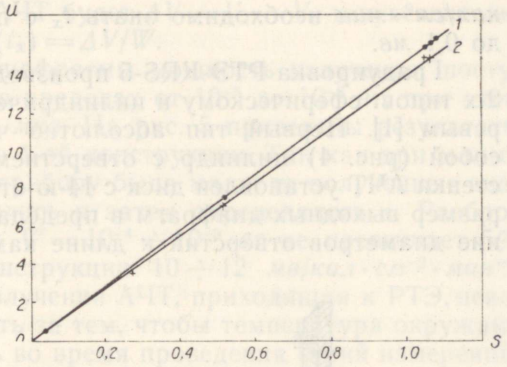


Рис. 3. Зависимость показаний РТЭ от падающей радиации (1 — РТЭ № 106, 2 — РТЭ № 105, U в *мв*, S в *кал/см²·мин.*)

РТЭ-KRS-5 (2,5—40 *мк*)

Для измерения длинноволновых потоков были созданы 2 типа конструкций РТЭ с фильтром KRS-5. В отличие от РТЭ-ув приемные площадки РТЭ- KRS-5 имеют белые и блестящие покрытия. Падающая на РТЭ- KRS-5 длинноволновая радиация поглощается белыми приемными площадками и «горячие» спаи, расположенные под ними, соответственно поглощению изменяют свою температуру; блестящие пластинки почти полностью отражают всю падающую на них радиацию. Спектральные свойства применяемого белого покрытия (окись магния, замешанная на биндере из клея БФ-2) таковы, что поглощается длинноволновая радиация в диапазоне 2,5—25 *мк* и хорошо отражается коротковолновое излучение в диапазоне 0,3—2,5 *мк*. Использование подобного покрытия и фильтра из кристалла KRS-5 позволило исключить влияние коротковолнового излучения при измерениях длинноволновой радиации.

В условиях равенства температур РТЭ и окружающего пространства, а следовательно, и равенства излучаемого датчиком и приходящего излучения $E_0 = E_д$, термоэдс его равна нулю. В случае же, если на датчик падает излучение E_0 больше или меньше $E_д$, в термобатарее РТЭ возникает термоэдс пропорциональная поступающей к РТЭ разности излучений $V \sim \Delta E = E_0 \pm E_д$.

В случае, если $E_0 > E_д$, возникающая термоэдс будет положительной, а если $E_0 < E_д$ — отрицательной. Чувствительность РТЭ-KRS-5 определяется, как отношение термоэдс датчика V в разности приходящей на прибор извне E_0 и излучаемой датчиком энергии. Так как температура датчика определяется вблизи «холодных» спаев, то энергию, излучаемую датчиком, будем называть соответственно E_x. Тогда чувствительность датчика при температуре t_x может быть определена как

$$\varepsilon(t_x) = V/(E_0 - E_x) = V/[\sigma(T_0^4 - T_x)], \qquad (3)$$

где T — температура в абсолютной шкале (°К), равная $273° + t$. Отсюда поток длинноволновой радиации, падающей на датчик, будет

$$E_0 = E_x \pm V/[\varepsilon(t_x)] \qquad (4а)$$

или

$$E_0 = E_x \pm V/[\varepsilon^*(1 + \beta_\Delta t)], \qquad (4б)$$

где β — температурный коэффициент чувствительности, ε^* — чувствительность датчика при температуре 20° С и Δt — отклонение температуры холодного спая при измерениях от $t = 20°$ С. Проведенные оценки показали, что для измерения E_0 с ошибкой до 0,001 *кал/см²·мин*, температура датчика должна быть известна с погрешностью не более 0,1—0,2°, а термоэдс до 0,01 *мв*. Чтобы E_0 получить с ошибкой до 0,01

кал/см²·мин необходимо знать t_x с погрешностью до 1—2° и термоэдс до 0,1 *мв*.

Градуировка РТЭ-KRS-5 производилась по абсолютно черным телам 2-х типов: сферическому и цилиндрическому, разработанным Б. П. Козыревым [1]. Первый тип абсолютно черного тела (АЧТ) представляет собой (рис. 4) цилиндр с отверстием на передней стенке. У передней стенки АЧТ установлен диск с 14-ю отверстиями, что позволяет изменять размер выходных диафрагм в пределах от 1 до 15 *мм*, при этом отношение диаметров отверстий к длине камеры АЧТ составляет 0,002 ÷ 0,02.

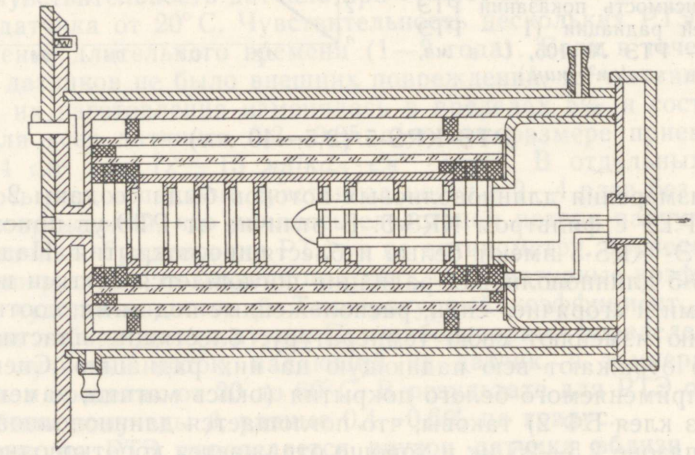


Рис. 4. АЧТ цилиндрической формы.

Внутренняя поверхность цилиндра зачернена. Внутри цилиндра имеется ряд диафрагм. Нагрев АЧТ осуществляется электрическим током, протекающим по нихромовой спирали, намотанной вдоль поверхности цилиндра. Температура внутри АЧТ регулируется током, питающим нагреватель и контролируется градуированной термопарой, помещенной внутри АЧТ. Рабочие температуры АЧТ этого типа находятся в пределах 350—550° К, максимум излучения приходится на 6—8 *мк*. Изменение коэффициента отражения и температуры АЧТ из-за наличия отверстия в нем, рассчитанные по формулам Вина и Люммера [4] при $\varrho = 0{,}2$, очень малы и почти не влияют на качество АЧТ.

При градуировках датчик РТЭ-KRS-5 помещался на некотором расстоянии от отверстия АЧТ. Термоэдс датчика регистрировалась по зеркальному гальванометру.

Если на датчик из какого-либо телесного угла поступает энергия (в данном случае от АЧТ), то на датчик кроме излучения из окружающего пространства E_0 будет поступать еще энергия излучения АЧТ W, которая определяется выражением

$$W = \sigma(T^4_{\text{АЧТ}} - T^4_0) S_1 S_2 / \pi l^2,$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, S_1 — площадь диафрагмы АЧТ, S_2 — площадь приемной площадки РТЭ, l — расстояние между отверстием АЧТ и РТЭ, $T_{\text{АЧТ}}$ — температура АЧТ в °К и T_0 — температура окружающего пространства в °К.

Таким образом, на датчик будет поступать излучение $E_0 + W$. Влияние E_0 при градуировках можно исключить, измеряя термоэдс V_0 от фона при закрытом АЧТ ($V_0 \sim E_0$) и термоэдс V_1 от фона и АЧТ вместе

$(V_1 \sim E_0 + W)$. Тогда сигнал от АЧТ будет $\Delta V = V_1 - V_0$ и чувствительность датчика определится как $\varepsilon(t_x) = \Delta V/W$.

В зависимости от размера диафрагмы мощность излучения, поступающего на датчик, изменялась в пределах от 10^{-5} до 10^{-3} *вт*, при этом термоэдс датчика была 200—300 *мкв*. На рис. 5 приведены результаты градуировок нескольких датчиков 1-ой конструкции. Так как при малых диафрагмах точность отсчета по прибору была мала, то полученные значения $V(W)$ графически осреднялись и затем определялось ε. Разброс отдельных значений ε в области $W = 10^{-4} \div 10^{-3}$ *вт* не превышает 5% и составляет для РТЭ 1-ой конструкции $10 \div 12$ *мв/кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$. Вследствие того, что мощность излучения АЧТ, приходящая к РТЭ, невелика, оказывается важным следить за тем, чтобы температура окружающего пространства не изменялась во время проведения серий измерений. Действительно, при изменении t_0 на 1° С энергия излучения изменится на $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ *вт*., т. е. ΔE может оказаться значительно больше W. Если $W = 5 \cdot 10^{-4}$ *вт*, то для того, чтобы получить измерения с точностью в 1%, необходимо, чтобы $\Delta W \approx 5 \cdot 10^{-6}$ *вт*.

По формуле $\Delta E = 4\sigma T^3 \Delta T S_1$ можно подсчитать, с какой точностью должна быть известна температура окружающего пространства. Оказалось, что ΔT (или Δt) $\approx 0{,}01°$.

Исключение влияния изменения фона достигалось проведением большого количества последовательных измерений V_0 и V_1. Исключение вариаций t_0 может быть проведено и термостатированием пространства между АЧТ и датчиком.

Для уменьшения влияния конденсации водяных паров из окружающего пространства во время градуировок при различных температурах датчика и АЧТ, а также для ряда специальных задач чувствительность РТЭ определялась в герметично закрытом АЧТ, либо в вакууме.

Второй тип АЧТ (рис. 6) — вакуумный — представляет собой сферу *1* диаметром 300 *мм*, изготовленную из меди. К верхнему своду сферы припаяна через стальную тонкостенную втулку камера термоэлемента 2, в которой помещается исследуемый термоэлемент *3*. С помощью ходового винта *4* термоэлемент может перемещаться по вертикали внутри камеры. В нижней части камеры РТЭ имеется заслонка *5*, позво-

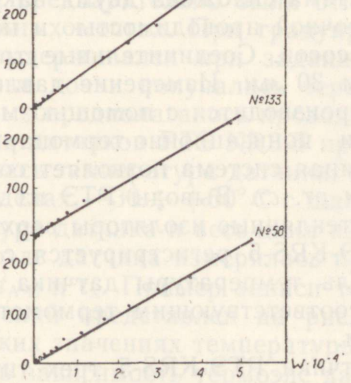


Рис. 5. Результаты градуировок РТЭ-KRS-5 по цилиндрическому АЧТ (*U* в *мв*, *W* в 10^{-4} *вт*).

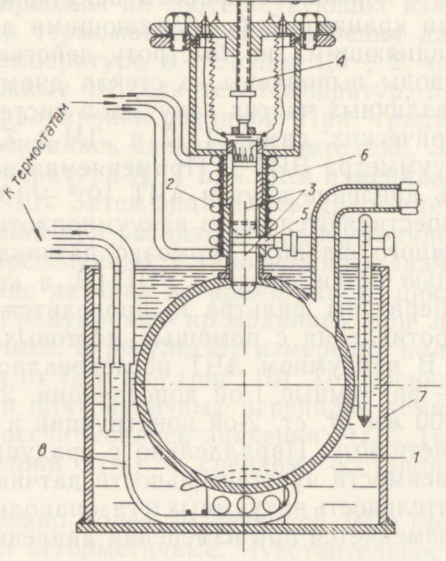


Рис. 6. АЧТ сферической формы.

ляющая открывать и закрывать АЧТ. На период измерений заслонка открывается, датчик опускается и устанавливается в отверстии сферы. Камеру охватывает змеевик *6*, по которому циркулирует жидкость (вода или спирт) заданной температуры. Температура жидкости регулируется с помощью термостата U-8. АЧТ помещено в резервуар *7* с жидкостью, температура которой поддерживается в заданном режиме с помощью подогревателей, расположенных внутри резервуара и термостата U-8. Для достижения равномерной температуры вокруг АЧТ внутри резервуара имеется приспособление из трубок *8* для вынужденной циркуляции жидкости. Для уменьшения его теплоотдачи резервуар помещается в кожух из пенопласта. Контроль за температурой датчика и АЧТ ведется по соответствующим термометрам сопротивления и ртутным термометрам.

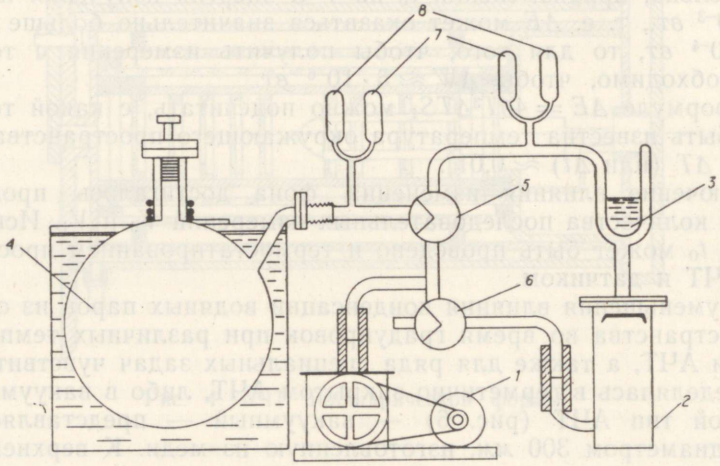


Рис. 7. Вакуумная система АЧТ.

Эвакуация объема АЧТ осуществляется через медный трубопровод диаметром 30 *мм*. Вакуумная система (рис. 7) для эвакуации объема АЧТ включает в себя: насос предварительного разрежения РВН-20 *1*, паромасляный насос ЦВЛ-100 *2* с ловушкой *3* и объем АЧТ *4*. Для удобства и нормальной работы вакуумная система снабжена двумя вакуумными кранами *5*, *6*, обладающими достаточной проводимостью и почти не влияющими на быстроту действия насосов. Соединительные трубопроводы выполнены из стекла диаметром 30 *мм*. Измерение давления в различных частях вакуумной системы производится с помощью манометрических ламп ЛТ-2 и ЛМ-2 *7*, *8* и ионизационно-термопарного вакуумметра ВИТ-1. Применяемая вакуумная система позволяет создавать давление внутри АЧТ $10^{-5} \div 10^{-6}$ *мм рт. ст.* Выводы РТЭ из АЧТ осуществляются через вакуумноплотные стеклянные изоляторы верхнего съемного флянца. Термоэдс датчика РТЭ-KRS-5 регистрируется с помощью потенциометра ЭПП-09, а контроль температуры датчика t_x и температуры фильтра $t_ф$ проводится по соответствующим термометрам сопротивления с помощью мостовых схем.

В вакуумном АЧТ исследовались датчики РТЭ-KRS-5 трех типов: *1* — вакуумные 1-ой конструкции, 2 — наполненные ксеноном до $p = 400$ *мм рт. ст.* 2-ой конструкции и *3* — РТЭ 2-ой конструкции, но негерметичные. Параллельно с градуировками проводилось исследование зависимости чувствительности датчиков РТЭ от давления (рис. 8). Чувствительность вакуумных и газонаполненных датчиков РТЭ-KRS-5 почти не изменяется при изменении давления от нормального до $10^{-5} \div 10^{-6}$ *мм*

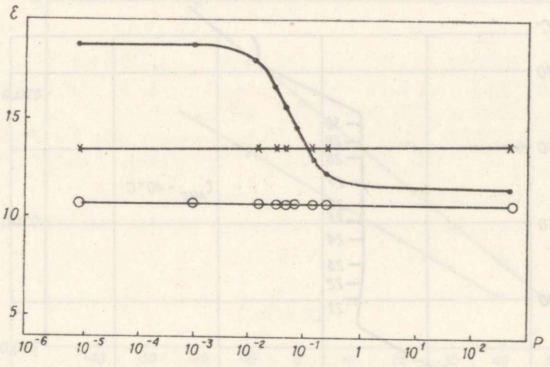


Рис. 8. Зависимость чувствительности от давления (ε в *мв/кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$, P в *мб*).

рт. ст. Сразу же после начала откачки АЧТ при давлении в несколько *мм рт. ст.* отмечается небольшое уменьшение чувствительности на 2—5%, далее, при изменении давления до более высокого вакуума чувствительность не изменяется, что, по-видимому, является следствием изменения условий теплообмена внутри АЧТ. Чувствительность негерметичных датчиков (второй конструкции) возрастает примерно в 1,5—2 раза в области давлений от нескольких десятых до 10^{-1} *мм рт. ст.*, далее, при более высоком вакууме до $10^{-5} \div 10^{-6}$ *мм рт. ст.* чувствительность РТЭ почти не изменяется.

Градуировка датчиков РТЭ-KRS-5 производилась при температурах датчика (t_x) от —20° С до +50° С и температурах АЧТ от —30 до +50° С. Положительная температура в АЧТ и камерах датчиков поддерживалась с помощью воды определенной температуры. Для создания отрицательных температур пользовались спиртом, охлаждаемым сухим льдом (углекислотой). Температуру АЧТ $t_{АЧТ}$ удавалось поддерживать с точностью до 0,1° при помощи подогревателей и термостата. Температура датчика не могла поддерживаться и быть заданной с такой точностью, однако, точное значение температуры датчика (с точностью до 0,1° С) в любой момент получалось по термометрам сопротивления, которые предварительно были отградуированы на соответствующих измерительных мостах. При градуировках термометров сопротивления датчик выдерживался при заданной температуре в течение $1{,}5 \div 2$ *час*, опорные точки получались через каждые 10° для тех температур, при которых предполагалось проводить градуировки датчиков. При градуировках датчиков РТЭ-KRS-5 придерживались следующей методики. Задавалась температура датчика, а температура АЧТ при этом изменялась в пределах $-30 \div +50$° С с шагом в 10°. Затем задавалась другая температура датчика и весь цикл измерений при различных $t_{АЧТ}$ повторялся. Термоэдс датчика измерялась при определенных установившихся значениях $t_{АЧТ}$ и t_x. Пример записи термоэдс датчика во время такого цикла измерений представлен на рис. 9. Градуировка проводилась при нескольких значениях температуры датчика. В результате измерений получалась зависимость термоэдс датчика от t_x и $t_{АЧТ}$ (рис. 10). Полученные результаты графически осреднялись и для различных перепадов температур $\Delta t = t_{АЧТ} - t_x$ с шагом в 10° рассчитывались значения $\varepsilon(t_x)$. Точность определения отдельных значений $\varepsilon(t_x)$ в среднем составляет 2—5%.

В вакуумном АЧТ было исследовано более 20 датчиков РТЭ трех типов: вакуумные, газонаполненные и негерметичные. Чувствительность РТЭ определялась как при атмосферном давлении так и в вакууме.

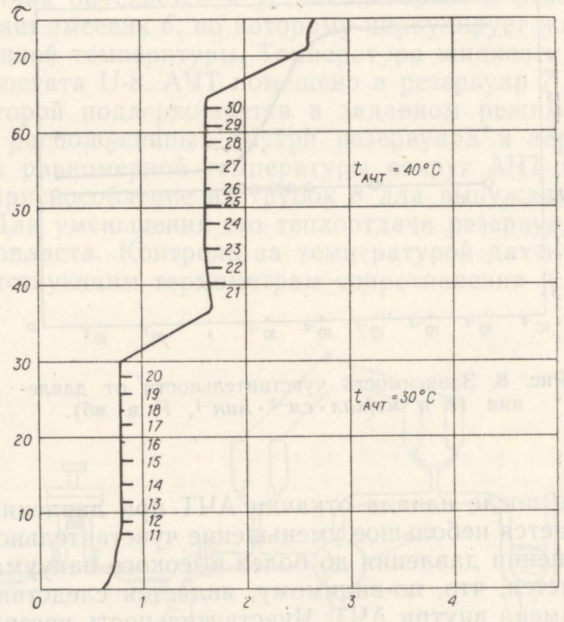


Рис. 9. Пример записи термоэдс при градуировках (τ — время в *мин*, U в *мв*, $t_х = 20°$ C).

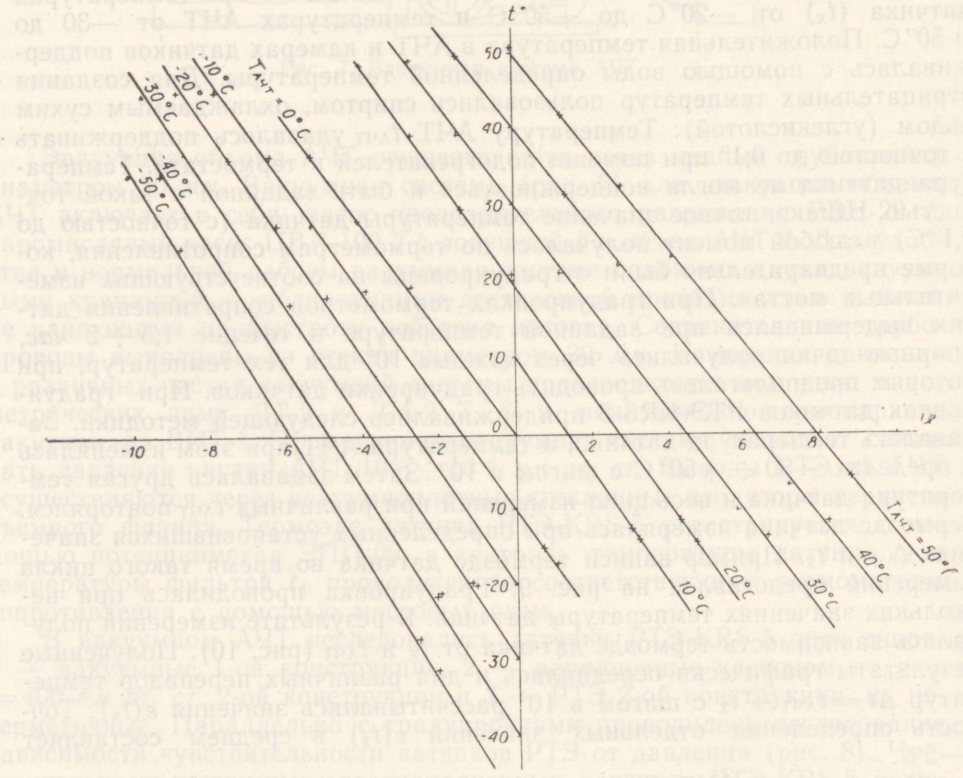


Рис. 10. Зависимость термоэдс РТЭ-KRS-5 от температуры «холодных» спаев датчика $t_х$ и температуры черного тела $t_{АЧТ}$ (РТЭ-KRS-5 № 169, t в °C, U в *мв*).

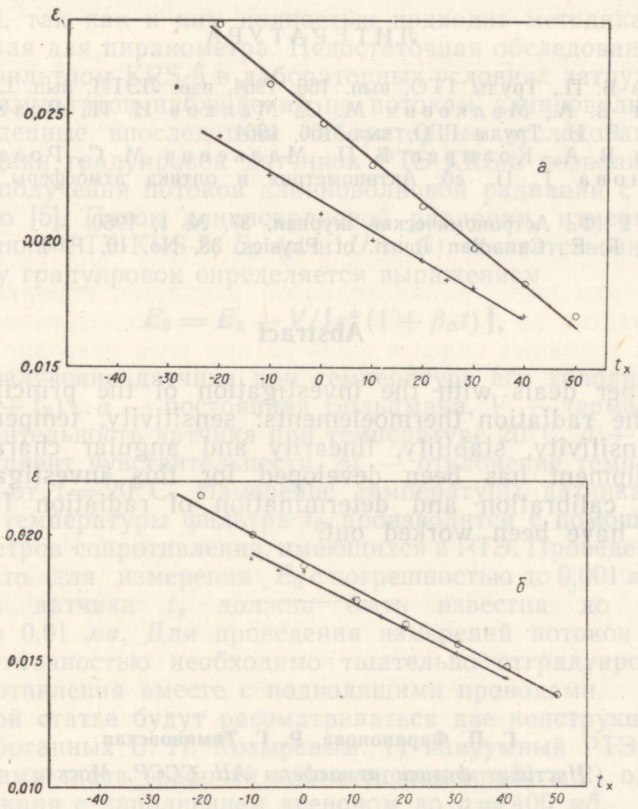


Рис. 11. Зависимость чувствительности РТЭ-KRS-5 от температуры «холодных» спаев t_x: *а* — № 39 и *б* — № 31 (ε в *мв/кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$, t_x в °С).

Результаты градуировок некоторых датчиков РТЭ-KRS-5 представлены на рис. 11. При исследованиях датчиков выяснилось, что некоторые из них имеют различную чувствительность при разных знаках термоэдс. Это расхождение, достигающее иногда 10—20%, по-видимому, связано с конструктивными особенностями датчиков.

Средняя чувствительность датчиков при $t = +20°$ С составляет: у вакуумных РТЭ 1-го типа конструкции 12 *мв/кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$, у газонаполненных (2-й тип) — 14 *мв/кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$ и у негерметичных (2-й тип) при атмосферном давлении — 10 *мв/кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$ и при вакууме — около 20 *мв/кал · см*$^{-2}$ *· мин*$^{-1}$. Температурные коэффициенты чувствительности β, полученные из градуировок, для всех исследованных датчиков РТЭ-KRS-5 колебались в пределах 0,4—0,7% на градус.

В заключение отметим, что за 1962—1965 гг. было обследовано большое количество РТЭ конструкции проф. Б. П. Козырева. В настоящее время они достигли такого уровня, что их можно более широко использовать для измерения радиационных потоков в атмосфере, хотя до настоящего времени у отдельных экземпляров РТЭ встречаются те или иные недостатки, особенно требует доработки вопрос о более надежном поддержании герметичности РТЭ. Большое внимание разработке конструкций датчиков РТЭ применительно к атмосферным условиям, а также проведению исследования РТЭ уделяли проф. Г. В. Розенберг и М. С. Малкевич. Большую работу по наладке аппаратуры и проведению измерений выполнил А. И. Пашков. На разных этапах в работе принимали участие И. М. Михайлин и Л. И. Натхо. За оказанную помощь в работе автор выражает им благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козырев Б. П., Труды ГГО, вып. 166, 1964, изв. ЛЭТИ, вып. LV, 1966.
2. Катулин В. А., Малкевич М. С., Малков И. П., Розенберг Г. В., Юркова Л. И., Труды ГГО, вып. 166, 1964.
3. Катулин В. А., Козырев Б. П., Малкевич М. С., Розенберг Г. В., Фарапонова Г. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Наука», М., 1964.
4. Ситник Г .Ф., Астрономический журнал, 37, № 1, 1960.
5. Bedford, R. E., Canadian Journ. of Physics, 38, No. 10, 1960.

Abstract

The paper deals with the investigation of the principal characteristics of the radiation thermoelements: sensitivity, temperature coefficient of sensitivity, stability, linearity and angular characteristics. A special equipment has been developed for this investigation. Some methods of calibration and determination of radiation fluxes in the atmosphere have been worked out.

Г. П. Фарапонова, Р. Г. Тимановская

Институт физики атмосферы АН СССР, Москва

ПОЛЕВЫЕ ИСПЫТАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ

G. P. Faraponova, R. G. Timanovskaya

Institute of Atmospheric Physics, USSR Academy of Sciences, Moscow

FIELD TESTS OF RADIATION THERMOELEMENTS

Основные приборы, применяющиеся в актинометрической практике для измерения потоков радиации, часто не отвечают современным требованиям, необходимым для решения задач переноса тепла в атмосфере. В частности, в [1] было отмечено, что все еще нет достаточно надежных приборов для измерения длинноволновой радиации, а для имеющихся приборов нет соответствующих градуировочных установок.

Созданные радиационные термоэлементы (РТЭ) в какой-то мере восполняют этот пробел [2]. Эти датчики позволяют определять потоки излучения как в коротковолновой области спектра 0,3—2,5 *мк* (РТЭ с увиолевым фильтром), так и в длинноволновой области 2,5—40 *мк* (РТЭ с фильтром из KRS-5). Использование этих двух типов датчиков позволяет получить все составляющие полного радиационного баланса земли и атмосферы. Высокая чувствительность, малая инерционность, отсутствие влияния ветра при измерениях длинноволновой радиации являются существенными преимуществами датчиков РТЭ перед стандартными актинометрическими приборами.

Датчики РТЭ уже применялись при измерениях радиационных потоков в атмосфере [3, 4]. Однако с достаточной надежностью были получены лишь потоки коротковолновой радиации. Определение потоков коротковолновой радиации с помощью датчиков РТЭ-ув не вызывало

затруднений, так как к ним полностью подходит методика измерений, разработанная для пиранометра. Недостаточная обследованность датчиков РТЭ с фильтром KRS-5 в лабораторных условиях затруднила интерпретацию результатов наблюдений по потокам длинноволновой радиации. Проведенные впоследствии лабораторные исследования и отработка методики градуировок датчиков РТЭ-KRS-5 позволили разработать метод получения потоков длинноволновой радиации с достаточной надежностью [5]. Поток длинноволновой радиации, измеряемый с помощью датчика РТЭ-KRS-5, E_0 (или U и G) соответственно применяемому методу градуировок определяется выражением

$$E_0 = E_x + V/[\varepsilon^*(1 + \beta_\Delta t)], \qquad (1)$$

где E_x — излучение датчика при температуре его холодных спаев t_x, $E_x = \sigma(273 + t_x)^4$, σ — постоянная Больцмана, V — термоэдс датчика, ε^* — чувствительность датчика при температуре 20° С, β — температурный коэффициент чувствительности, Δt — отклонение температуры при измерениях от $t = 20°$ С. Измерение температуры датчика (холодных спаев) t_x и температуры фильтра $t_ф$ производится с помощью платиновых термометров сопротивления, имеющихся в РТЭ. Проведенные оценки, показали, что для измерения E_0 с погрешностью до 0,001 *кал/см² · мин*, температура датчика t_x должна быть известна до 0,1—0,2°, а термоэдс до 0,01 *мв*. Для проведения измерений потоков радиации с достаточной точностью необходимо тщательно отградуировать термометры сопротивления вместе с подводящими проводами.

В данной статье будут рассматриваться две конструкции датчиков РТЭ, разработанных Б. П. Козыревым: 1) вакуумный РТЭ с разделенными группами спаев (рабочей и компенсационной) и 2) одноплоскостная конструкция с наполнением ксеноном до $p = 400$ *мб*.

В 1964—1966 гг. в ИФА АН СССР, на Звенигородской научной базе и в Цимлянской аэрофизической экспедиции ИФА проводились полевые испытания РТЭ с целью проверки их стабильности, влияния коротковолновой радиации на показания РТЭ-KRS-5 и возможности измерений потока длинноволновой радиации днем. Получаемые результаты о потоках длинноволновой радиации были проанализированы и сравнены с показаниями стандартных актинометрических приборов.

1. Стабильность и инерционность РТЭ

Определение чувствительности (градуировка) РТЭ-ув проводилось по актинометру, а РТЭ-KRS-5 градуировались по абсолютно черным телам. Последовательные градуировки датчиков в течение года показали, что за этот период работы в полевых условиях чувствительность датчиков 1-ой конструкции практически не изменялась, за исключением нескольких случаев резкого уменьшения чувствительности. Испытания датчиков 2-ой конструкции показали, что у всех исследованных РТЭ-KRS-5 в течение нескольких месяцев наблюдалось резкое уменьшение чувствительности (примерно в 2 раза). Последнее обстоятельство является следствием потери герметичности внутри баллона датчика. При этом из баллона выходит ксенон, которым наполнен датчик, и заменяется воздухом при атмосферном давлении, вследствие чего увеличивается теплопередача внутри датчика и чувствительность его уменьшается. После потери герметичности изменение чувствительности у датчиков этого типа находилось в пределах 2—5%.

Проверка инерционности показала, что максимальное значение термоэдс при облучении датчиков длинноволновой радиацией устанавливается за 12—15 *сек* ($\tau_{0,63} = 2 \div 3$ *сек*).

2. Влияние коротковолновой радиации на показания РТЭ-KRS-5

Проверка влияния прямой солнечной радиации I на показания датчиков РТЭ-KRS-5 производилась путем сравнения их показаний при облучении потоками коротковолновой и длинноволновой радиации $G_{\odot}$ и при затенении Солнца экраном G_T. Зависимость разности показаний датчиков $G_T - G_{\odot}$ от $I = I_{\perp} \sin h_{\odot}$ приведена на рис. 1. На показания отдельных экземпляров 1-ой конструкции коротковолновое солнечное излучение почти не влияет, а на все исследованные датчики 2-ой конструкции I оказывает существенное влияние, так, например, при $I = 1$ *кал/см²·мин* поток длинноволновой радиации, измеряемый датчиками, завышается на 0,04—0,08 *кал/см²·мин*. Исследование поведения температуры холодных спаев и фильтра при этом показало следующее. При падении на датчик солнечной радиации t_x повышается по сравнению с температурой воздуха t_0. Перегрев $\Delta t = t_x - t_0$ у датчиков 1-ой конструкции (вакуумных) устанавливается за 50—60 *мин*, при падении на датчик $I = 1$ *кал/см²·мин* Δt составляет 8—10°; у датчиков 2-ой конструкции время установления t_x составляет 3—5 *мин* и перегрев достигает 3—4°. Период установления температуры холодных спаев в общем мало сказывается на величине измеряемого потока длинноволновой радиации, поскольку параллельно с изменением t_x меняется термоэдс. Отклонение от установившегося значения потока длинноволновой радиации в этот период составляет менее 0,005 *кал/см²·мин*.

Температура фильтра также повышается при облучении датчика коротковолновой радиацией. Однако прямого влияния t_{Φ} на показания датчиков обнаружить не удалось, возможно вследствие того, что температура фильтра в данных конструкциях определяется не в центральной части фильтра, а вблизи корпуса. Почти полное отсутствие влияния коротковолновой радиации на показания отдельных экземпляров датчиков 1-ой конструкции, по-видимому, можно объяснить наличием хорошей компенсации длинноволнового излучения фильтра и корпуса, имеющейся в этих датчиках.

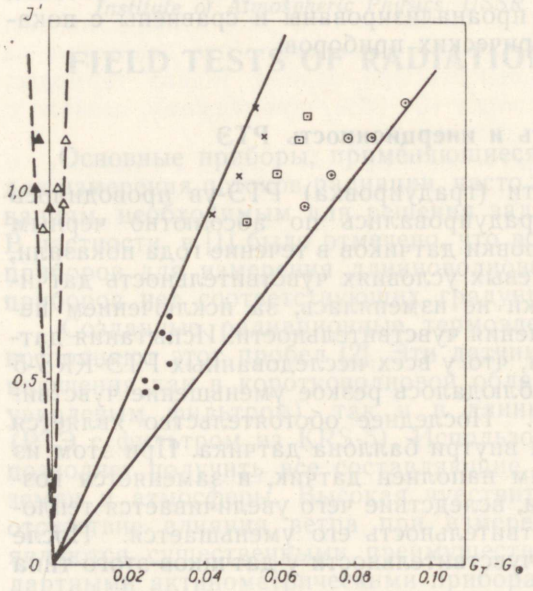


Рис. 1. Зависимость показаний РТЭ-KRS-5 от облучения датчиков коротковолновой радиацией: — — РТЭ 1-ой конструкции, ——— РТЭ 2-ой конструкции (I' и $G_T - G_{\odot}$ в *кал/см²·мин*).

3. Сравнение показаний РТЭ-KRS-5 между собой

Сравнение показаний датчиков, измерявших восходящий поток длинноволновой радиации U, показало хорошее согласие полученных потоков между собой. Сравнение данных о нисходящих потоках G при переменной облачности показывает значительный разброс за счет того, что на показания датчиков 2-ой конструкции влияет коротковолновая солнечная радиация. Измерения нисходящего потока с экраном и в облачную погоду (без Солнца) и в ночных условиях показывают удовлетворительное согласие между собой, разброс отдельных значений в пределах $\pm 0{,}004$ *кал/см²·мин.*

4. Сравнение со стандартной актинометрической аппаратурой

Стандартная актинометрическая аппаратура проверялась по контрольным приборам на Московской актинометрической станции Собакино, Цимлянской обсерватории и в ИФА АН ЭССР (г. Тарту). Переводные множители балансомера и пиранометра на протяжении всех измерений проверялись по контрольному актинометру методом «солнце — тень». Кроме того, в 1965 г. показания датчиков РТЭ сравнивались с данными актинометрических наблюдений, проводившихся в Цимлянске экспедицией ГГО. Результаты сравнения коротковолновой радиации за 22 июня 1965 г. для РТЭ-ув 1-ой конструкции и пиранометра приведены на рис. 2. Полученные данные показывают удовлетворительное согласие,

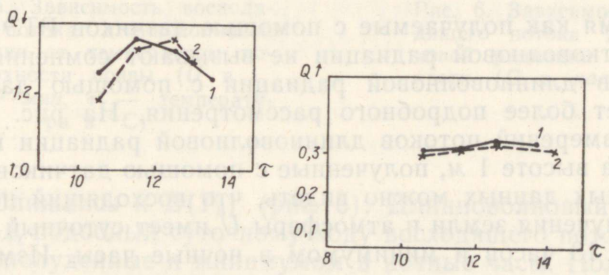


Рис. 2. Потоки коротковолновой радиации, измеренные *1* — по РТЭ-ув и *2* — по пиранометру (Q в *кал/см²·мин*, τ — время в *час*).

расхождение лежит в пределах точности определения потоков коротковолновой радиации (до 5%). Непосредственное сравнение потоков длинноволновой радиации, получаемых по РТЭ и балансомеру, провести нельзя, так как последний дает только разность восходящего и нисходящего потоков, т. е. радиационный баланс. Радиационный баланс по балансомеру определяется двумя способами: 1) непосредственно по балансомеру и 2) по балансомеру с тенью и актинометру. Сравнение дневного хода радиационного баланса (рис. 3) показывает, что радиационный баланс, получаемый с помощью датчиков РТЭ (ув и KRS-5) 1-ой конструкции удовлетворительно согласуется с данными, полученными по балансомеру, а также по балансомеру с тенью и актинометру, причем последние данные согласуются с РТЭ несколько лучше.

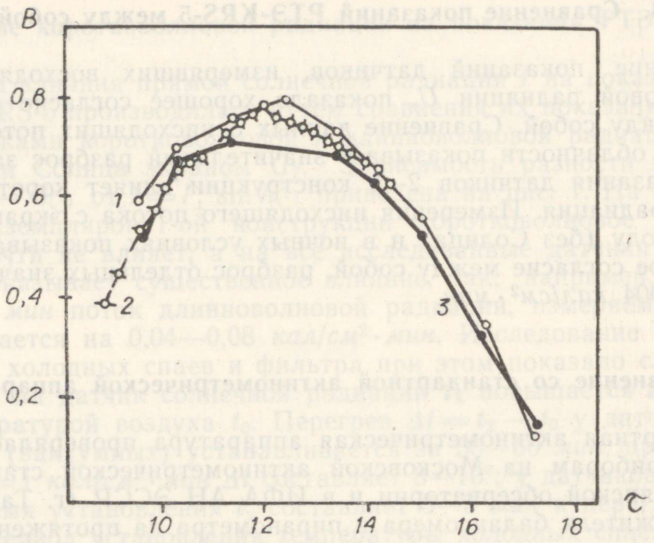


Рис. 3. Радиационный баланс. измеренный *1* — по РТЭ-KRS-5, *2* — по балансомеру с тенью и актинометру, *3* — балансомеру (*B* в *кал/см² · мин*, *τ* — время в *час*).

5. Анализ результатов длинноволновой радиации

В то время как получаемые с помощью датчиков РТЭ-ув величины потоков коротковолновой радиации не вызывают сомнения, то определение потоков длинноволновой радиации с помощью датчиков РТЭ-KRS-5 требует более подробного рассмотрения. На рис. 4 приведены результаты измерений потоков длинноволновой радиации в малооблачную погоду на высоте 1 *м*, полученные с помощью датчиков РТЭ-KRS-5. Из приведенных данных можно видеть, что восходящий поток длинноволнового излучения земли и атмосферы *U* имеет суточный ход с максимумом около 13 часов и минимумом в ночные часы. Изменение вели-

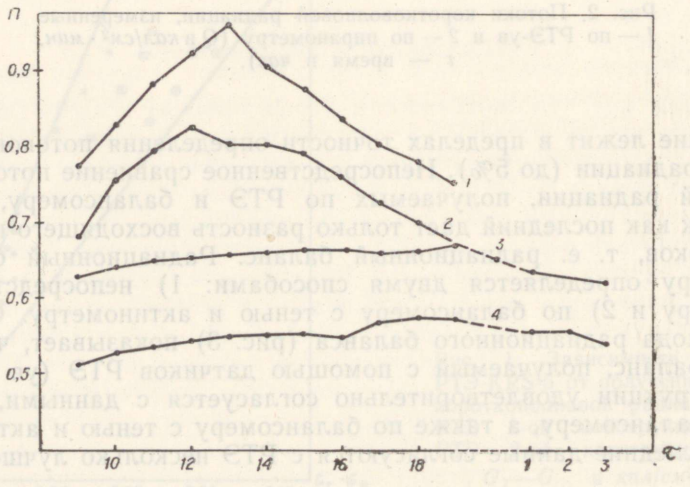


Рис. 4. Потоки длинноволновой радиации осредненные за 6 безоблачных дней (Цимлянск, август, 1965 г.) (*П* в *кал/см² · мин*, *τ* — время в *час*). Кривые: *1* — $\sigma T_{п}^4$, *2* — *U*, *3* — $\sigma T_{в}^4$, *4* — *G*.

чины восходящего потока следует за изменением температуры поверхности почвы (рис. 4, 5). Величины длинноволнового излучения земли в течение дня наблюдались в пределах от 0,64 до 0,83 *кал/см²·мин*, температура почвы за то же время изменялась от 39 до 54° С. Полученные величины составляют 83—91% от излучения абсолютно черного тела при температуре поверхности почвы $E(T_п)$ и превышают излучение абсолютно черного тела при температуре воздуха $E(T_в)$ на 5—25%. Противоизлучение атмосферы G обладает слабым суточным ходом с максимумом в послеполуденные и минимумом в ночные часы. По данным измерений, проведенных с помощью датчиков РТЭ-KRS-5, противоизлучение днем составило около 85% от $E(T_в)$ и 88% ночью (рис. 4). В условиях переменной и сплошной облачности противоизлучение увеличи-

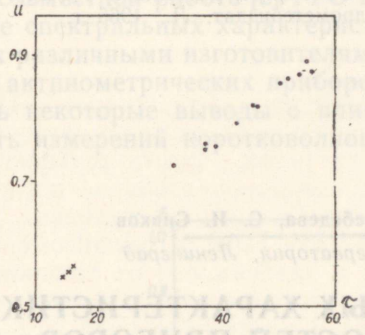


Рис. 5. Зависимость восходящего потока длинноволновой радиации от температуры поверхности почвы (U в *кал/см²·мин*, τ — температура в °С).

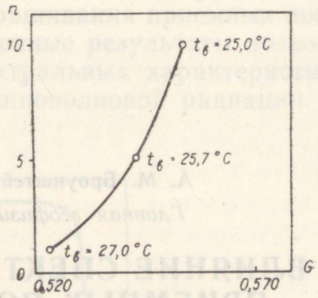


Рис. 6. Зависимость нисходящего потока длинноволновой радиации от облачности (G в *кал/см²·мин*).

вается, приближаясь к $E(T_в)$ (рис. 6). Длинноволновый баланс имеет суточный ход, подобный суточному ходу восходящего потока с максимумом в послеполуденные и минимумом в ночные часы. Полученные зависимости потоков длинноволновой радиации от температуры почвы и облачности хорошо согласуются с данными ряда авторов [6], которые получали потоки длинноволновой радиации с помощью балансомеров и пиргеометров.

На основании проведенных испытаний РТЭ в лабораторных [5] и полевых условиях, а также на основании сравнения их показаний с данными актинометрических приборов можно считать, что с помощью отдельных экземпляров датчиков РТЭ уже сейчас можно получать составляющие радиационного баланса с достаточной надежностью. Большинство же РТЭ еще требует существенной доработки. Следует устранить такие серьезные недостатки, как: 1) влияние коротковолновой радиации на показания РТЭ-KRS-5, 2) недостаточно надежную герметичность баллона датчика, особенно у РТЭ 2-ой конструкции. Лишь после этого РТЭ могут быть использованы для решения тех задач, ради которых они создавались: а) измерения лучистых притоков тепла в приземном слое атмосферы в дневных и ночных условиях, б) измерения потоков радиации с самолета и определения вертикальных профилей радиационных потоков и радиационного баланса, в) определения вариаций потоков радиации с самолета в условиях переменной облачности с целью построения структуры поля радиации. После устранения указанных недостатков РТЭ можно более широко использовать для измерений радиационного баланса и его составляющих.

Авторы выражают благодарность М. С. Малкевичу за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Росс Ю. К., Сулев М. А., Янишевский Ю. Д., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Наука», М., 1964.
2. Козырев Б. П., Труды ГГО, вып. 166, 1964.
3. Катулин В. А., Малкевич М. С., Малков И. П., Розенберг Г. В., Юркова Л. И., Труды ГГО, вып. 166, 1964.
4. Катулин В. А., Козырев Б. П., Малкевич М. С., Розенберг Г. В., Фарапонова Г. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Наука», М., 1964.
5. Фарапонова Г. П., Исследование радиационных термоэлементов, предназначенных для измерения потоков радиации в атмосфере, настоящий сб., стр. 202.
6. Кондратьев К. Я., Актинометрия, Гидрометеоиздат, Л., 1965 г.

А. М. Броунштейн, К. Д. Лебедева, С. И. Сивков

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЕМНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИБОРОВ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОТОКОВ

A. M. Brounstein, K. D. Lebedeva, S. I. Sivkov

Main Geophysical Observatory, Leningrad

INFLUENCE OF SPECTRAL CHARACTERISTICS OF RECEIVING SURFACES OF INSTRUMENTS ON THE ACCURACY OF MEASURING RADIANT FLUXES

Точность измерения радиационных потоков, сложных по спектральному составу, в значительной степени зависит от спектральных характеристик чувствительности приборов, применяемых для измерения. Идеальный приемник радиации — абсолютно черное тело вследствие сложности конструкции может быть применен только для эталонных измерений. Обычно применяются приборы с приемными поверхностями, поглощательная способность которых меняется с длиной волны измеряемой радиации.

В огромном большинстве случаев актинометрические приборы градуируются по прямой солнечной радиации, а измеряется ими рассеянная и суммарная радиация при различных условиях облачности, радиация, отраженная естественными поверхностями с очень различными свойствами, и даже длинноволновая радиация атмосферы и деятельной поверхности. Все эти потоки по спектральному распределению различаются между собою и отличаются от потока прямой солнечной радиации. Эти различия вносят в результаты измерения ошибки, которые могут быть оценены и учтены, если известны спектральные характеристики чувствительности приборов, а также спектральный состав измеряемых потоков радиации.

До недавнего времени количественная оценка ошибок, возникающих из-за различий спектрального состава радиационных потоков, затруднялась отсутствием надежных данных о спектральной чувствительности актинометрических приборов. В течение 1965—1966 гг. по заказу Главной геофизической обсерватории на кафедре ОЭВТ Ленинградского электротехнического института были получены спектральные характеристики некоторых актинометрических приборов, в том числе приборов, предназначенных для проведения международных сравнений. Методика измерений и спектральные характеристики приборов опубликованы в статье Б. П. Козырева и В. А. Бученкова [1]. Был исследован пиранометр Молля—Горчинского (прибор с черной приемной поверхностью), а также пиранометры Янишевского, Дирмхирн и Эппли (приборы с черно-белой поверхностью) и балансомеры Янишевского, Кью и Шульце.

В совместной работе [2] ГГО и ЛЭТИ было проведено также исследование спектральных характеристик черных и белых покрытий, применяемых различными изготовителями для окрашивания приемных поверхностей актинометрических приборов. Полученные результаты позволяют сделать некоторые выводы о влиянии спектральных характеристик на точность измерений коротковолновой и длинноволновой радиации.

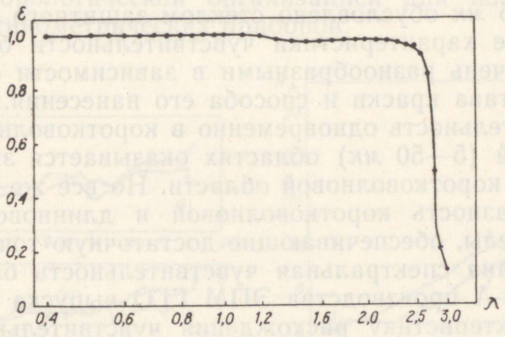


Рис. 1. Спектральная чувствительность пиранометра Молля-Горчинского [1] (λ в *мк*, максимальная чувствительность принята за 1).

Спектральная чувствительность пиранометра Молля—Горчинского представлена на рис. 1. Из графика видно, что чувствительность остается постоянной в пределах 0,4—1,2 *мк*, от 1,2 до 2,3 *мк* она понижена на 2%, но также постоянна, а после 2,5 *мк* происходит быстрое снижение чувствительности вследствие поглощения радиации более длинных волн стеклянным колпаком пиранометра. Принимая во внимание, что энергия прямой, рассеянной и отраженной радиации сосредоточена главным образом в коротковолновой ($\lambda < 1$ *мк*) области спектра, можно считать пиранометр Молля—Горчинского прибором практически неселективным.

Пиранометр Янишевского обнаруживает понижение чувствительности (рис. 2) как для коротких ($\lambda < 0{,}6$ *мк*), так и для длинных ($\lambda > 1$ *мк*) волн. При этом чувствительность падает значительно быстрее, чем у пиранометра Молля—Горчинского. Это изменение чувствительности определяется спектральной поглощательной способностью белых покрытий приемных поверхностей (окиси магния или углекислого магния), так как черные покрытия в области 0,3—3 *мк*, как и у пиранометра Молля—Горчинского, практически неселективны. На рис. 3 представлены спектральные характеристики белых пиранометрических по-

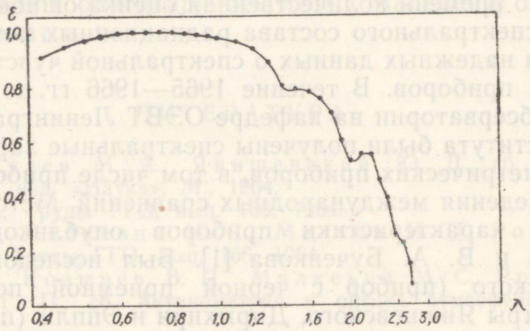


Рис. 2. Спектральная чувствительность пиранометра Янишевского № 10612, по [1].

крытий из углекислого магния и окиси магния, применяемые ЭПМ ГГО и ЦБП. Как можно видеть из графика, оба образца оказываются очень сходными по спектральным характеристикам чувствительности как между собою, так и с пиранометром, где дополнительное поглощение в области $\lambda > 2{,}5$ *мк* обусловлено стеклом защитного колпака.

Спектральные характеристики чувствительности балансомеров могут получаться очень разнообразными в зависимости от толщины красящего слоя, состава краски и способа его нанесения. Обеспечить одинаковую чувствительность одновременно в коротковолновой (0,3—3 *мк*) и длинноволновой (5—50 *мк*) областях оказывается значительно труднее, чем в одной коротковолновой области. Но все же практически возможно ввести разность коротковолновой и длинноволновой чувствительности в пределы, обеспечивающие достаточную точность измерений. На рис. 4 показана спектральная чувствительность балансомера Янишевского № 4088-А производства ЭПМ ГГО выпуска 1961 г. За количественную характеристику расхождения чувствительности в коротковолновой и длинноволновой областях здесь и в дальнейшем принято отношение чувствительности при $\lambda = 0{,}75$ *мк* к чувствительности при $\lambda = 15$ *мк*. Первая из этих длин волн делит на равные части поток солнечной радиации при высоте Солнца в 30° и средних условиях прозрачности атмосферы, вторая делит на равные части поток излучения черного тела при температуре 0°.

Для балансомера № 4088-А отношение чувствительностей составляет 0,95 и, таким образом, чувствительность этого прибора к длинноволновой радиации на 5% меньше чувствительности его к коротковолновой радиации. Такое же соотношение получено при градуировках этого при-

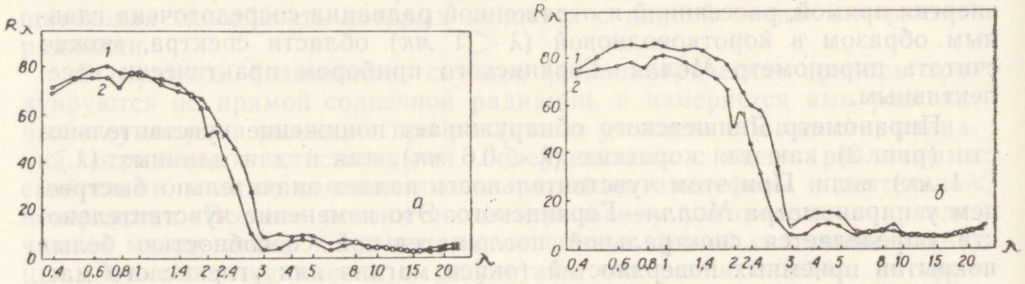


Рис. 3. Спектральные характеристики по [2] белых пиранометрических покрытий из углекислого магния *а* и окиси магния *б*: *1* — до начала испытаний (июнь 1965 г.), *2* — после 3-месячного испытания (декабрь 1965 г., λ в *мк*, R_λ в процентах).

бора по солнечной радиации днем и по пиргеометру Онгстрема при безоблачном небе в ночных условиях 1962—63 гг. [3].

Однако в ряде работ [4—6] при исследовании значительного количества балансомеров, было отмечено большое разнообразие отношений чувствительностей коротковолновой и длинноволновой областей (от 5 до 40%, при среднем значении около 20%).

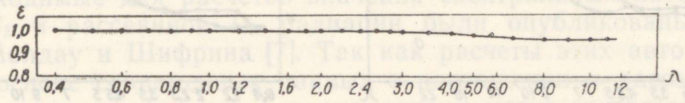


Рис. 4. Спектральная чувствительность балансомера Янишевского № 4088-А, по [1] (λ в *мк*).

Исследование образцов черных балансомерных покрытий подтверждает эти ранее полученные другими методами результаты. На рис. 5 и 6 представлены спектральные характеристики чувствительности некоторых образцов покрытий. На рис. 5 приведены спектральные кривые чувствительности для черного матового лака Парсонса, рекомендуемого Всемирной метеорологической организацией для покрытия приемных поверхностей актинометрических приборов.

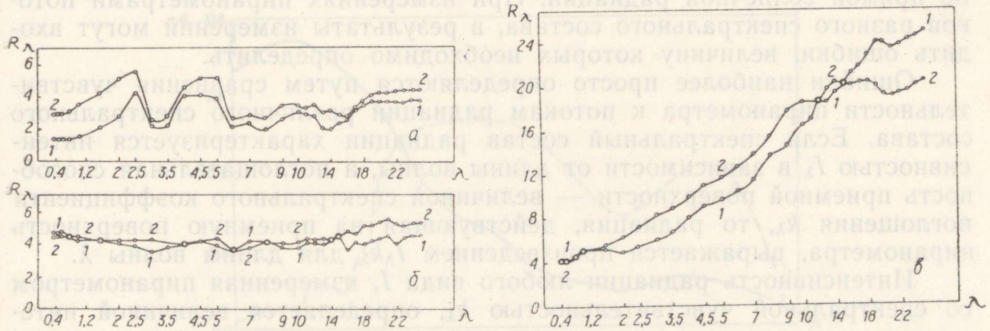


Рис. 5. Спектральные коэффициенты отражения по [2] черного матового лака Парсонса *а*, черного пиранометрического покрытия ЦБП *б* и черного балансомерного покрытия ГГО *в*: *1* — до начала испытаний, *2* — после 3-месячного испытания (λ в *мк*, R_λ в процентах).

В литературе можно встретить противоречивые указания об изменении спектрального коэффициента поглощения поверхностей, покрытых этим лаком (от 2—3% в пределах 0,3—20 *мк* по Драммонду, до 20% по Шульце). Полученные кривые для лака обнаруживают волнообразные колебания чувствительности, однако, небольшие по амплитуде, в пределах $\pm$1,5% от среднего значения и, таким образом, лак Парсонса следует считать одним из лучших покрытий благодаря незначительной селективности. Интересно отметить, что еще большее постоянство чувствительности обнаружено для черного покрытия, применяемого ЦБП для окрашивания приемных поверхностей пиранометров. При повышении устойчивости этого покрытия по отношению к атмосферным воздействиям, оно могло бы с успехом применяться и для окрашивания открытых приемных поверхностей балансомеров.

Наряду с этими вполне доброкачественными покрытиями встречаются и покрытия с очень большими расхождениями чувствительностей. Например, покрытие, применявшееся в ГГО ($k_{0,75}/k_{15} = 1{,}23$) и в ЦБП и ААНИИ ($k_{0,75}/k_{15} = 1{,}04$—$1{,}09$). Для лака Парсонса $k_{0,75}/k_{15} = 1{,}01$.

Полученные характеристики спектральной чувствительности приборов позволяют решить вопрос о точности измерения радиационных по-

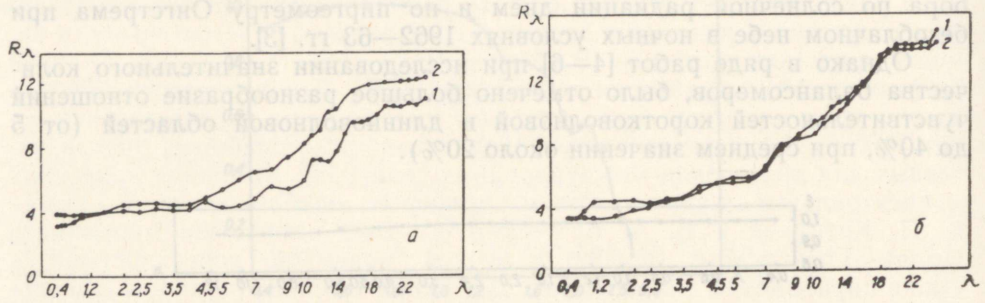


Рис. 6. Спектральные коэффициенты отражения по [2] черного балансомерного покрытия ЦБП *а* и черного балансомерного покрытия ААНИИ *б*: *1* — до начала испытаний, *2* — после 3-месячного испытания (λ в *мк*, R_λ в процентах).

токов различного спектрального состава пиранометрами, которыми измеряются столь различные по спектральному составу потоки, как рассеянная и суммарная радиация ясного, облачного и пасмурного неба, радиация, отраженная поверхностью при ландшафтах различного типа с отсутствием снежного покрова, и радиация, отраженная снежным покровом. Пиранометры, измеряющие различные потоки, градуируются по прямой солнечной радиации. При измерениях пиранометрами потоков разного спектрального состава, в результаты измерений могут входить ошибки, величину которых необходимо определить.

Ошибки наиболее просто определяются путем сравнения чувствительности пиранометра к потокам радиации различного спектрального состава. Если спектральный состав радиации характеризуется интенсивностью I_λ в зависимости от длины волны, а поглощательная способность приемной поверхности — величиной спектрального коэффициента поглощения k_λ, то радиация, действующая на приемную поверхность пиранометра, выражается произведением $I_\lambda k_\lambda$ для длины волны λ.

Интенсивность радиации любого вида I, измеренная пиранометром со спектральной чувствительностью k_λ, определяется величиной интеграла $\int_0^\infty I_\lambda k_\lambda d\lambda$. Интенсивность радиации, падающей на приемную поверхность пиранометра, выражается интегралом $\int_0^\infty I_\lambda d\lambda$. Величина отношения

$$\int_0^\infty I_\lambda k_\lambda d\lambda : \int_0^\infty I_\lambda \, d\lambda = k$$

определяет относительную интегральную чувствительность прибора или величину, обратную его переводному множителю.

При градуировках пиранометров переводный множитель определяется по отношению к прямой солнечной радиации и предполагается, что его величина остается неизменной также при измерениях рассеянной радиации D, суммарной Q и отраженной $R = Q \cdot A$ при различных значениях альбедо A, т. е. выполняются равенства

$$k = \int_0^\infty S_\lambda k_\lambda \, d\lambda : \int_0^\infty S_\lambda \, d\lambda = \int_0^\infty D_\lambda k_\lambda \, d\lambda : \int_0^\infty D_\lambda \, d\lambda = \ldots \quad \text{и т. д.}$$

В действительности из-за селективности приборов эти отношения неравны. Если принять величину первого отношения за единицу, то ошибка за счет спектрального состава радиации при измерениях D, Q и R будет определяться величиной отклонения соответствующих отношений от единицы.

Так как спектральное распределение радиации различных видов очень трудно представить интегрируемыми функциями, то величины S_λ, D_λ, Q_λ обычно вычисляются для достаточно узких спектральных промежутков, а интегрирование по длинам волн заменяется суммированием по всему измеряемому диапазону длин волн (для пиранометров от 0,3 до 3 *мк*).

Необходимые для расчетов значения спектральных интенсивностей прямой S_λ и рассеянной D_λ радиации были опубликованы в работе Авасте, Молдау и Шифрина [7]. Так как расчеты этих авторов выполнены на основе современных данных о поглощении и рассеянии света в атмосфере, то полученные ими результаты могут считаться близкими к действительности. Для наших расчетов были использованы величины S_λ и D_λ, соответствующие высоте Солнца в 30° ($m = 2$) и «стандартной радиационной модели» Шифрина, т. е. оптической плотности атмосферы $\tau_0 = 0{,}3$ и количеству «осажденной воды» — 2,1 *см*. Величины S_λ и D_λ, указанные в работе Авасте, Молдау и Шифрина, переводились в относительные интенсивности путем деления на интегральные значения S и D. Таким образом, интегральная интенсивность каждого вида радиации принималась равной единице. Величины Q_λ получались путем суммирования спектральных интенсивностей прямой радиации на горизонтальную поверхность S'_λ и D_λ.

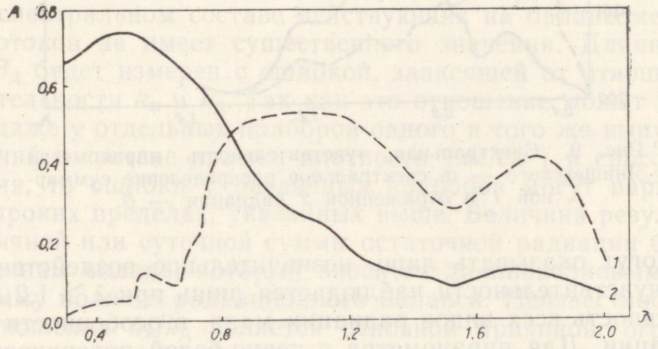


Рис. 7. Спектральное альбедо зеленой поверхности *1* и снега *2*.

Вычисление спектральных интенсивностей отраженной радиации производилось для поверхности, свободной от снежного покрова и соответствующей условиям зеленого ландшафта, а также для поверхности, покрытой снежным покровом. Величины A_λ для этих условий взяты из работы Дирмхирн, они также использовались Авасте, Молдау и Шифриным для их расчетов. Ход величин A_λ представлен графически на рис. 7.

Спектральное распределение интенсивностей прямой радиации на горизонтальную поверхность и рассеянной радиации (нормированное по площадям) представлено на рис. 8, а суммарной и отраженной радиации на рис. 9. Как можно видеть из этих рисунков, спектральное распределение радиации этих видов получается очень различным.

Для учета радиации, воздействующей на прибор, были использованы относительные спектральные характеристики чувствительности, полученные для пиранометров Молля—Горчинского с черной поверхностью и Янишевского с черно-белой поверхностью (рис. 1 и 2). Наиболее высокая чувствительность принята равной единице. Спектральная чувствительность пиранометра Янишевского изображена на рис. 9, а. Из этих спектральных характеристик видно, что на показания пиранометра с черной поверхностью различия в спектральном составе измеряемой

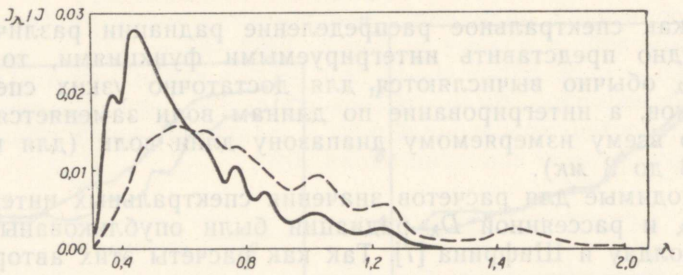


Рис. 8. Спектральное распределение относительных интенсивностей прямой *1* и рассеянной *2* радиации в процентах от интегрального потока при $m = 2$, $\tau_0 = 0{,}3$ и $W = 2{,}1$ *см*.

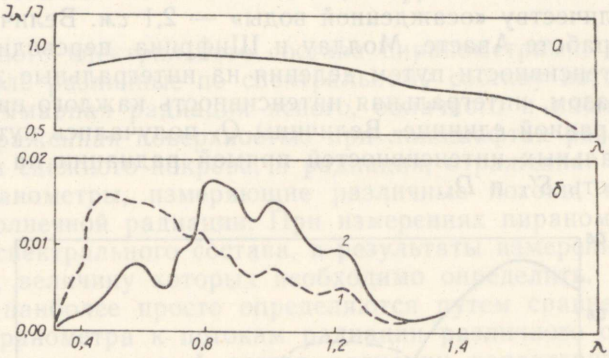


Рис. 9. Спектральная чувствительность пиранометра Янишевского — *а*, спектральное распределение суммарной *1* и отраженной *2* радиации — *б*.

радиации могут оказывать лишь незначительное воздействие, так как понижение чувствительности наблюдается лишь при $\lambda > 1{,}2$ *мк*, в которой интенсивность всех видов радиации мала, в особенности для рассеянной радиации. Для пиранометра с черно-белой поверхностью можно ожидать несколько большей зависимости показаний от спектрального состава падающей радиации. Но и в этом случае зависимость не может быть значительной, так как смещение максимума кривой спектрального распределения радиации относительно кривой спектральной чувствительности прибора вызывает изменение чувствительности на коротковолновом участке кривой, в значительной степени компенсируемое изменением противоположного знака на длинноволновом участке. К тому же при $\lambda < 0{,}5$ *мк* относительная чувствительность все же близка к единице, а при $\lambda > 1{,}2$ *мк* быстрое падение чувствительности не имеет существенного значения, так как в этой области измеряемая интенсивность невелика.

Результаты расчетов подтверждают правильность этих предварительных соображений. Если принять за единицу показания приборов при измерении прямой радиации, то измерение других видов радиации дает следующие результаты:

	S	$D_{\text{летн}}$	$D_{\text{сн}}$	$R_{\text{летн}}$	$R_{\text{сн}}$
Пиранометр с черной поверхностью	1,000	1,010	1,010	1,009	1,011
Пиранометр с черно-белой поверхностью	1,000	1,016	1,019	1,021	1,034

Таким образом, пиранометр с черной поверхностью, градуированный по прямой радиации, завышает на 1% измеренные им интенсивности рассеянной радиации безоблачного неба и отраженной радиации независимо от интегрального альбедо деятельной поверхности. Пиранометр с черно-белой поверхностью, градуированный по прямой радиации, также завышает интенсивность рассеянной радиации безоблачного неба на 1,5—2% и отраженной радиации на 2—3,5% в зависимости от величины альбедо. Заметная величина ошибки получается только для радиации, отраженной от поверхности снега.

Систематические расхождения в показаниях пиранометров с черной и черно-белой поверхностью также невелики и составляют около 1% для всех видов радиации, кроме радиации, отраженной от снега, когда расхождения возрастают до 2,5%. Этот вывод подтверждается результатами международных сравнений пиранометров, также опубликованными в настоящем сборнике [8].

Таким образом, хотя принципиально более правильно измерять радиацию пиранометрами с черной приемной поверхностью, показания приборов обоих типов можно считать практически равноценными, поскольку расхождения между ними лежат в пределах точности измерений.

При измерениях радиационного баланса прибором, градуированным по прямой солнечной радиации, правильно измеряется коротковолновый радиационный баланс, так как для черной поверхности балансомера различие в спектральном составе действующих на балансомер коротковолновых потоков не имеет существенного значения. Длинноволновый же баланс $B_д$ будет измерен с ошибкой, зависящей от отношения величин чувствительности $k_к$ и $k_д$. Так как это отношение может получаться различным даже у отдельных приборов одного и того же выпуска вследствие различий в составе краски, плотности ($мг/см^2$) и способе нанесения покрытия, то ошибки у различных приборов могут варьировать в довольно широких пределах, указанных выше. Величина результативной ошибки месячной или суточной суммы остаточной радиации будет зависеть от величины вклада, который вносится длинноволновым балансом в общую сумму полного радиационного баланса. Неизвестность точного значения отношения $k_к/k_д$ является основной причиной, ограничивающей точность современных сетевых измерений радиационного баланса.

Для устранения или, по крайней мере, сведения к минимуму этой ошибки необходима стандартизация красящих покрытий, а также разработка и точное соблюдение технологии окрашивания на предприятиях, изготовляющих и ремонтирующих приборы. Таким путем возможно ввести ошибки за счет различий спектральной чувствительности в предел 5—10%. Для дальнейшего повышения точности измерений нужно для каждого отдельного балансомера производить градуировку не только по коротковолновой, но и по длинноволновой радиации для возможно более точного определения величины отношения $k_к/k_д$ и учета его при обработке измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козырев Б. П., Бученков В. А., Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, **2**, № 5, 540, 1966.
2. Броунштейн А. М., Козырев Б. П., Лебедева К. Д., Сивков С. И., Труды ГГО, вып. 213, 1968.
3. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К., Труды ГГО, вып. 174, 62, 1965.
4. Андреева Н. Н., Труды ААНИИ МИФ СССР, **229**, 147, 1961.
5. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Труды ГГО, вып. 129, 3, 1962.
6 Лебедева К. Д., Сивков С. И., Ястребова Т. К., Труды ГГО, вып. 160, 20, 1964.

7. Авасте О., Молдау Х., Шифрин К. С., Исследования по физике атмосферы ИФА АН ЭССР, № 3, 23, 1962.
8. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Фатеева К. А., Янишевский Ю. Д., Ястребова Т. К., настоящий сб., стр. 230.

Abstract

The sensitivity of the Moll-Gorczynsky pyranometer with black receiver, estimated with direct solar radiation, is found by 1 per cent higher for the diffuse radiation of cloudless sky and for reflected radiation. The Yanishevsky pyranometer with black and white receiver similarly calibrated with the direct solar radiation increases the diffuse blue sky radiation by 1,5 per cent and by 2 per cent when a snow cover exists. The reflected radiation of the green surface is measured too high by 2 per cent and that of the snow cover — by 3 per cent.

The error of the balancemeters (net-pyrradiometers) due to the selectivity is defined by the relation of short-wave to long-wave sensitivity ($\lambda = 0.75\ \mu$ and $\lambda = 15\ \mu$) and that can vary a large range (5—40 per cent for a single instrument).

В. А. Клеванцова, И. А. Покровская

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

О ВЛИЯНИИ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА ПОКАЗАНИЯ ПИРГЕЛИОМЕТРОВ С РАЗНЫМИ ДЛИНАМИ ТРУБОК

V. A. Klevantsova, I. A. Pokrovskaya

Main Geophysical Observatory, Leningrad

ON INFLUENCE OF THE SUN'S OREOL RADIATION ON READINGS OF PYRHELIOMETERS WITH VARIOUS LENGTHS OF TUBES

В ГГО проводилась работа по оценке погрешностей при сравнениях пиргелиометров с разными углами отверстий, возникающих за счет воздействия на приемник околосолнечной радиации. Влияние околосолнечной радиации на показания пиргелиометров исследовалось в зависимости от произведения фактора мутности по Линке T на оптическую массу по Бемпораду m. Для оценки погрешностей проводились сравнения показаний приемника пиргелиометра Онгстрема № 250 при использовании его попеременно с короткой и длинной трубками. Приемные отверстия в обеих трубках одинаковые (5×23 *мм*^{2}), а расстояния от приемных полосок до входных отверстий равны, соответственно, 52 и 100 *мм*.

Сравнение показаний при разных трубках производилось посредством термоэлектрического актинометра, наблюдения по которому велись параллельно с наблюдениями по пиргелиометру. Работа проводилась в 1965 г. в Карадаге при небольших значениях mT (в пределах от 3 до 7), которые обычно считаются удовлетворительными для поверки пиргелиометров.

За основную была принята короткая трубка и для приемника с длинной трубкой определялись значения постоянной пиргелиометра K. Каждое значение K определялось из серии в 10 отсчетов. Всего проведено 30 серий наблюдений.

Полученные значения K, в зависимости от произведения mT, приведены на рис. 1. Разброс точек на графике соизмерим с изменением величины K, однако видно, что значение K возрастает с увеличением mT. Увеличению mT с 4 до 6 соответствует увеличение K приблизительно на 0,4%.

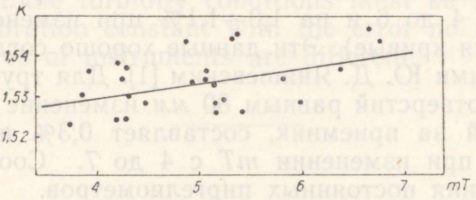


Рис. 1. Зависимость постоянной пиргелиометра № 250 с длинной трубкой от mT.

По этим же материалам были найдены разности значений прямой солнечной радиации ΔS, вычисленные по показаниям пиргелиометра с длинной и кроткой трубками, при использовании для обеих трубок одного и того же значения постоянной K. Эта разность при разных значениях mT составляет от 0,01 до 0,02 *кал/см²·мин*. Разности ΔS, выраженные в процентах от величины радиации S, были осреднены для целых значений mT. На рис. 2 (верхняя сплошная кривая) приведена зависимость $\Delta S/S$ от mT. Следует отметить, что величина разности ΔS зависит не только от углов отверстий трубок пиргелиометра, но и от других деталей геометрии трубок, однако, ход кривой определяется только величиной разности околосолнечной радиации, попадающей на приемник при длинной и при короткой трубках.

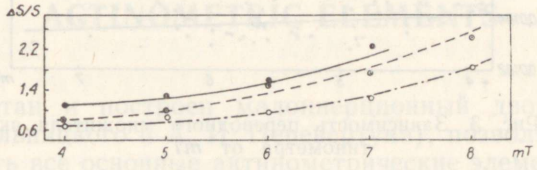


Рис. 2. Зависимость от mT разности интенсивностей околосолнечной радиации (в %), приходящей на приемник пиргелиометра через короткую и длинную, короткую и среднюю трубки.

Для оценки погрешностей градуировки пиргелиометров использовалась также специальная насадка к короткой трубке пиргелиометра № 542. Эта насадка позволяет расположить перед приемным отверстием на расстоянии 50 или 30 *мм* от него пластинку, равную по площади приемному отверстию. Таким образом, на приемник пиргелиометра попадает только радиация, соответствующая разности интенсивностей радиации, падающей на приемник через короткую и длинную или через короткую и среднюю трубки (расстояние от приемников до входного отверстия 80 *мм*).

Проведено 23 серии измерений (по 10 отсчетов в серии) с пластинкой на расстоянии 50 *мм* и 19 серий с пластинкой на расстоянии 30 *мм*. Полученные значения выражены в процентах к прямой радиации

и осреднены для целых значений mT. Результат приведен на рис. 2. Пунктирная линия представляет зависимость $\Delta S/S$ от mT в случае, когда пластинка находится на расстоянии 50 *мм* от приемного отверстия. Эта кривая хорошо согласуется с верхней кривой, полученной из сравнения показаний пиргелиометра № 250 с короткой и длинной трубками. Нижняя кривая на рис. 2 представляет зависимость $\Delta S/S$ от mT для случаев, когда пластинка располагалась на расстоянии 30 *мм* от приемного отверстия.

Из рис. 2 следует, что изменение интенсивности радиации, приходящей на приемник, составляет для длинной трубки 0,5—0,6% при изменении mT от 4 до 6 и на 1,0—1,1% при изменении mT с 4 до 7 (верхняя и средняя кривые). Эти данные хорошо согласуются с результатами, полученными Ю. Д. Янишевским [1]. Для трубки с расстоянием от приемника до отверстий равным 80 *мм* изменение интенсивности радиации, падающей на приемник, составляет 0,3% при изменении mT с 4 до 6 и 0,7% при изменении mT с 4 до 7. Соответственно этому меняются и значения постоянных пиргелиометров.

Зависимость переводных множителей актинометра от интенсивности околосолнечной радиации при поверке их по пиргелиометрам Онгстрема исследовалась Ю. Д. Янишевским [1] и Ю. К. Россом [2]. Приведенные ими экспериментальные данные свидетельствуют об уменьшении переводных множителей актинометров с увеличением mT.

При проверке пиргелиометров нами накоплен материал, который позволяет оценить погрешность, являющуюся следствием неучета изменения mT при градуировке по пиргелиометрам Онгстрема стандартных термоэлектрических актинометров. Зависимость переводного множителя актинометра a от mT представлена на рис. 3. Актинометр сравнивался с пиргелиометром № 250 с короткой трубкой. При сравнениях температура менялась в пределах от 22 до 28°. Значения переводного множителя, нанесенные на график, приведены к температуре 25°.

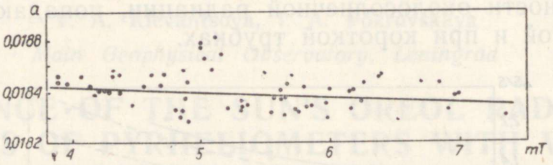


Рис. 3. Зависимость переводного множителя актинометра от mT.

Из рис. 3 следует, что значение переводного множителя актинометра уменьшается на величину порядка 0,9% при увеличении mT с 4 до 7. При сравнении с пиргелиометром с длинной трубкой переводный множитель актинометра также уменьшается с возрастанием mT, причем на большую величину.

Из представленных материалов следует, что сравнение пиргелиометров или образцовых актинометров с разными углами отверстий должно производиться только при определенных, ограниченных значениях mT (например, при значениях mT от 4 до 6). Несоблюдение этого условия вызывает погрешности градуировки, зависящие от изменения mT, превосходящие 0,5%. Увеличение числа серий при сравнениях не уменьшит этой ошибки, так как она является систематической. Соблюсти это условие практически возможно только для ограниченного количества приборов. Поэтому для массовой поверки образцовых пиргелиометров и актинометров необходим серийный выпуск пиргелиометров Ю. Д. Янишевского с круглым приемным отверстием со стандартным углом 10°.

ЛИТЕРАТУРА

1. Янишевский Ю. Д., Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания, т. VI, Гидрометеоиздат, 1963, стр. 272.
2. Росс Ю. К., Исследования по физике атмосферы ИФА АН ЭССР, № 1, 43, 1959.

Abstract

The comparisons of Ångström pyrheliometers with different lengths of tubes and a Yanishevsky thermoelectric actinometer have been made. It was shown that the turbidity conditions must be limited strictly for obtaining the calibration constant with the error no more than 0.5 per cent if the apertures of instruments are different.

Л. В. Гульницкий, А. И. Перевернут, Е. С. Сарсенбаев, Я. А. Фишер, Л. Ф. Ильина
Казахский политехнический институт, Алма-Ата

Д. А. Уралбаев, М. П. Остяков
Казахский сельскохозяйственный институт, Алма-Ата

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОСНОВНЫХ АКТИНОМЕТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

L. V. Gulnitsky, A. I. Perevertun, E. S. Sarsenbayev, A. Y. Fischer, L. F. Ilyina
Kazakh Polytechnical Institute, Alma-Ata

D. A. Uralbayev, M. P. Ostiakov
Kazakh Agricultural Institute, Alma-Ata

ABSOLUTE MEASUREMENTS OF BASIC ACTINOMETRIC ELEMENTS

1. Разработан и построен малоинерционный двойной радиометр ГП-2 (Л. В. Гульницкого и А. И. Перевертуна), позволяющий измерять и регистрировать все основные актинометрические элементы абсолютными методами с точностью на порядок, превышающий соответствующую в актинометрической практике измерений актинометрических элементов.

2. Разработана, построена и исследована в лабораторных и естественных условиях актинометрическая станция ГМПФ-2 абсолютных приборов Л. В. Гульницкого, И. И. Масленникова, А. И. Перевертуна, Я. А. Фишера. Актинометрическая станция ГМПФ-2 обеспечивает измерения всех основных актинометрических элементов.

3. Тепловая инерция приемных пластинок радиометра ГП-2 не превышает 30 *сек.* Абсолютные измерения актинометрических элементов как радиометром, так и приборами актинометрической станции могут производиться методами при стационарном и нестационарном тепловых состояниях приемных пластинок приборов.

4. Исследованы тепловые и радиационные характеристики радиометра ГП-2 и всех приборов актинометрической станции ГМПФ-2.

5. Разработана новая технология изготовления приемных пластинок радиометра, обеспечивающая их механическую прочность и постоянство физических параметров вне зависимости от длительности эксплуатации прибора.

6. При обработке наблюдений над интенсивностью радиации, величины подогревов электрическим током приемных пластинок редуцируются за краевой эффект и коэффициент чернения приемных пластинок.

7. Измерения всех основных актинометрических элементов радиометром ГП-2 абсолютными методами позволяют измеряемые величины выражать с высокой точностью в объединенной актинометрической шкале.

8. Установлено, что ошибки абсолютных измерений радиометром ГП-2 и актинометрической станции ГМПФ-2 не превышают: для интенсивности прямой солнечной радиации $\pm 0{,}002$ *кал/см²·мин*, для интенсивности рассеянной радиации $\pm 0{,}004$ *кал/см²·мин*, для эффективной радиации и радиационного баланса деятельного слоя $\pm 0{,}01$ *кал/см²·мин*.

9. Изготовление радиометра ГП-2 и актинометрической станции ГМПФ-2 может быть осуществлено в условиях сравнительно небольших экспериментальных мастерских, какими обычно располагают вузы и исследовательские институты нашей страны.

10. Доступность изготовления радиометра ГП-2 и актинометрической станции ГМПФ-2 позволит в короткий срок обеспечить абсолютными актинометрическими приборами актинометрическую сеть станций СССР.

К. Д. Лебедева, С. И. Сивков, К. А. Фатеева, Ю. Д. Янишевский, Т. К. Ястребова

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

О СРАВНИМОСТИ ПОКАЗАНИЙ ПИРАНОМЕТРОВ И БАЛАНСОМЕРОВ РАЗНЫХ ТИПОВ

K. D. Lebedeva, S. I. Sivkov, K. A. Fateyeva, Y. D. Yanishevsky, T. K. Yastrebova

Main Geophysical Observatory, Leningrad

COMPARATIVITY OF MEASUREMENTS MADE WITH DIFFERENT TYPES OF PYRANOMETERS AND NET RADIOMETERS

1. Организация и задачи сравнений

В целях выяснения вопроса о сравнимости измерений рассеянной, суммарной радиации и радиационного баланса, производимых на мировой сети актинометрических станций, и в соответствии с решением Комиссии по приборам и методам наблюдений ВМО в 1965 г. были организованы международные сравнения наиболее распространенных типов пиранометров и балансомеров. Сравнения пиранометров должны были проводиться в СССР (Ленинград), Австрии (Вена), Индии (Пуна), Швейцарии (Женева); сравнения балансомеров — в СССР (Ленинград), ФРГ (Гамбург), Индии (Пуна), Австралии (Аспендель).

2. Краткая характеристика сравниваемых приборов и регистрирующей аппаратуры

На сравнения были представлены термоэлектрические пиранометры следующих 4-х типов:

а) пиранометр Янишевского с приемной поверхностью, состоящей из чередующихся черных и белых квадратов;

б) пиранометр Молля—Горчинского с черной приемной поверхностью и двойным стеклянным колпаком;

в) пиранометр Эппли с приемной поверхностью из черного и белого концентрических колец;

г) звездчатый пиранометр Дирмхирн (Star-pyranometer) с приемной поверхностью из чередующихся черных и белых секторов.

В сравнениях балансомеров участвовали 4 типа термоэлектрических балансомеров:

а) балансомер конструкции Янишевского (М-10) с открытой черной приемной поверхностью, окрашенной лаком Парсонса;

б) балансомер обсерватории Кью — вариант балансомера Суоми и Франсилла с открытой черной приемной поверхностью, обдуваемый при измерениях потоком воздуха с постоянной скоростью;

в) балансомер Функа с черной с белым крестом приемной поверхностью, защищенной тонким полиэтиленовым колпачком, полусферическая форма которого поддерживается при измерениях поддуванием изнутри сухим азотом;

г) балансомер Шульце с черной приемной поверхностью, защищенной полиэтиленовым полусферическим колпачком, вентилируемым снаружи потоком воздуха при помощи вентилятора.

Все приборы были поставлены на непрерывную регистрацию. Регистраторами служили электронные потенциометры типа еКВТ, ЭПП-09, ЭПП-09М2, ПС1-07 и самопишущие милливольтметры типа МСЩПр06-18 и МСЩПр-354.

В весенне-летний период в качестве делителя напряжения применялось шунтирование для отдельных каналов потенциометров и добавочные сопротивления для МСЩ. Для регистрации скорости ветра использовался самописец ветра типа М-12.

3. Установка приборов

Сравниваемые пиранометры были установлены на плоской крыше актинометрического павильона в Воейково на высоте 12 *м* над поверхностью земли. Расстояние между приборами около 1 *м*. Горизонт на месте установки был открыт.

Сравниваемые балансомеры устанавливались над естественной подстилающей поверхностью на высоте 1,5 *м*; высота установки над снегом в течение зимнего периода изменялась от 100—70 *см*. Приборы располагались по одной линии с востока на запад на расстоянии 2 *м* друг от друга. Все приборы не были затенены от прямой солнечной радиации, т. е. регистрировали суммарную радиацию и полный радиационный баланс.

4. Градуировка

Перед установкой на регистрацию все приборы были отградуированы по коротковолновой радиации с помощью контрольных актинометров типа АТ-50 (№ 533 в паре с гальванометром ГСА-1 № 537 и актинометра № 485 в паре с гальванометром № 1725), отградуированных в Международной пиргелиометрической шкале. Отклонения от сертификатных данных для всех сравниваемых приборов оказались небольшими и составляли от 1 до 3%. Так как регистраторы подвергались некоторой переделке после их промышленного выпуска, то они тоже были отградуированы с помощью источника регулируемого напряжения и образцового потенциометра.

За период сравнений градуировки пиранометров и балансомеров осуществлялись в естественных условиях регулярно, кроме января, ноября и декабря 1965 г., когда их проведение было невозможно из-за отсутствия ясных дней. Все градуировки проведены по коротковолновой прямой солнечной радиации с одними и теми же контрольными приборами ТЭА 533/ГСА 537 для пиранометров и ТЭА 485/ГСА 1725 для балансомеров. Градуировка пиранометров в паре с регистратором производилась методом «солнце — тень», в большинстве случаев при горизонтальном положении приемной поверхности при высотах Солнца не меньших 20°. В отдельных случаях для контроля градуировка производилась на перпендикулярную к солнечным лучам поверхность. Переводные множители, полученные при горизонтальном положении приемных поверхностей, приводились к высоте Солнца в 90°. Для всех сравниваемых пиранометров зависимость чувствительности от угла падения радиации была определена в ЦЛП ГГО. Градуировка балансомеров при малых высотах Солнца ($h_{\odot} < 30$—$35°$) осуществлялась по коротковолновой радиации на перпендикулярную к солнечным лучам поверхность методом «солнце — тень», как в паре с регистратором, так и при отключенном от регистратора приборе с помощью переносного потенциометра типа ПП. При больших высотах Солнца ($h_{\odot} > 35°$) градуировка балансомеров осуществлялась как на перпендикулярную к солнечным лучам поверхность, так и на горизонтальную поверхность (в паре с регистратором и с помощью переносного потенциометра типа ПП).

За весь период сравнений было произведено градуировок:

1) пиранометров Молля—Горчинского, Янишевского, Дирмхирн . . . . . — 16
2) пиранометра Эппли . . . . . — 11
3) балансомера Шульце . . . . . — 9
4) балансомера Функа . . . . . — 10
5) балансомера Янишевского . . . . . — 10
6) балансомера Кью . . . . . — 14

За период сравнений особенно резко менялась чувствительность пиранометра Дирмхирн, наиболее устойчивой оказалась чувствительность пиранометров Янишевского и Эппли. Стабильной оказалась чувствительность балансомеров Шульце и Функа, она не изменялась за весь период сравнений, так как полученные при градуировках чувствительности отклонялись от сертификатных данных в ту и другую сторону (в бóльшую и в мéньшую), т. е. ошибки градуировки носили случайный характер. Менее стабильной оказалась чувствительность балансомеров Янишевского и Кью.

5. Порядок обработки записей и предварительные результаты

Обработка записей пиранометров и балансомеров производилась по обычной методике, принятой на актинометрической сети станций СССР. В качестве основного материала для анализа были использованы часовые суммы для всех сравниваемых приборов. Обработка всех кривых записей, кроме балансомера Шульце, производилась по коротковолновому переводному множителю. Обработка показаний балансомера Шульце производилась в соответствии с методикой, изложенной в инструкции к этому прибору, т. е. с учетом различия в чувствительности к коротковолновой и длинноволновой радиации. Интенсивности различных видов коротковолновой радиации, необходимые для обработки показаний балансомера Шульце, были получены регистрацией с помощью термоэлектрических приборов конструкции Янишевского и самопишущих милливольтметров типа МСЩПр-354.

При анализе результатов сравнений пиранометров в качестве основного прибора принят пиранометр Янишевского, при анализе сравнений балансомеров — балансомер Янишевского (М-10).

На рис. 1 представлены часовые суммы радиации, полученные в июле 1965 г. с приемниками Молля—Горчинского *а*, Эппли *б* и Дирмхирн *в* и сопоставленные с суммами радиации по приемнику Янишевского. На графиках нанесены суммы, полученные при всех условиях облачности, так как соотношение часовых сумм, полученных по отдельным приборам, оказалось одинаковым как для ясных, так и для пасмурных дней. Соотношения, полученные в июле, оказались типичными и для других месяцев. Наиболее тесная связь получилась между показаниями пирографов Янишевского и Молля—Горчинского. Точки на графиках, представляющие эту связь, располагаются узкой полосой по обе стороны биссектрисы координатного угла.

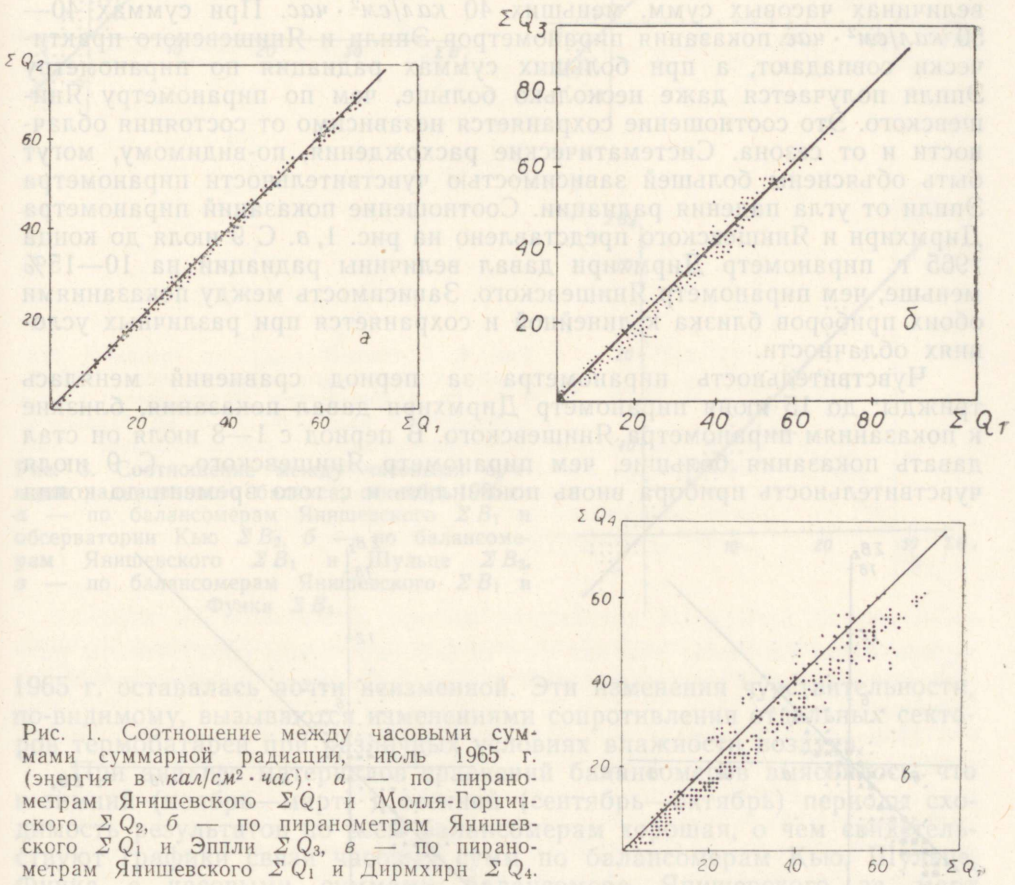


Рис. 1. Соотношение между часовыми суммами суммарной радиации, июль 1965 г. (энергия в *кал/см² · час*): *а* — по пиранометрам Янишевского ΣQ_1 и Молля-Горчинского ΣQ_2, *б* — по пиранометрам Янишевского ΣQ_1 и Эппли ΣQ_3, *в* — по пиранометрам Янишевского ΣQ_1 и Дирмхирн ΣQ_4.

Таким образом, показания пиранометров Янишевского и Молля—Горчинского можно считать тождественными, а наибольшие расхождения между ними — случайными и лежащими в пределах точности измерений. Этот вывод из результатов сравнений имеет существенное значение для выяснения вопроса о сравнимости пиранометрических измерений, поскольку оба пиранометра применяются на очень большом числе станций мировой актинометрической сети. Предварительные соображения качественного характера позволяли ожидать, что пиранометр Янишевского с черно-белой приемной поверхностью окажется более чувст-

вительным к изменениям спектрального состава радиации, чем пиранометр с черной поверхностью, каким является прибор Молля—Горчинского. Совпадение показаний обоих приборов при всех условиях облачности свидетельствует о том, что ошибки измерений за счет селективности пиранометра Янишевского невелики и не выходят за пределы точности измерений.

На рис. 1, *б* сопоставлены часовые суммы радиации пиранометров Эппли и Янишевского. В этом случае точки графика располагаются не вполне симметрично по обе стороны биссектрисы координатного угла, т. е. пиранометр Эппли дает несколько меньшие показания при величинах часовых сумм, меньших 40 *кал/см²·час*. При суммах 40—50 *кал/см²·час* показания пиранометров Эппли и Янишевского практически совпадают, а при больших суммах радиация по пиранометру Эппли получается даже несколько больше, чем по пиранометру Янишевского. Это соотношение сохраняется независимо от состояния облачности и от сезона. Систематические расхождения, по-видимому, могут быть объяснены большей зависимостью чувствительности пиранометра Эппли от угла падения радиации. Соотношение показаний пиранометра Дирмхирн и Янишевского представлено на рис. 1, *в*. С 9 июля до конца 1965 г. пиранометр Дирмхирн давал величины радиации на 10—15% меньше, чем пиранометр Янишевского. Зависимость между показаниями обоих приборов близка к линейной и сохраняется при различных условиях облачности.

Чувствительность пиранометра за период сравнений менялась трижды: до 15 июня пиранометр Дирмхирн давал показания, близкие к показаниям пиранометра Янишевского. В период с 1—8 июля он стал давать показания бóльшие, чем пиранометр Янишевского. С 9 июля чувствительность прибора вновь понизилась и с того времени до конца

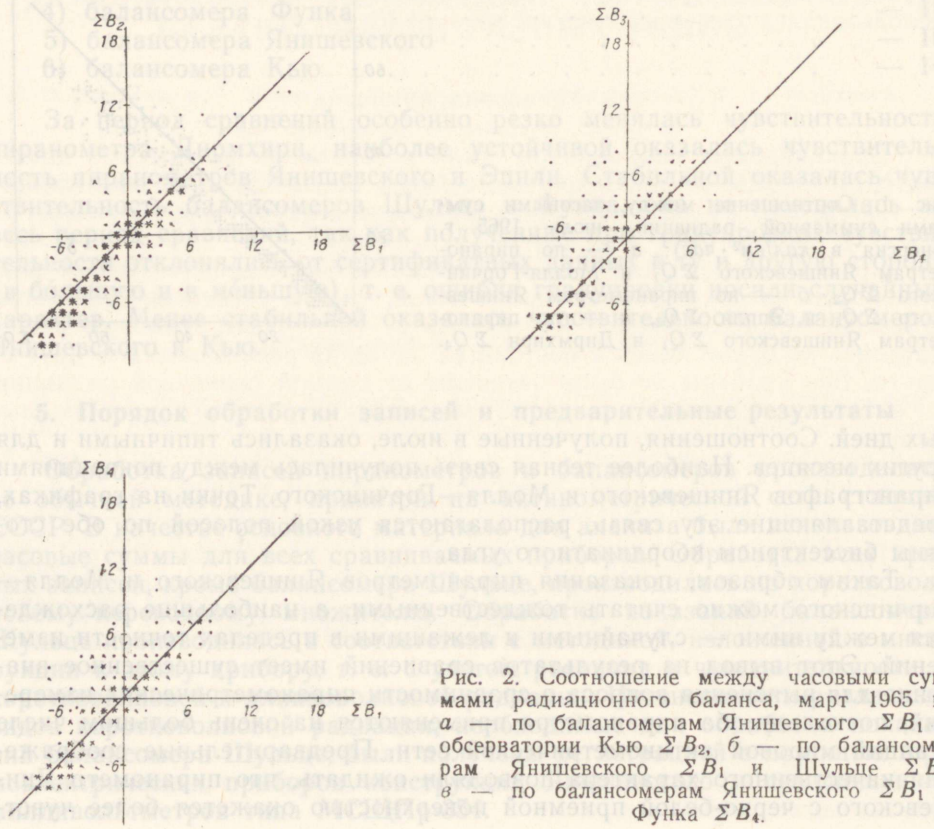


Рис. 2. Соотношение между часовыми суммами радиационного баланса, март 1965 г.: *а* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и обсерватории Кью ΣB_2, *б* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и Шульце ΣB_3, *в* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и Функа ΣB_4.

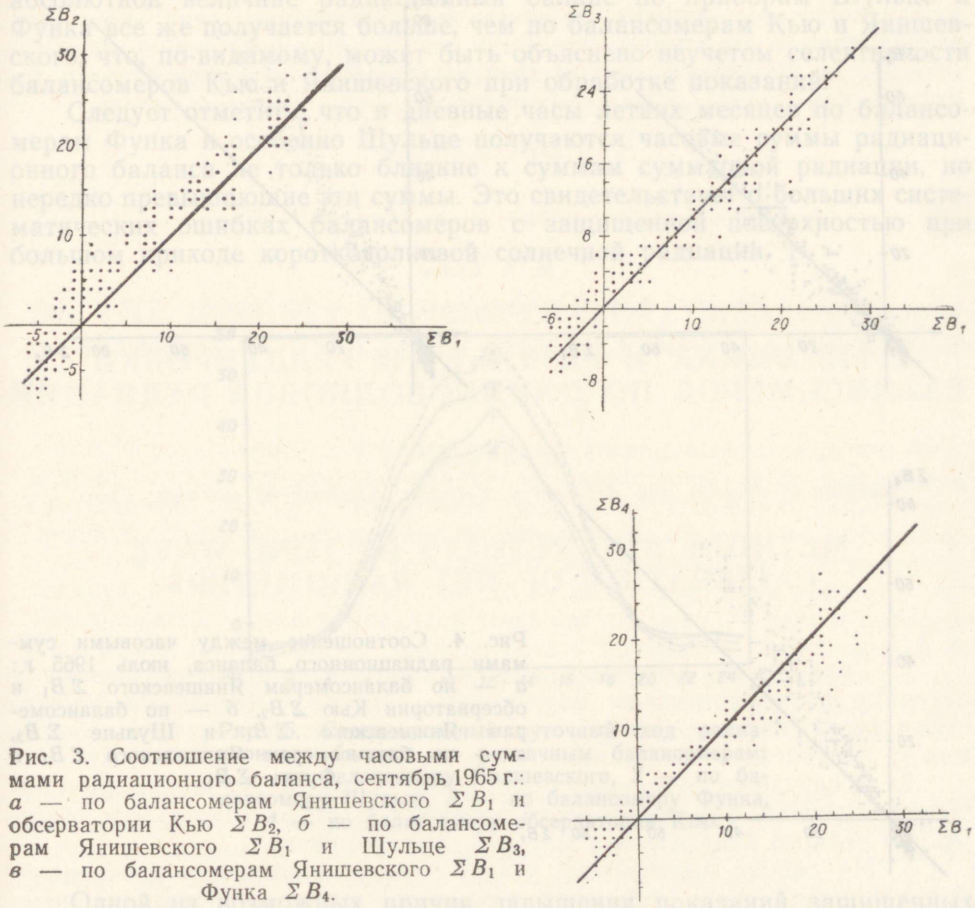


Рис. 3. Соотношение между часовыми суммами радиационного баланса, сентябрь 1965 г.: *а* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и обсерватории Кью ΣB_2, *б* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и Шульце ΣB_3, *в* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и Функа ΣB_4.

1965 г. оставалась почти неизменной. Эти изменения чувствительности, по-видимому, вызываются изменениями сопротивления отдельных секторов термобатареи при различных условиях влажности воздуха.

При анализе материалов сравнений балансомеров выяснилось, что в зимний (ноябрь—март) и осенний (сентябрь—октябрь) периоды сходимость результатов по всем балансомерам хорошая, о чем свидетельствуют графики связи часовых сумм по балансомерам Кью, Шульце, Функа с часовыми суммами балансомера Янишевского за март (рис. 2, *а—в*) и сентябрь (рис. 3, *а—в*). Точки, характеризующие соотношение показаний балансомеров, ложатся по обе стороны биссектрисы координатного угла, хотя и более широкой полосой, чем это получалось для пиранометров. Больший разброс точек объясняется меньшей точностью измерений радиационного баланса.

В весенне-летний период (с апреля по август) намечаются расхождения между двумя группами балансомеров: защищенными от внешних воздействий и с незащищенными приемными поверхностями. На рис. 4, *а—в* представлено соотношение между показаниями приборов за июль. Как показывают графики завышение часовых сумм балансомером Шульце по сравнению с балансомером Янишевского достигает 50%, а завышение часовых сумм балансомером Функа — 40—50% при больших высотах Солнца и больших величинах сумм радиационного баланса.

Между приборами каждой группы (балансомеры Шульце и Функа — I группа; балансомеры Кью и Янишевского — II группа) сходимость результатов удовлетворительная во все сезоны года. Таких результатов

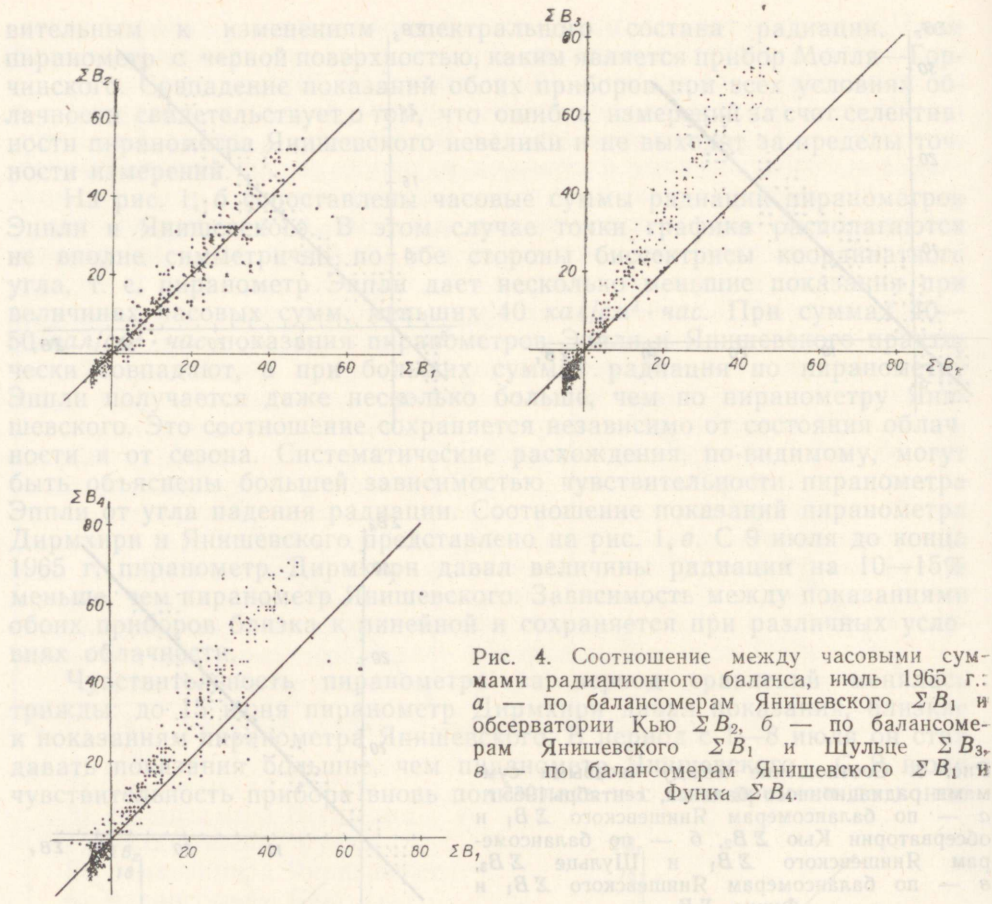


Рис. 4. Соотношение между часовыми суммами радиационного баланса, июль 1965 г.: *а* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и обсерватории Кью ΣB_2, *б* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и Шульце ΣB_3, *в* — по балансомерам Янишевского ΣB_1 и Функа ΣB_4.

можно было ожидать, так как они объясняются конструктивными различиями приборов и вытекающими из них различными систематическими ошибками.

Показания балансомеров Кью и Янишевского лучше согласуются между собой, так как оба эти прибора имеют открытую приемную поверхность. Расхождения в их показаниях объясняются разным режимом работы: балансомер Янишевского работает в нестационарном режиме, а балансомер обсерватории Кью благодаря наличию постоянного обдува работает в стационарном режиме.

По той же причине удовлетворительно согласуются показания балансомеров Шульце и Функа — оба эти прибора имеют полусферические полиэтиленовые защитные покрытия. Расхождения в их показаниях объясняются различной методикой учета селективности балансомеров этой группы: у балансомера Функа чувствительности к коротковолновой и длинноволновой радиации выравнены нанесением белого «креста» на черной приемной поверхности, а у балансомера Шульце при обработке используются две различные чувствительности (для коротковолновой и длинноволновой радиации).

Для характеристики различий в показаниях различных приборов на рис. 5 представлен среднемесячный суточный ход радиационного баланса по различным балансомерам для июля 1965 г. Такое же соотношение показаний наблюдается и в другие месяцы: балансомеры Шульце и Функа дают завышенные суммы в дневные часы по сравнению с суммами по балансомерам Кью и Янишевского. В ночное время сходимость показаний всех четырех балансомеров более удовлетворительна, хотя по

абсолютной величине радиационный баланс по приборам Шульце и Функа все же получается больше, чем по балансомерам Кью и Янишевского, что, по-видимому, может быть объяснено неучетом селективности балансомеров Кью и Янишевского при обработке показаний.

Следует отметить, что в дневные часы летних месяцев по балансомерам Функа и особенно Шульце получаются часовые суммы радиационного баланса не только близкие к суммам суммарной радиации, но нередко превышающие эти суммы. Это свидетельствует о больших систематических ошибках балансомеров с защищенной поверхностью при большом приходе коротковолновой солнечной радиации.

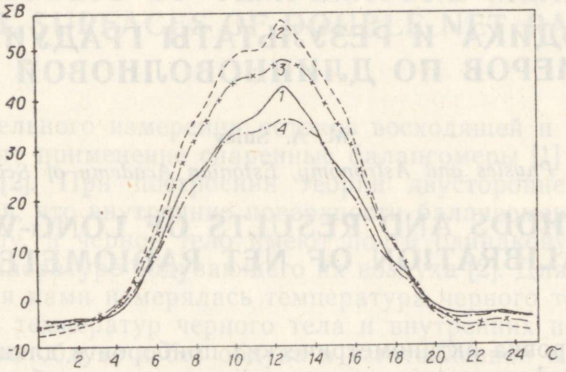


Рис. 5. Среднемесячный суточный ход радиационного баланса по различным балансомерам: *1* — по балансомеру Янишевского, *2* — по балансомеру Шульце, *3* — по балансомеру Функа, *4* — по балансомеру обсерватории Кью.

Одной из возможных причин завышения показаний защищенных балансомеров может явиться перегрев находящегося под защитным колпачком воздуха при больших интенсивностях суммарной радиации. Существующая у балансомера Шульце вентиляция ликвидирует лишь перегрев самого полиэтиленового колпачка, но не ликвидирует перегрев воздуха под колпачком. Дальнейшие исследования позволяют выяснить причины расхождений в показаниях различных приборов.

Полученные в Воейково предварительные результаты сравнений позволяют думать, что измерения суммарной и рассеянной радиации, произведенные наиболее распространенными на мировой сети станций пиранометрами Молля—Горчинского, Эппли и Янишевского, вполне сравнимы. То же следует сказать об измерении радиационного баланса балансомерами Кью и Янишевского: их показания вполне сравнимы. По-видимому, сравнимы между собой показания балансомеров Шульце и Функа.

Эти выводы, если они подтвердятся и в других пунктах сравнений, будут иметь существенное значение для решения вопроса о сравнимости результатов актинометрических измерений, производимых различными приборами в различных пунктах Земного шара.

Abstract

During 1965 international comparison were made in Voyeikovo. The four types of pyranometers (Yanishevsky, Moll-Gorczinsky, Dirmhirn, Eppley types), and four net-pyrradiometers of Yanishevsky, Kew-Observatory, Funk and Schulze types were compared.

The accordance of data for Yanishevsky, Moll-Gorczinsky and Eppley pyranometers was noted. The data for Yanishevsky and Kew net-pyrradiometers are similar. The Funk and Schulze instruments show the increase by 40—50 per cent of the net radiation as compared with the data of Yanishevsky net-pyrradiometer.

М. А. Сулев

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ГРАДУИРОВКИ БАЛАНСОМЕРОВ ПО ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ

M. A. Sulev

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

METHODS AND RESULTS OF LONG-WAVE CALIBRATION OF NET RADIOMETERS

1. Градуировка актинометрических приборов в длинноволновой области по полусферическим излучателям связана с большими трудностями из-за невозможности исключения других видов теплообмена между излучателем и приемником кроме радиационного.

2. В случае узкоугольных приемников основные источники систематических ошибок при градуировке отпадают, а также упрощается конструкция черного излучателя и методика градуировки.

3. На основе полученного узкоугольным приемником распределения длинноволнового излучения атмосферы методом численного интегрирования определяется поток на горизонтальную поверхность. Найденное таким методом значение потока длинноволнового излучения используется для градуировки балансомеров.

4. Приведены некоторые результаты градуировки балансомеров Янишевского, Курвуазье и Шульце.

Г. Е. Мамаенко, Н. Г. Стефанов, В. Д. Андреев
Институт прикладной геофизики ГУГМС, Обнинск

О РЕЗУЛЬТАТАХ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВНУТРЕННИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДВУСТОРОННЕГО ПИРГЕОМЕТРА

G. E. Mamayenko, N. G. Stefanov, V. D. Andreyev
Institute of Applied Geophysics, Obninsk

ON THE RESULTS OF TEMPERATURE MEASUREMENTS INTERNAL SURFACES OF DOUBLE NET RADIOMETER

Для раздельного измерения потоков восходящей и нисходящей радиации находят применение спаренные балансомеры [1] и двусторонние пиргеометры [2]. При построении теории двустороннего пиргеометра предполагается, что внутренние поверхности балансомеров, обращенные к черному телу, и черное тело имеют почти одинаковую температуру, близкую к температуре обдувающего их воздуха [2]. Для проверки этого предположения нами измерялась температура черного тела и определялись разности температур черного тела и внутренних поверхностей балансомеров при обдуве и без обдува в изготовленной в Институте прикладной геофизики модели двустороннего пиргеометра, аналогичного двустороннему пиргеометру, сконструированному Л. З. Прохом в УкрНИГМИ [2].

Модель двустороннего пиргеометра ИПГ, изготовленная Н. Г. Стефановым и В. Д. Андреевым, представляет собою два термоэлектрических балансомера Ю. Д. Янишевского [3], расположенных один над другим на расстоянии около 6 *мм*. Между балансомерами с помощью эбонитовых прокладок укреплено черное тело в виде квадратной пластинки из тонкой медной фольги с намотанной на нее с обеих сторон бифилярно медной проволокой диаметром 0,05 *мм*, представляющей собою термометр сопротивления. Пластинка вместе с проволокой покрашены черной краской. Черное тело имеет такие же размеры, как и приемные поверхности балансомеров и поэтому прикрывается сверху и снизу выступающими над ним корпусами балансомеров. Медный термометр сопротивления черного тела, подключенный к уравновешенному одноточечному автоматическому самопишущему мосту типа МС1-03 с длиной шкалы 160 *мм*, градуировался в снежно-водяной ванне и при 0° С (тающий снег), сопротивление медной проволоки термометра равно 100,18 *ом*. Конец шкалы моста соответствует температуре +45° С. Учитывая погрешность показаний моста ($\pm$0,5%) и погрешности градуировки термометра сопротивления, можно считать, что температура черного тела измерялась с точностью до $\pm$0,3° С.

Разность температур черного тела и внутренних поверхностей балансомеров измерялась с помощью термобатарей, изготовленных из четырех соединенных последовательно пар медных и константановых сваренных между собой проволочек диаметром 0,1 *мм*. Спаи термобатарей через папиросную бумагу приклеены к фольге приемных поверхностей балансомеров и к корпусу черного тела. Термобатареи подключены к многоточечному электронному автоматическому потенциометру ЭПП-09М1, который был переделан согласно [6] таким образом, чтобы кроме пределов измерений 0—10 *мв* его можно было бы переключать на пределы измерений 0—2 *мв*. Согласно табличным данным [4, 5]

термоэдс пары медь-константан равна $4{,}25 \cdot 10^{-2}$ *мв* на 1° С. Термоэдс термобатареи из четырех пар медных и константановых проволочек равна 0,17 *мв* на 1° С. Таким образом, для пределов измерений потенциометра 0—10 *мв*, разность температур между внутренними поверхностями балансомеров и черным телом в 1° С соответствует 1,7 делениям диаграммной ленты, а для пределов измерений потенциометра 0—2 *мв* такая же разность температур 1° С соответствует 8,5 делениям ленты. При этом точность определения разности температур приближенно равна ±0,4 и ±0,08° С для пределов измерений 0—10 и 0—2 *мв* соответственно.

Оба балансомера и расположенное между ними черное тело укреплены возле выхода горизонтальной аспирационной шахты, из которой и обдуваются воздушным потоком, скорость которого может меняться от 5 до 14 *м/сек*. Балансомеры подключались к однозаписным электронным потенциометрам ЭПП-09М1 с пределами измерений 0—10 и 0—2 *мв* [6]. Рядом с двусторонним пиргеометром был установлен незатененный и необдуваемый термоэлектрический балансомер Ю. Д. Янишевского, подключенный также к однозаписному потенциометру ЭПП-09М1 с пределами измерений 0—10 и 0—2 *мв*. Данные измерений этими балансомерами использовались для определения знака радиационного баланса, чтобы можно было установить нагреваются или охлаждаются балансомеры и черное тело двустороннего пиргеометра.

Возле двустороннего пиргеометра и необдуваемого балансомера измерялась температура воздуха (аспирационным психрометром) и скорость ветра на уровне балансомеров (ручным анемометром). Измерения температуры черного тела и разности температур черного тела и внутренних поверхностей балансомеров в модели двустороннего пиргеометра производились в дневное и ночное время летом и осенью 1965 г., а также летом 1966 г.

Рассмотрим примеры, когда полученные нами разности температур между внутренними поверхностями балансомеров и черным телом двустороннего пиргеометра максимальны, так как в таких случаях возможны наибольшие погрешности при измерениях этим прибором. Максимальные разности температур между внутренними поверхностями двустороннего пиргеометра возникают при штиле днем в солнечную погоду и при сильном радиационном выхолаживании в безоблачную погоду ночью.

1. В солнечную погоду температура черного тела без обдува может быть выше температуры воздуха на 6—7° С (при температуре воздуха около 20° С и скорости ветра около 1 *м/сек*), а при сильном обдуве (порядка 14 *м/сек*) выше температуры обдувающего воздуха на 1° С.

2. Ночью при интенсивном радиационном выхолаживании температура черного тела без обдува может быть ниже температуры воздуха на 1—1,5° С (при температуре воздуха 4—5° С и скорости ветра 0,0—0,5 *м/сек*), а при сильном обдуве (порядка 14 *м/сек*) почти на 0,5° С выше температуры обдувающего воздуха.

3. В солнечную погоду (при температуре воздуха около 20° С и скорости ветра около 1 *м/сек*) разность температур черного тела и внутренней поверхности верхнего балансомера достигает 2° С без обдува и 0,3—0,5° С при сильном обдуве (порядка 14 *м сек*), а разность температур черного тела и внутренней поверхности нижнего балансомера достигает 1° С без обдува и почти равна 0° С при сильном обдуве.

4. Ночью без обдува разность температур между черным телом и внутренней поверхностью верхнего балансомера может достигать 0,7° С, причем черное тело теплее верхнего балансомера, а между черным телом и внутренней поверхностью нижнего балансомера достигает 1° С (черное тело холоднее нижнего балансомера).

5. Ночью при сильном обдуве (порядка 14 *м/сек*) разность темпе-

ратур между черным телом и внутренней поверхностью верхнего балансомера достигает также 0,7° С (черное тело теплее верхнего балансомера), а между черным телом и внутренней поверхностью нижнего балансомера достигает 0,6° С (черное тело холоднее нижнего балансомера).

Метеорологические условия в примерах 4 и 5 такие же, как и в примере 2.

Сопоставление примеров 2 и 5 показывает, что ночью при сильном обдуве (до 14 *м/сек*) и интенсивном радиационном выхолаживании температура двустороннего пиргеометра может оказаться несколько выше температуры воздуха, при этом разность температур между внутренними поверхностями балансомеров и черным телом остается значительной. Рассмотрение примеров для ночных условий при относительно небольшом радиационном выхолаживании и меньшей скорости обдува (5—7 *м/сек*) показывает, что разность температур между черным телом и внутренней поверхностью верхнего балансомера уменьшается вследствие обдува от 0,2 до 0,1° С. Разность температур между черным телом и внутренней поверхностью нижнего балансомера в этом случае практически была равна нулю (при обдуве и без него).

Из изложенного следует, что днем в солнечную погоду для ликвидации существенного перегрева двустороннего пиргеометра относительно воздуха и значительной разности температур между внутренними поверхностями балансомеров и черным телом необходим сильный обдув порядка 14 *м/сек*.

У нас нет данных для ночных условий при сильном радиационном выхолаживании и небольшой скорости обдува, но приведенные выше примеры дают основание предполагать, что ночью достаточная скорость обдува порядка 3—7 *м/сек*. Менять скорость обдува в этих пределах следует в зависимости от метеорологических условий и в первую очередь от интенсивности радиационного выхолаживания и скорости ветра.

Таким образом, искусственный обдув, скорость которого следует менять в зависимости от метеорологических условий в пределах от 3 до 14 *м/сек*, повышает точность измерений радиационных потоков двусторонним пиргеометром, приближая температуру прибора к температуре окружающего воздуха и уменьшая разность температур между внутренними поверхностями балансомеров и черным телом. Кроме того, при искусственном обдуве значительно уменьшаются амплитуды колебаний малого периода в записи показаний балансомеров, обусловленные турбулентностью, что способствует упрощению и повышению точности обработки результатов измерений. Искусственный обдув еще и сушит балансомеры, что бывает важно в предутренние часы ясных ночей, а также при тумане, когда приемные поверхности балансомеров покрываются каплями росы, инеем, изморозью и т. п.

В заключение заметим, что кроме приведенных выше материалов, представляет интерес получить еще данные о температуре черного тела и разностях температур между внутренними поверхностями балансомеров и черным телом ночью при положительных температурах воздуха и сильном радиационном выхолаживании и небольшой скорости обдува, а также днем и ночью при разных метеорологических условиях и разных скоростях обдува при отрицательных температурах зимой. В этом направлении и следует продолжить работу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прох Л. З., Труды УкрНИГМИ, вып. 42, Л., 1964.
2. Прох Л. З., Труды УкрНИГМИ, вып. 48, Л., 1965.
3. Янишевский Ю. Д., Актинометрические приборы и методы наблюдений, Гидрометеоиздат, Л., 1957.

4. Качурин Л. Г., Руководство к лабораторным работам по метеорологии, Гидрометеоиздат, Л., 1955.
5. Перрен де Бришамбо Ш., Солнечное излучение и радиационный обмен в атмосфере, изд. «Мир», М., 1966.
6. Эстеркин М. С., Приборостроение, № 8, 1958.

Abstract

The model of double L. Z. Prokh pyrgeometer (Ukrainian Hydrometeorological Research Institute) with the thermopile for measuring temperature differences of the black body and inner surfaces of balance meters, which was worked out at the Institute of Applied Geophysics is described.

These temperature differences and the black body temperature data in pyrgeometer without and with ventilation are given.

Д. А. Шкловер

Всесоюзный научно-исследовательский светотехнический институт, Москва

Е. И. Незваль

Московский государственный университет

ПРИМЕНЕНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

D. A. Shklover

All-Union Scientific Research Institute of Lightning, Moscow

E. I. Nezval

Moscow State University

APPLICATION OF SILICIUM PHOTOCELLS FOR SOLAR RADIATION MEASUREMENTS

1. Термоэлементы, применяемые в настоящее время для актинометрических измерений, имеют малую интегральную чувствительность, что препятствует их использованию для измерения солнечного излучения в узких областях спектра.

2. Исследования фотометрических характеристик кремниевых фотоэлементов, применяемых в солнечных батареях, показало, что они отличаются высокой чувствительностью, линейностью световой характеристики, хорошей стабильностью и малым температурным коэффициентом. В связи с этим кремниевые фотоэлементы могут быть с успехом использованы в актинометрии.

3. Разработан и изготовлен прибор для измерения спектра прямого солнечного излучения в области $\lambda = 0{,}4$—$1{,}2$ *мк*, использующий кремниевый фотоэлемент с набором узкополосных интерференционных светофильтров.

4. С помощью прибора проведены измерения прямой солнечной радиации и кривых спектрального пропускания атмосферы в высокогорных условиях: Арагау — 3,2 *км* (1963), Севан — 1,9 *км* (1963), Тянь-Шань — 3,4 *км* (1964) и Восточный Памир — 3,9 *км* (1965).

5. Результаты измерений подтвердили целесообразность использования кремниевых фотоэлементов в актинометрии и позволили получить новые данные о спектральной прозрачности атмосферы.

И. А. Шатунов

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

СИСТЕМА УСТАНОВОК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФОТОСИНТЕТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ РАДИАЦИИ

I. A. Shatunov

Main Geophysical Observatory, Leningrad

EQUIPMENT FOR MEASURING PHOTOSYNTHETICALLY ACTIVE RADIATION

Рабочее совещание по вопросам измерения оптического излучения для целей агрометеорологии, физиологии и экологии растений (20—21 апреля 1960 г.) поставило перед ГГО им. Воейкова задачу по разработке полевых приборов для регистрации спектральной облученности в пределах 380—710 *ммк* и эталонной установки для измерения ФАР в пределах 300—380, 380—535, 535—620, 620—710 и 710—3000 *ммк* для проверки различных приборов, предлагаемых для измерения оптического излучения в физиологии растений, растениеводстве и пр. В настоящее время в лаборатории актинометрии разработана такая установка и полевой прибор для измерения рассеянной, суммарной и прямой ФАР.

Эталонная установка состоит из интегрирующей сферы, диска с фильтрами, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-51 и электронного потенциометра ЭППВ-60. Полевой регистратор ФАР состоит из интегрирующей сферы, диска с фильтрами, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-51 и шлейфового осциллографа Н-700. Питание установки осуществляется от аккумулятора 27 *в*. Градуировка установок и регистрация прямой ФАР осуществляются с помощью актинометра АТ-50 с фильтрами.

Д. Н. Лазарев, Т. М. Фролова
Государственный оптический институт, Ленинград

К ПРОЕКТИРОВАНИЮ ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РОСТА РАСТЕНИЙ

D. N. Lazarev, T. M. Frolova
State Institute of Optics, Leningrad

DESIGNING OF ILLUMINATION EQUIPMENT FOR THE RESEARCH OF PLANT GROWTH

Изучение влияния освещения на рост растений часто требует создания специальных осветительных установок с искусственными источниками света. В зависимости от целей исследования требуется либо имитировать по спектру естественное излучение заданного спектрального состава, либо выделить из спектра искусственных источников только фотосинтетически активную радиацию (ФАР), т. е. область спектра примерно 0,4—0,7 *мк*.

Ставится также задача выделения несколько более широкого участка спектра с изменяющимися левой и правой спектральными границами для экспериментального уточнения области ФАР применительно к разным культурам и разным условиям их выращивания. Задача еще усложняется необходимостью создания на кроне растений высоких уровней энергетической освещенности, до 200 *вт/м*^{2}.

Зеркальные лампы накаливания с водным фильтром не годятся для имитации солнечного света, так как имеют низкую цветовую температуру (2900 вместо 6000° К). Даже в пределах области ФАР спектральное распределение энергии этих ламп сильно отличается от спектра солнечного света, красно-синее отношение у зеркальных ламп в 6—10 раз превышает это отношение в естественном свете.

Люминесцентные лампы не обеспечивают нужной энергетической

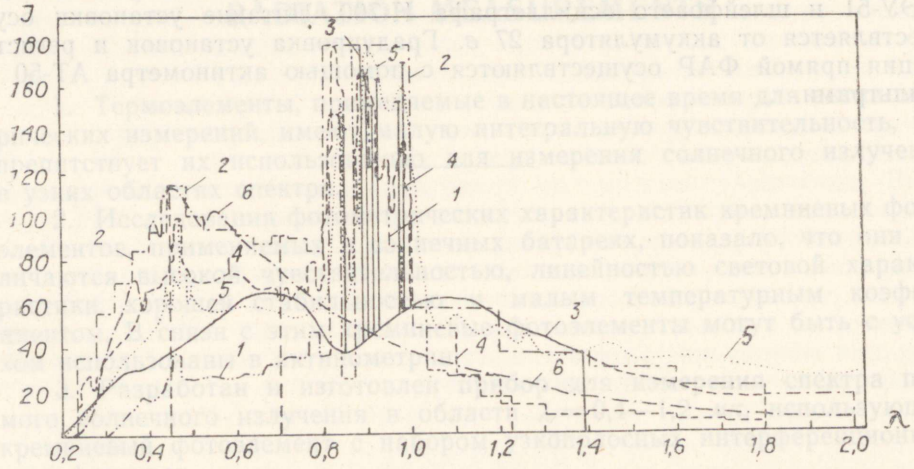


Рис. 1. Спектр ксеноновой лампы по различным литературным источникам: *1* — малогабаритная трубчатая ксеноновая лампа с водяным охлаждением [1], *2* — короткодуговая ксеноновая лампа [2], *3* — то же [5], *4* — то же [3], *5* — то же [4], *6* — излучение Солнца за пределами атмосферы [6].

освещенности, которая не превышает 40 *вт/м*^{2} даже при расположении рядов ламп на расстоянии 70 *мм* над кроной растений.

Поставленные задачи наилучшим образом решаются с помощью ксеноновых ламп: безбалластной, трубчатой с водяным охлаждением ДКсТВ-6000 или ламп постоянного тока в баллоне из кварцевого стекла ДКсШ-1000 или ДКсШ-3000. И те и другие имеют свои недостатки: лампы ДКсТВ требуют сложных систем охлаждения и большого расхода воды (5 *л/мин*), лампы ДКсШ — сложных и громоздких аппаратов включения.

На рис. 1 приведен спектральный состав излучения ксеноновых ламп по литературным источникам. Для сопоставления изображен спектр солнечного света на границе земной атмосферы. Как видно, спектральный состав ксеноновых ламп в области ФАР близок к спектральному составу солнечного излучения. Однако ксеноновые лампы имеют по сравнению с естественным светом избыток ИК-излучения, особенно на участке 0,8—1,0 *мк* и небольшой избыток УФ-излучения в области 0,24—0,4 *мк*.

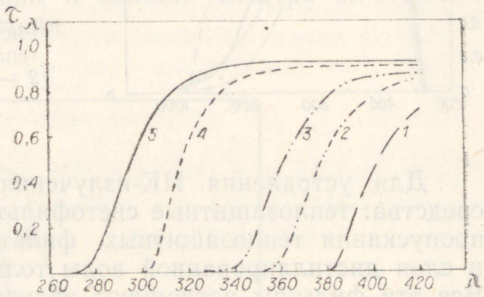


Рис. 2. Кривые пропускания оптических стекол: *1* — левая граница у 390 *ммк*; ЖС10-6, *2* — у 370 *ммк*; БС8-2, *3* — у 350 *ммк*; БС7-2, *4* — у 310 *ммк*; БС-1. *5* — у 290 *ммк*; БС4-1.

В зависимости от поставленной задачи исправление излучения ксеноновой лампы сводится к необходимости: а) поглощения излишнего или всего УФ-излучения и б) поглощения излишнего или по возможности всего ИК-излучения.

Поглощение УФ-излучения возможно с помощью оптических стекол. На рис. 2 представлены кривые пропускания светофильтров БС разных марок и стекла ЖС-10, с помощью которых можно поглотить УФ-излучение, начиная с 290, 310, 350, 370 и 390 *ммк*. При больших экспериментальных установках (фитотроны, крупные камеры) применение оптического стекла дорого, следует прибегать к промышленно изготовляемым сортам технического стекла. Силикатное (оконное) стекло поглощает УФ-излучение только короче 310 *ммк* (рис. 3, кривая *1*). Лучше поглощает УФ-излучение органическое стекло марки СТ1, выпускаемое с поглощающей УФ-излучение добавкой фенилсалицилата натрия (рис. 3, кривая *2*).

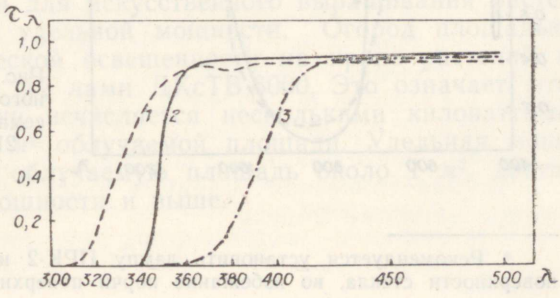


Рис. 3. Кривые спектрального пропускания различных стекол: *1* — оконное стекло 2 *мм*, *2* — органическое листовое стекло СТ1 толщиной 5 *мм*, *3* — то же после двусторонней (по 12 часов) соляризации УФ-излучением ртутно-кварцевой лампы ПРК-2 на расстоянии 0,6 *м*.

Органические стекла с еще большим поглощением УФ-излучения изготовляют с другими органическими добавками — производными бензофенона и бензотриазола. Физико-механические свойства этих стекол находятся на уровне стекла марки СТ1, а спад кривой поглощения может быть осуществлен у любой длины волны в области 340—400 *ммк*. К сожалению, стекла с этими добавками в промышленном масштабе у нас не изготовляются, опыты ведет Научно-исследовательский институт хлорорганических продуктов и акрилатов.

Можно также получать светофильтры, поглощающие все или почти все УФ-излучение путем искусственной соляризации стекла СТ1 с помощью ртутно-кварцевых ламп. Кривая пропускания СТ1-5 после двусторонней соляризации излучением лампы* ПРК-2 в течение 12 часов на расстоянии 0,6 *м* представлена на рис. 3, кривая *3*.

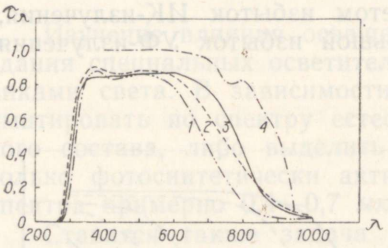


Рис. 4. Кривые спектрального пропускания теплозащитных светофильтров: *1* — СЗС25-2, *2* — СЗС14-2, *3* — СЗС26-2 и *4* — дистиллированной воды (100 *мм*) [7].

Для устранения ИК-излучения до сих пор были известны два средства: теплозащитные светофильтры типа СЗС и слой воды. Кривые пропускания теплозащитных фильтров СЗС25-2, СЗС14-2, СЗС26-2, и слоя дистиллированной воды толщиной 100 *мм* показаны на рис. 4. Все эти фильтры поглощают излучение, начиная лишь от 0,9—1,0 *мк*. Недавно появилась новая возможность использовать для этой цели интерференционные светоделительные покрытия. Кривые пропускания некоторых светоделителей, изготовленных для этих целей, представлены на рис. 5. Они отражают излучение в области 0,7—1,0 *мк*. Комбинируя светофильтры типа СЗС со слоем воды и светоделителями, можно исключить ИК-излучение, начиная с длины волны 710 *ммк* (рис. 6). Для практического применения может быть рекомендовано, например, сочетание слоя воды (100 *мм*) с семислойным светоделителем с оптической толщиной 2100Å (кривая *2*). Светоделительные слои наносятся химическим путем. В этом случае они более прочны и термостойки.

Можно подобрать такие сочетания водного фильтра разной тол-

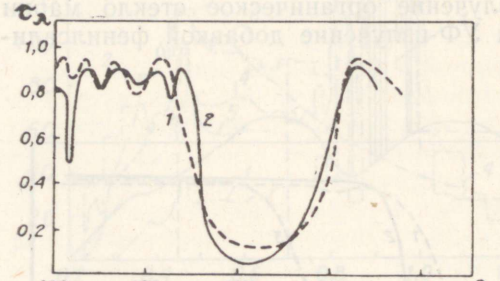


Рис. 5. Примерные кривые спектрального пропускания светоделителей: *1* — семислойного, оптическая толщина nh = = 2100Å [8], *2* — одиннадцатислойного № 584 [9].

* Рекомендуется установить лампу ПРК-2 на расстоянии не меньшем 1 *м* от поверхности стекла, во избежание порчи поверхности соляризуемого стекла.

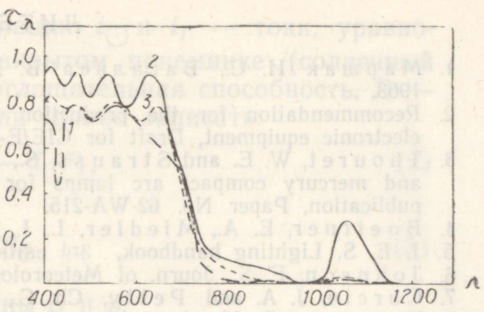


Рис. 6. Фильтры, поглощающие ИК-излучение с границей пропускания у $\lambda = 710$ *ммк*: *1* — светофильтр СЗС25-1 + светоделитель № 584, *2* — дистиллированная вода (100 *мм*) + семислойный светоделитель $nh = 2100$Å, *3* — то же + светофильтр СЗС26-1.

щины с интерференционными светоделителями, которые обеспечат выделение области ФАР с правой границей у 0,7, 0,8, 0,9 и 1,0 *мк* (рис. 7), что удобно для экспериментального уточнения границ ФАР.

Иногда по условиям эксперимента выделять область ФАР не нужно, а требуется только приблизить спектр излучения ксеноновой лампы к солнечному спектру. В этом случае достаточно устранить излишек излучения ксеноновой лампы в области спектра 0,7—1,0 *мк* с помощью подходящего светоделителя.

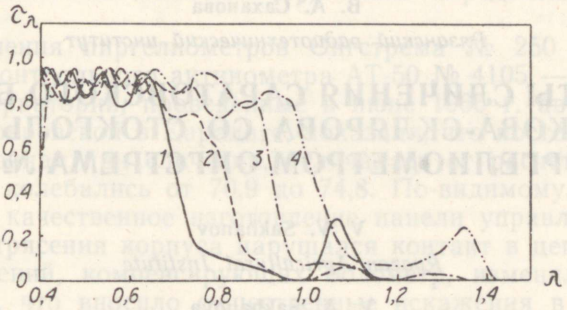


Рис. 7. Кривые пропускания комбинации семислойных светоделителей и водных фильтров, выделяющих экспериментальные области ФАР с переменной правой границей: *1* — граница у 0,7 *мк*; H_2O (100 *мм*) + светоделитель $nh = 2100$Å, *2* — граница у 0,8 *мк*; H_2O (100 *мм*) + светоделитель $nh = 2400$Å, *3* — граница у 0,9 *мк*; H_2O (25 *мм*) + светоделитель $nh = 2750$Å, *4* — граница у 1,0 *мк*; светоделитель $nh = 2900$Å.

Рассмотренные многослойные светоделители изготовляются нашей промышленностью пока небольших размеров — до 250 *мм*. Светоделительные покрытия наносятся на кварц и оптическое стекло, возможно нанесение их на зеркальное стекло. Нанесение на цилиндрическую поверхность осуществить пока не удалось.

Облучательные установки для искусственного выращивания растений требуют очень большой удельной мощности. Огород площадью 20 $м^2$, при норме энергетической освещенности на кроне растений в 200 $вт/м^2$, требует, например, 12 ламп ДКсТВ-6000. Это означает, что удельная мощность установки исчисляется несколькими киловаттами электрической мощности на $м^2$ облучаемой площади. Удельная мощность фитотронов, имеющих облучаемую площадь около 1 $м^2$, достигает 10 *квт* электрической мощности и выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маршак И. С., Васильев В. И., Тохадзе И. Л., Светотехника, № 11, 1963.
2. Recommendation for the production of artificial solar radiation for testing of electronic equipment, Draft for CIE/E-2.1.2. Copenhagen, Dec. 6th, 1963.
3. Thouret, W. E. and Strauss, S., Design and technology of high-wattage xenon and mercury compact arc lamps for simulation of solar radiation. An ASME publication, Paper No. 62-WA-215.
4. Boettner, E. A., Miedler, L. I., Appl. Optics, **2**, No. 1, 1963.
5. I. E. S. Lighting handbook, 3rd edition, New York, 1962.
6. Johnson, F. S., Journ. of Meteorology, **11**, No. 6, 1954.
7. Curcio, J. A. and Petty, Ch. C., JOSA, **41**, No. 5, 1951.
8. Крылова Т. Н., Альбом спектральных кривых коэффициентов отражения тонких непоглощающих слоев на поверхности стекла, изд. ГОИ, 1956.
9. Крылова Т. Н., Соколова Р. С. и др., Оптико-механическая промышленность, № 11, 1959.

В. В. Саханов

Рязанский сельскохозяйственный институт

В. А. Саханова

Рязанский радиотехнический институт

РЕЗУЛЬТАТЫ СЛИЧЕНИЯ САРАТОВСКОГО БОЛОМЕТРА ВЬЮШКОВА-СКЛЯРОВА СО СТОКГОЛЬМСКИМ ПИРГЕЛИОМЕТРОМ ОНГСТРЕМА № 569

V. V. Sakhanov

Ryazan Agricultural Institute

V. A. Sakhanova

Ryazan Radiotechnical Institute

RESULTS OF COMPARISON OF THE VYUSHKOV-SKLYAROV BOLOMETRIC PYRHELIOMETER WITH STOCKHOLM ÅNGSTRÖM PYRHELIOMETER № 569

С целью устранения существующих недостатков у пиргелиометров, а также создания отечественного эталона в Саратове было изготовлено несколько экземпляров абсолютных приборов болометрической модели, которую разработали П. В. Вьюшков, Е. А. Ридель и Ю. А. Скляров [1—3].

Болометрический пиргелиометр представляет собой уравновешенный мост сопротивлений, одно из плеч которого, служащее приемником радиации, имеет большой температурный коэффициент сопротивления. В данной модели в качестве приемника радиации используется зачерненная плоская однослойная бифилярная спираль из медной проволоки, укрепленная на растяжках в трубе пиргелиометра [4]. Размеры трубы и входного отверстия выбраны так, что «угол зрения» прибора соответствует применяемым в СССР стандартам для актинометров. Остальные части моста собраны на панели управления.

Прямая солнечная радиация рассчитывается по формуле, предложенной авторами модели:

$$E = 14{,}35R\,(i_T^2 - i_\odot^2)/S\varrho, \qquad (1)$$

где E — интенсивность солнечной радиации; $i_{\odot}$ и i_T — токи, уравновешивающие мост при открытом и закрытом приемнике (солнечный и теневой токи), S — площадь, ϱ — поглощательная способность, R — сопротивление приемника радиации. Или можно записать:

$$E = k \cdot R \cdot (i_T^2 - i_{\odot}^2), \qquad (2)$$

где постоянную прибора

$$k = 14{,}35/S\varrho \qquad (3)$$

можно заранее рассчитать, зная величины S и ϱ.

Летние сравнения в Главной геофизической обсерватории первых трех моделей болометров с пиргелиометром Онгстрема № 212 при температуре +21, +24° С показали, что союзный эталон на 1,8% регистрирует радиацию выше, чем болометр. Зимние сравнения, проведенные авторами модели в г. Тарту при температуре —8, —10° С, отметили занижение величин регистрируемой радиации болометром по сравнению с пиргелиометром Онгстрема № 196 уже на 2,9% [2].

Малая модель болометрического пиргелиометра — ПБ-1м испытывалась в течение 1,5 лет в Рязанском сельскохозяйственном институте. В г. Саратове сличения болометра с показаниями эталона не проводилось, и расчетная постоянная ($k_р$) была определена по формуле (3).

Летние сравнения пиргелиометров Онгстрема № 250 — эталона СССР, ПБ-1м и контрольного актинометра АТ-50 № 4105 — субэталона Карадагской обсерватории, проведенные в июне 1965 г. авторами совместно с И. А. Покровской в Карадаге, показали, что постоянная болометра (k), полученная при сличении, отличалась от расчетной на 1—6%. Ее значения колебались от 70,9 до 74,8. По-видимому, здесь сказалось не совсем качественное изготовление панели управления, когда от небольшого сотрясения корпуса нарушался контакт в цепи переключателя сопротивлений, компенсирующих болометр, изменялось равновесие плеч моста, что вносило существенные искажения в измерения.

После изменения монтажа панели управления было проведено 7 серий сравнений показаний ПБ-1м с контрольным актинометром РСХИ АТ-50 № 4672. Этот актинометр имел переводный множитель, определенный в 1965 г. по тбилисскому пиргелиометру при температуре +25,7° С. Поэтому сличения проводились несколько дней только при температурах близких к данной, и во всех сериях регистрируемая болометром радиация была в среднем на 6% меньше показаний контрольного актинометра.

С весны 1966 г. нами проведено 14 серий определения постоянной болометра по показаниям пиргелиометра № 569, полученного из Швеции в начале 1966 г. Его постоянная была определена при сличении с эталоном в Стокгольме осенью 1965 г. в международной пиргелиометрической шкале 1956 г. Пиргелиометр снабжен прецизионным миллиамперметром и чувствительным $4 \cdot 10^{-8}$ *а/дел.* гальванометром со световым указателем.

Сравнение проводилось только при безоблачном небе методом полной компенсации с одновременным контролем хода солнечной радиации контрольным термоэлектрическим актинометром РСХИ № 4672. При всех наблюдениях в Рязани произведение массы атмосферы на фактор мутности [5] не превышало 3. И у контрольного актинометра, и у болометра в период сличения с пиргелиометром отмечалась хорошая сходимость в значениях постоянных множителей. Наибольшее отклонение в отдельных сериях от среднего значения не превышало 0,8%. Причем подтвердился множитель для актинометра, полученный в Тбилиси.

Результаты сравнения после систематизации и математической обработки [6] сведены в таблицу, где указаны только вероятные значения постоянной болометра и их вероятные ошибки. Путем взвешивания измеренных величин, определено среднее значение постоянной и ее вероятная ошибка. Более подробные данные по отдельным сериям сличения болометра с пиргелиометрами Онгстрема и термоэлектрическими актинометрами ввиду объемности числового материала в статье не приводятся.

Результаты сравнения показаний болометрического пиргелиометра ПБ-1м с эталонами-пиргелиометрами Онгстрема № 250 и № 569

Дата	Местное декретное время	Высота Солнца в *град.*	Температура °С	Эталон	Число серий	Постоянная болометра		
						Расчетная ($k_р$)	Экспериментальная (k)	Средняя (k)
Карадагская обсерватория, 1965 г.								
19 июня	11ʰ—13ʰ	60	+27	№ 250	4	70,3	74,3 ± 0,4	
20 июня	11ʰ—13ʰ	60	+27	-„-	4		74,8 ± 0,2	
			средняя				74,5 ± 0,3	
Рязань 1966 г. (РСХИ)								
6 июня	9ʰ—12ʰ	48 —55	+23	№ 569	10	70,3	74,2 ± 0,2	
7 июня	10ʰ—11ʰ	50 —54	+24	-„-	4		74,4 ± 0,2	
			средняя				74,3 ± 0,2	74,4 ± 0,2

Следует отметить и еще одну сторону болометрического пиргелиометра. Им в течение 1,5 лет при различных температурах воздуха от —22 до 30° С определялись переводные множители сетевого актинометра. Как видно из рисунка, существует линейная зависимость пере-

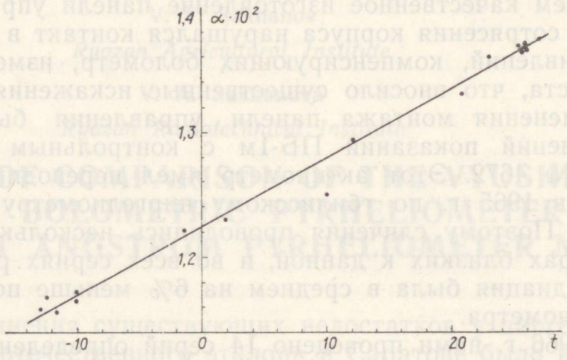


Рис. 1. График температурной зависимости переводного множителя (α) сетевого актинометра № 4100 от температуры. График построен по данным, полученным при градуировке по болометрическому пиргелиометру ПБ-1м; α — переводный множитель в *кал/см² · мин · дел*, t — температура прибора в °С.

водного множителя АТ-50 от температуры прибора. Температурный коэффициент агрегата, определенный из графика по формуле, предложенной в «Методических указаниях» [7], — $\Delta\alpha = (\alpha_{t_1} - \alpha_{t_2})/(t_2 - t_1)$ равен $5{,}3 \cdot 10^{-5}$ *кал/см² · мин · град.* Температурный коэффициент, вычисленный расчетным методом [7], имеет близкое значение $3 \cdot 10^{-5}$ *кал/см² · мин · град.* Аналогичная зависимость наблюдалась при определении переводного множителя этого актинометра с применением плоских фильтров.

В заключение можно отметить следующее.

1. Расчетная постоянная болометра ПБ-1м отличается от экспериментально определенной при сличении с пиргелиометром Онгстрема № 569. Она занижена на 5,7%.

2. Пиргелиометры № 250 ГГО и № 569 РСХИ косвенно показали хорошую сходимость. А именно, расходимость в среднем не превышала 0,3%.

3. Желательно улучшить конструкцию и монтаж панели управления, особенно переключателя сопротивлений, компенсирующих электрическое сопротивление болометра.

4. Показания болометра практически не зависят от температуры и скорости ветра.

5. Болометрический пиргелиометр показал удовлетворительные результаты при измерении прямой солнечной радиации в различных спектральных участках излучения с применением стеклянных фильтров. В связи с этим необходимо улучшить приспособление наводки болометра на Солнце при применении насадки с фильтрами.

6. Болометрический пиргелиометр можно использовать как эталон для определения переводных множителей относительных актинометрических приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вьюшков П. В., Ридель Е. А., Астрономический журнал, **34**, вып. 3, 1957.
2. Вьюшков П. В., Скляров Ю. А., Астрономический журнал, **41**, № 3, 1964.
3. Скляров Ю. А., Труды ГГО, вып. 152, 1964.
4. Скляров Ю. А., Болометрический пиргелиометр, как эталонный прибор для абсолютных измерений прямой солнечной радиации. Диссертация канд., 1964.
5. Янишевский Ю. Д., Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания, 4, Л., 1963.
6. Яковлев К. П., Математическая обработка результатов измерений, Госиздат ТТЛ, М.—Л., 1950.
7. Методические указания Управлениям Гидрометеослужбы, № 32, Л., 1962.

В заключение можно отметить следующее.

1. Расчетная постоянная болометра ПБ-1м отличается от экспериментально определенной при сличении с пиргелиометром Онгстрема № 569. Она занижена на 5,7%.

2. Пиргелиометры № 250 ГРО и № 569 РСХИ косвенно показали хорошую сходимость. А именно, расходимость в среднем не превышала 0,5%.

3. Желательно улучшить конструкцию и монтаж панели управления, особенно переключателя сопротивлений, компенсирующих электрическое сопротивление болометра.

4. Показания болометра практически не зависят от температуры и скорости ветра.

5. Болометрический пиргелиометр показал удовлетворительные результаты при измерении прямой солнечной радиации в различных спектральных участках излучения с применением стеклянных фильтров. В связи с этим необходимо улучшить приспособление наводки болометра на Солнце при применении насадки с фильтрами.

6. Болометрический пиргелиометр можно использовать как эталон для определения переводных множителей относительных актинометрических приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вьюшков П. В., Ридель Е. А. Астрономический журнал, 34, вып. 3, 1957.
2. Вьюшков П. В., Скляров Ю. А. Астрономический журнал, 41, № 3, 1964.
3. Скляров Ю. А. Труды ГГО, вып. 152, 1964.
4. Скляров Ю. А. Болометрический пиргелиометр. Как эталонный прибор для абсолютных измерений прямой солнечной радиации. Диссертация канд., 1964.
5. Янишевский Ю. Д. Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания, 4, Л., 1963.
6. Яковлев К. П. Математическая обработка результатов измерений. Госиздат ТТЛ, М.—Л., 1950.
7. Методические указания Управлением Гидрометеослужбы, № 32, Л., 1962.

Рис. 1. График температурной зависимости переводного множителя (a) сетевого актинометра № 4100 от температуры. График построен по данным, полученным при градуировке по болометрическому пиргелиометру ПБ-1м; a — переводный множитель в *кал/см²·мин·дел*, t — температура прибора в °С.

водного множителя АТ-50 от температуры прибора. Температурный коэффициент агрегата, определенный из графика по формуле, предложенной в «Методических указаниях» [7], — $\Delta a = (a_{t_1} - a_{t_2})/(t_2 - t_1)$ равен $5{,}3 \cdot 10^{-5}$ *кал/см²·мин·град*. Температурный коэффициент, вычисленный расчетным методом [7], имеет близкое значение $3 \cdot 10^{-5}$ *кал/см²·мин·град*. Аналогичная зависимость наблюдалась при определении переводного множителя этого актинометра с применением плоских фильтров.

IV симпозиум

РАДИАЦИЯ И РАСТИТЕЛЬНОСТЬ

Ю. К. Росс

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИЗУЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО РЕЖИМА РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА

J. K. Ross

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

THE PRESENT STATE OF INVESTIGATION IN THE RADIATION REGIME OF THE PLANT COVER

Существование и развитие растительного покрова неразрывно связано с приходом на земную поверхность солнечной радиации. При изучении использования растениями радиации следует учитывать три стороны вопроса:

1. Тепловой эффект радиации. Из поглощенной растениями солнечной энергии 75—100% превращается в тепло и используется для транспирации, для поддержания температуры растений и т. д.

2. Фотосинтетический эффект радиации. Из поглощенной в интервале спектра 0,38—0,71 *мк* радиации (область фотосинтетически активной радиации — ФАР) 0—25% используется в процессе фотосинтеза для создания высокоэнергетических органических соединений.

3. Фотоморфогенетический эффект радиации в процессе роста и развития. Многие стороны влияния радиации в этих процессах еще не ясны, хотя в настоящее время известно, что фотобиологически активная область радиации начинается с ультрафиолета, охватывает видимую и небольшую часть близкой инфракрасной области, оканчиваясь около 0,75 *мк*. Кроме спектрального состава и интенсивности радиации большое влияние на рост и развитие оказывает и временный характер освещения — чередование светлого и темного периодов, их продолжительность и т. д.

Поглощение радиации элементами зеленой растительности зависит от длины волны и характеризуется спектральным коэффициентом поглощения. В тепловом режиме растительного покрова следует учитывать еще как инфракрасную (тепловую) радиацию атмосферы и подстилающей поверхности, так и собственное тепловое излучение биомассы.

Получение детальной информации о спектральном составе радиации часто связано с трудностями и вынуждает пользоваться более грубыми характеристиками. С точки зрения биогеофизики целесообразно разделить спектр радиации Солнца и неба на три области (табл. 1).

Таблица 1

Вид радиации	Область в *мк*	% солнечной радиации	Эффект действия радиации на растение		
			Тепловой	Фотосинтез	Рост и развитие
УФ-радиация	0,29—0,38	0—4	несущественный	несущественный	существенный
ФАР	0,38—0,71	21—46	существенный	существенный	существенный
Близкая инфракрасная (БИК) радиация	0,71—4,0	50—79	существенный	несущественный	существенный
ИК-радиация	4—100	—	существенный	несущественный	несущественный

Радиационный режим растительного покрова (РП) определяется следующими четырьмя факторами:

1. Спектральный состав и пространственная структура падающей на РП радиации Солнца и неба.
2. Оптические свойства подстилающей поверхности под РП.
3. Оптические свойства элементов РП.
4. Геометрическая структура (размеры и форма, местонахождение и пространственная ориентация элементов биомассы).

С математической точки зрения факторы 1 и 2 определяют граничные условия, 3 и 4 — свойства рассеивающей среды.

В изучении падающей на РП радиации в настоящее время актуальны следующие вопросы:

а. Абсолютная спектрофотометрия Солнца и неба — выяснение изменчивости спектрального состава радиации для данного места в зависимости от погодных условий и обобщение этих данных по земному шару. В настоящее время не преодолены еще трудности в конструировании и абсолютной градуировке приборов, а поэтому пока мало надежных данных. Некоторые результаты в этой области получены в ЛГУ и ГАИШе.

б. Распределение рассеянной радиации по небосводу. Существующие данные отрывочные и не систематизированы, особенно для облачного неба.

в. Определение переходных коэффициентов от интегральной радиации к ФАР. В грубом приближении этот коэффициент равен: 0,5 для суммарной радиации, 0,42 для прямой и 0,6 для рассеянной. Некоторые дополнительные результаты получены в Институте физики и астрономии АН ЭССР (ИФА АН ЭССР). Отсутствуют систематические данные об изменчивости этих коэффициентов в разных климатических районах.

г. Составление биоактиноклиматологических карт и разработка расчетных методов для определения распределения ФАР по земному шару. Первые результаты получены в ГГО и в ИФА АН ЭССР.

Оптические свойства подстилающей поверхности следует учитывать только при редком РП. Они задаются либо спектральным альбедо, либо спектральным коэффициентом яркости. К настоящему времени для этих величин накоплены обширные и достаточно надежные данные.

Сравнительно хорошо изучены оптические свойства элементов зеленой биомассы (преимущественно листьев). Несколько меньше данных для хвои ввиду экспериментальных трудностей. Некоторые данные

имеются для стеблей, стволов, ветвей и т. д., но роль последних в большинстве случаев несущественна. В табл. 2 приведены границы изменчивости оптических свойств зеленых листьев в процентах.

Таблица 2

	УФ-радиация	ФАР	БИК-радиация	Весь спектр
Отражение	2—9	6—15	30—50	17—31
Пропускание	0—5	3—10	30—50	15—29
Поглощение	86—98	80—94	10—30	40—60

Спектральная избирательность рассеяния радиации зеленой растительностью (особенно сильное рассеяние в области БИК-радиации) означает, что при проникновении радиации в глубину РП ослабление ее происходит по-разному в отдельных участках спектра. Этот так называемый «эффект Форбса в РП» особенно заметен, если сравнивать ФАР и БИК-радиацию, как это сделано в табл. 3, где приведены полученные в ИФА АН ЭССР данные о пропускании и поглощении суммарной радиации в посеве кукурузы при высоте Солнца 40°.

В мощном РП листья нижних ярусов страдают от отсутствия ФАР и их фотосинтезирующая способность остается неиспользованной. Изменение спектрального состава радиации по глубине РП может также оказать существенное влияние на процессы развития и роста. Более детальное выяснение роли спектрального состава радиации и влияния временно-пространственной изменчивости на жизнедеятельность РП зависит в основном от дальнейшего развития фотобиологии.

Таблица 3

Глубина посева в единицах относительной площади листьев	Коэффициент пропускания слоя		Доля ФАР в суммарном потоке	Коэффициент поглощения слоя		Доля ФАР в поглощенной радиации
	ФАР	БИК-радиация		ФАР	БИК-радиация	
0	1	1	0,50	0	0	0,85
1	0,44	0,75	0,37	0,53	0,15	0,83
3	0,12	0,41	0,23	0,83	0,35	0,77
6	0,02	0,23	0,06	0,93	0,46	0,72

Наибольшие трудности в изучении радиационного режима РП вызывает учет его геометрической структуры, заключающейся в исключительно большом многообразии и сложности строения РП. Конечные размеры элементов биомассы и их полурегулярное расположение не позволяют рассматривать РП ни как геометрическую систему, ни как хаотическую мутную среду, удобную для математического моделирования. Поэтому изыскиваются возможности применения статистических методов. Для сельскохозяйственных посевов некоторые результаты получены в ИФА АН ЭССР, но впереди еще большие принципиальные и экспериментальные трудности.

Основными характеристиками, на определении которых следует в первую очередь сосредоточить внимание, являются: относительная площадь фотосинтезирующей биомассы, вертикальное распределение и пространственная ориентация листьев.

Внутри РП характеристики радиационного поля являются изменчивыми величинами как в пространстве, так и во времени, и их следует рассматривать как статистически случайные.

Временной частотный спектр колебаний интенсивностей поля радиации можно разделить на четыре области:

а. Быстрые колебания с периодом ≈ 1 *сек* за счет дрожания листьев под влиянием ветра.

б. Колебания с периодом ≈ 1 *час*, связанные либо с перемещением ярких и темных пятен внутри РП при перемещении Солнца по небосводу, либо с переменной облачностью.

в. Суточная динамика радиационного поля в РП.

г. Годовая динамика радиационного поля в РП.

Специфической для радиационного поля РП является первая область быстрых колебаний. Последние три области являются характерными для радиационного режима подстилающей поверхности Земли вообще, но внутри РП статистические характеристики радиационного поля учитывают дополнительно и влияние самого РП.

Пространственный спектр колебаний интенсивностей поля радиации зависит от высоты Солнца и от геометрической структуры РП (от формы и размеров листьев, от высоты и густоты РП и т. д.).

В настоящее время отсутствуют исследования по определению временных статистических характеристик радиационного поля РП. По определению пространственных характеристик некоторые результаты получены в Ленинградской лесотехнической академии для леса и в ИФА АН ЭССР для сельскохозяйственных культур. Они указывают на то, что в грубом приближении радиационное поле в РП делится на две части — область ярких и область темных пятен, — в которых интенсивности отличаются в десятки раз и в каждой из частей подчиняются нормальному распределению. Длина горизонтального осреднения колеблется от нескольких метров для узколиственных злаков до сотен метров для леса.

Теоретическая постановка задачи, разработка аппаратуры и проведение экспериментов для определения временно-пространственных статистических характеристик радиационного поля в РП, в зависимости от геометрической структуры последнего, является в дальнейшем одной из наиболее актуальных задач.

Вследствие того, что интенсивность радиации варьирует в РП в широких пределах и что биологические процессы, например, фотосинтез, зависят от поглощенной радиации нелинейно, для детальной характеристики радиационного режима РП нельзя ограничиваться только одними средними значениями.

Наиболее детальными характеристиками радиационного режима в РП являются статистические функции распределения либо монохроматических интенсивностей, либо монохроматических освещенностей по всем направлениям.

Менее точными являются освещенности, осредненные в горизонтальном слое и интегрированные отдельно по областям ФАР и БИК-радиации. Если не принимать во внимание статистический характер радиационного режима РП, то это повлечет за собой ошибку, достигающую в отдельных случаях до 40%, для РП в целом — до 15%.

В решении многих биологических проблем можно ограничиться потоками отдельно для ФАР и БИК-радиации, направленными вверх и вниз. Осреднение радиационного поля по направлениям при переходе к потокам только вверх и вниз дает при расчетах фотосинтеза всего РП результаты, систематически заниженные на 5—10%.

Направленные вверх и вниз потоки интегральной радиации являются слишком грубыми характеристиками для современной биологии,

хотя ими можно воспользоваться при расчетах теплового баланса и транспирации РП. В последнем случае необходимо учесть еще и ИК-радиацию.

Одной из важнейших задач современной биоактинометрии является разработка методов определения надежно осредненных потоков вверх и вниз отдельно ФАР, БИК- и ИК-радиации. Эта задача может быть решена двумя путями:

1. Непосредственные изменения радиации в РП.

2. Расчетные методы, основывающиеся на решении уравнения переноса радиации в РП, если заданы: падающая на РП радиация, оптические свойства и геометрическая структура РП.

Первый путь сводится к измерению осредненных потоков ФАР, интегральной коротковолновой радиации и радиационного баланса в РП. Наиболее благоприятно здесь обстоит дело с интегральной радиацией. Несмотря на достигнутые в последние годы успехи, для определения потоков ФАР мы еще не имеем надежного прибора серийного производства. Также по-прежнему плохо обстоит дело с измерениями радиационного баланса. Окончательно не решен вопрос горизонтального осреднения потоков, особенно для леса. Поэтому остаются актуальными вопросы по усовершенствованию приборов и методике измерений.

Экспериментальные трудности в изучении радиационного режима РП стимулировали развитие косвенных, расчетных методов. Некоторые успехи в математическом моделировании радиационного поля РП в последние годы достигнуты в ИФА АН ЭССР. Однако разработанный первый вариант математической модели имеет два недостатка:

а. При выводе уравнения переноса лучистой энергии сделано предположение, что в горизонтальных элементарных слоях РП геометрическая структура биомассы не зависит от структуры соседних слоев. Это не соответствует действительности и при решении уравнения переноса мы получаем заниженные результаты.

б. Уравнение переноса сформулировано для осредненных в горизонтальных направлениях интенсивностей и не учитывает статистического характера радиационного поля.

Преодоление этих трудностей требует нового, статистического подхода к построению уравнения переноса и является одной из наиболее актуальных, но весьма трудных задач не только для РП, но и в теории переноса вообще.

Поскольку основывающиеся на теории переноса расчетные методы для нахождения характеристик радиационного режима РП являются громоздкими и сложными, а также требуют высокого уровня вычислительной техники, то ведутся работы и над созданием простых полуэмпирических расчетных методов. Ряд методов и формул разработан в ИФА АН ЭССР, в Институте географии АН СССР и в Институте физиологии растений АН УССР.

Достигнутые важнейшие результаты в изучении радиационного режима РП следующие:

1. Определены предварительные коэффициенты перехода от интегральной радиации к ФАР и составлены карты прихода ФАР.

2. Путем модификации и приближенного решения уравнения переноса разработан первый вариант математической модели радиационного режима РП.

3. Для определения потоков радиации в РП предлагается ряд полуэмпирических формул.

4. Получены первые результаты описания геометрической структуры РП методами математической статистики.

5. Для определения горизонтально осредненных и статистических

характеристик радиационного поля РП сконструирован комплекс приборов.

6. Получены надежные экспериментальные данные о радиационном режиме и геометрической структуре некоторых сельскохозяйственных посевов и типов леса.

7. Экспериментальными и теоретическими исследованиями выяснено, что:

а. Ослабление радиации в РП по вертикали происходит по экспоненциальному или близким к нему законам, если глубину проникновения радиации выразить в единицах относительной площади биомассы.

б. В первом приближении можно пренебречь статистическим и пространственным характером радиационного поля и ограничиться только осредненными в горизонтальных направлениях потоками вверх и вниз.

в. В глубине РП мало ФАР и преобладает БИК-радиация. В области ФАР отсутствует заметный зеленый максимум благодаря прямой и рассеянной радиации, проникающих на данную глубину без ослабления. Радиационный режим РП нельзя характеризовать только интегральной коротковолновой радиацией и необходимо ее разделение на ФАР и БИК-радиацию.

г. Математическим моделированием выяснено, что существующие в природе различные геометрические структуры РП оказывают меньшее влияние на радиационный режим РП, чем предполагалось раньше.

д. Из всех составляющих радиационного поля РП преобладающее значение имеет прямая радиация Солнца, проникающая на данную глубину без взаимодействия с РП.

е. В расчетах ФАР по уравнению переноса можно ограничиться только однократным рассеянием.

Нерешенным в общем виде остается важный вопрос, имеющий большое практическое значение, — какова оптимальная геометрическая структура РП для максимального фотосинтеза, хотя модельными опытами установлено, что по сравнению с вертикальным, горизонтальным и хаотическим расположением листьев максимальный фотосинтез получается при такой геометрической структуре, где в верхних слоях листья имеют преимущественно вертикальное расположение и при увеличении глубины переходят в горизонтальное положение. Насколько такая структура является близкой к оптимальной и при каких условиях, покажут дальнейшие исследования.

А. А. Ничипорович

Институт физиологии растений АН СССР, Москва

СОЛНЕЧНАЯ РАДИАЦИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКИХ УРОЖАЕВ

A. A. Nichiporovich

Institute of Plant Physiology, USSR Academy of Sciences, Moscow

THE SOLAR ENERGY AND HIGH CROP CAPACITY

1. Три миллиарда человек населения Земли ежегодно подвергают биологическому окислению в процессе дыхания около 700 миллионов тонн органических веществ. При этом превращается в тепло и рассеивается около $3{,}5 \times 10^{15}$ *ккал* энергии, связанной в виде потенциальной химической энергии в органических веществах пищи. Это равноценно количеству энергии, которую могли бы производить около 400 таких гидроэлектростанций, как Куйбышевская ГЭС (10×10^6 *квт-ч* ежегодно).

2. Предстоящий рост населения потребует соответственно большего количества пищи и связанной в ней энергии.

3. Первоисточником пищи для человека служит фотосинтез зеленых растений. В нем при помощи энергии солнечного света растения первично синтезируют органические вещества и запасают энергию радиации, преобразуя ее в химическую энергию.

В первичной органической биомассе, из которой, прямо или вторично (через посредство животных) получается «чистая» пища человека, запасается по меньшей мере в 10—20 раз больше энергии, т. е. примерно $35—70 \times 10^{15}$ *ккал*, а фактически приходит на площадь Земли или океанов, с которой человек так или иначе получает пищевую продукцию еще раз в 50 большую.

4. Столь грандиозные энергетические затраты на производство пищи человеку возможны только из одного самого мощного источника на Земле — из колоссального потока энергии солнечной радиации.

5. Но этот поток — грандиозный в абсолютном выражении — рассредоточен на громадных пространствах; поэтому он мало интенсивен, не постоянен и труден для прямого широкого технического использования как на искусственные химические синтезы, так и на физические и технические преобразования.

6. Однако природа создала высокосовершенный биологический аппарат для использования этого потока в грандиозных масштабах — фотосинтетический аппарат зеленых растений.

7. Замечательные особенности фотосинтетического аппарата зеленых растений состоят в том, что, несмотря на высокую степень сложности, он — в процессе роста и жизнедеятельности растений — сам себя создает, распространяется и создает оптически плотные системы на громадных пространствах суши и вод Земного шара, использует везде распространенное сырье как CO_2, H_2O, минеральные соли и потоки энергии солнечной радиации. При этом он проводит сложнейшие химические эндотермические синтезы в мягких условиях температур, давлений и т. д.

8. При всей грандиозности масштабов фотосинтетической деятельности растений на Земном шаре проблема пищевых рессурсов является одной из острых проблем человечества и требует больших и организованных усилий и новых принципов и методов ее решения.

9. Пути решения этой проблемы разнообразны:

а) лучшее использование для пищи и кормов первичной продукции естественной растительности и, в частности, степей, лесов, фитопланктона морей и океанов;

б) реконструкция растительного покрова Земного шара и увеличение площадей под культурой наиболее производительных пищевых и кормовых растений;

в) лучшее использование для производства кормов и пищи непищевого сырья (продукты переработки нефти, угля, отходов растениеводства, лесной промышленности и т. д.);

г) наиболее важно — увеличение продуктивности и урожайности культурных пищевых и кормовых растений.

10. Что касается последнего, то в этой работе должен быть широко использован следующий принцип: вся работа по повышению урожайности должна быть строго подчинена принципу формирования фотосинтезирующих систем (посевов, насаждений), способных наилучшим образом использовать приходящую энергию солнечной радиации с наиболее высокими коэффициентами полезного действия света. Для этого необходимо:

а. Иметь точные данные о приходе в разных зонах энергии фотосинтетически активной части радиации.

б. Уточнить теоретически возможные коэффициенты использования энергии солнечной радиации на фотосинтез и формирование урожаев.

По современным представлениям это 4—5% от приходящей за время вегетации энергии ФАР, причем средние массовые коэффициенты составляют 0,5—1,5%.

в. Уточнить необходимую для этого обеспеченность посевов и насаждений водой, минеральным питанием и уточнить необходимые показатели фотосинтетической деятельности.

г. Учитывать фактически существующие коэффициенты использования энергии солнечной радиации на формирование реальных урожаев и выяснять причины несоответствия между теоретически возможными и фактическими показателями.

д. Разрабатывать принципы и приемы максимального сокращения несоответствий между теоретически возможными и фактически наблюдаемыми к. п. д. использования энергии.

11. Сложность проблемы заключается в том, что:

а. Приходы энергии солнечной радиации в течение возможного периода вегетации варьируют в разных зонах Земного шара от 1-го до 10 миллиардов *ккал* на *га* в год.

б. Типы приходов радиации (длина дня и ночи, интенсивность, отношение между прямой и рассеянной) в различных зонах различны и не постоянны.

в. Приходы энергии солнечной радиации по разному сочетаются с другими сопровождающими факторами, как температурные режимы, режимы влажности, в связи с чем сильно меняется ценность энергии солнечной радиации как фактора фотосинтеза и продуктивности.

г. Действие радиации на растения сложно и многообразно: кроме того, что она движущая сила фотосинтеза, она же — главный фактор транспирации, теплового режима. Помимо этого через посредство сложной системы рецепторов свет воздействует на многие физиологические процессы, в том числе на процессы передвижения ассимилятов, дыхание, рост, органогенез, которые являются промежуточными звеньями между фотосинтезом и конечными этапами формирования урожаев. В разных случаях и условиях соотношения эффектов действия радиации на эти процессы различны.

12. В силу этого для наилучшего использования приходящей энергии в разных комплексах условий оптимальны фотосинтезирующие системы (ценозы, посевы, насаждения) с разными свойствами и сочетаниями показателей оптических свойств и фотосинтетической деятельности.

13. В этом существует ряд важных закономерностей, многие из которых известны, многие же требуют уточнения, разработки и подробного изучения. Некоторые положения пунктов 10—13 будут изложены более подробно.

14. Подчинение работ по увеличению продуктивности задаче получения посевов и насаждений, способных усваивать энергию радиации с определенными заранее задаваемыми и теоретически обоснованными к. п. д., и строгое подчинение этой задаче всех мероприятий (удобрения, поливы, густоты посевов и посадок, подбор наиболее эффективных сортов и др.) дает возможность создавать хорошо уравновешенные системы мероприятий, где каждый фактор плодородия используется с максимальной эффективностью.

Ю. К. Росс, Т. А. Нильсон

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАДИАЦИОННОГО РЕЖИМА РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА

J. K. Ross, T. A. Nilson

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

A MATHEMATICAL MODEL OF RADIATION REGIME OF THE PLANT COVER

Введение

По сравнению с атмосферой коротковолновый радиационный режим растительного покрова (РП) имеет некоторые особенности, вызывающие ряд трудностей при его математическом описании.

1. Большие размеры рассеивающих и поглощающих элементов (листьев, стеблей, цветков и т. д.) по сравнению с молекулами и аэрозольными составляющими воздуха. Это в некоторой степени ограничивает применение методов интегро-дифференциального исчисления теории переноса и требует для получения достоверных значений большого масштаба пространственного осреднения.

2. Исключительно большое многообразие и сложность строения РП. Элементы биомассы имеют сложную и многообразную фигуру, они расположены в РП не по порядку и не совсем хаотично, а поэтому не позволяют рассматривать РП ни как геометрическую, ни как хаотическую мутную среду, удобную для математического моделирования.

3. В отличие от атмосферы на верхнюю границу РП падает как поток прямой радиации Солнца, так и диффузный поток рассеянной радиации неба.

4. По сравнению с атмосферой, нужно учитывать значительную оптическую толщину РП, достигающую 8—10, что на порядок превышает оптическую толщину атмосферы (0,2—0,6).

5. Относительно большой коэффициент поглощения элементов растительности — 0,85 в области фотосинтетически активной радиации (ФАР) и 0,15 в области БИК-радиации.

Перечисленные особенности РП не позволяют перенести в изучение радиационного режима РП без предварительного анализа тот математический аппарат, который разработан для изучения радиационного режима атмосферы звезд и планет, базирующийся на решении уравнения переноса лучистой энергии.

Предпринятые до сих пор попытки математического описания радиационного режима РП сосредоточены на двух направлениях:

1. Моделирование РП геометрическими фигурами — цилиндрами, шарами, конусами и т. д., для которых заданы размеры, расположение, отражательная и пропускательная способности. Кроме того, даны отражающие свойства подстилающей поверхности, на которой расположены фигуры. Такие модели построены при помощи цилиндров и шариков, например, Кастровым [1], при помощи конусов Янке и Лауренс [2].

2. Моделирование РП мутным слоем. Элементы растительности рассматриваются как малые поглощающие и рассеивающие частицы с заданными оптическими свойствами. Растительный покров рассматривается как горизонтально однородный плоскопараллельный слой, где радиационное поле зависит только от координаты z и направления $\vec{r}$ и не зависит от координат x и y. Впервые модель мутного слоя для построения теории альбедо растительного покрова была применена Шифриным [3], дальнейшее развитие она нашла в работах Росса и Нильсона [4—8] и Исобе [9—11].

Можно ожидать, что первое направление более перспективное для редкого растительного покрова (кустарник, редкий лес, посевы кукурузы и хлопчатника в начальный период развития и т. д.), когда можно пренебречь многократным рассеянием и при больших высотах Солнца, где можно не учитывать взаимное затенение отдельных фигур. В основном, геометрическая модель применима для теории альбедо и малоэффективная для описания радиационного режима внутри РП.

Модель мутного слоя применима тем лучше, чем более однороден (в горизонтальных направлениях) и чем гуще РП, а также чем меньшие размеры элементов биомассы. В связи с потребностями сельского хозяйства и лесоводства в изучении радиационного режима РП, в последнее время получили большое развитие работы по применению модели мутного слоя.

Здесь излагаются результаты работ, выполненных в Институте физики и астрономии АН ЭССР по созданию математической модели радиационного режима РП, при этом РП рассматривается как мутный анизотропный и горизонтально однородный в статистическом смысле слой и для определения радиационного поля в РП применяется модифицированное уравнение переноса.

Постановка задачи

В стационарных условиях освещения радиационное поле в РП определяется следующими факторами.

1. Спектральный состав и пространственное распределение падающей на верхнюю границу РП прямой радиации Солнца и рассеянной радиации неба, характеризуемые монохроматической интенсивностью прямой радиации Солнца $S_{0\lambda}(\vec{r}_\odot)$ и монохроматической яркостью неба $d_{0\lambda}(\vec{r})$, где $\vec{r}_\odot = (\vartheta_\odot, \varphi_\odot)$ — единичный вектор в направлении солнеч-

ных лучей, $\vec{r} = (\vartheta, \varphi)$ — единичный вектор из верхней полусферы, причем

$$\pi/2 \leqslant \vartheta_{\odot}, \quad \vartheta \leqslant \pi, \qquad 0 \leqslant \varphi_{\odot}, \quad \varphi \leqslant 2\pi.$$

Соответственно монохроматическая интенсивность суммарной радиации определяется выражением

$$q_{0\lambda}(\vec{r}) = S_{0\lambda}(\vec{r}_{\odot})|\cos\vartheta|\,\delta(\vec{r} - \vec{r}_{\odot}) + d_{0\lambda}(\vec{r})|\cos\vartheta|,$$

где $\delta(r - \vec{r}_{\odot})$ — дельта-функция Дирака, причем

$$\int_{4\pi} f(\vec{r})\,\delta(\vec{r} - \vec{r}')\,d\Omega = f(\vec{r}')$$

и монохроматическая плотность потока суммарной радиации

$$Q_{0\lambda} = \int_{2\pi} q_{0\lambda}(\vec{r})\,d\Omega = S_{0\lambda}(\vec{r}_{\odot})|\cos\vartheta_{\odot}| + D_{0\lambda}, \tag{1}$$

где

$$D_{0\lambda} = \int_{2\pi} d_{0\lambda}(\vec{r})|\cos\vartheta|\,d\Omega, \qquad d\Omega = \sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi.$$

2. Спектральные отражающие свойства подстилающей поверхности под РП, характеризуемые спектральным коэффициентом яркости $\gamma_{\lambda\pi}(\vec{r}, \vec{r}')/\pi$, где $\vec{r}'(\vartheta', \varphi')$ — направление рассеянного луча, причем $\pi/2 < \vartheta \leqslant \pi$ и $0 \leqslant \vartheta' < \pi/2$.

3. Спектральные рассеивающие свойства элементов биомассы (преимущественно листьев), заданные спектральными функциями рассеяния

$$\gamma_{\lambda L1}(\alpha', \beta'; \alpha, \beta)/\pi$$

для верхней стороны листа $\pi/2 < \alpha' \leqslant \pi$, $0 \leqslant \alpha \leqslant \pi$,

$$\gamma_{\lambda L2}(\alpha', \beta'; \alpha, \beta)/\pi$$

для нижней стороны листа $0 \leqslant \alpha' < \pi/2$, $0 \leqslant \alpha \leqslant \pi$,

где α и α' — углы наклона соответственно рассеянного и падающего лучей, отсчитываемые от нормали к верхней стороне листа $\vec{r}_L$, β и β' — азимуты соответственно рассеянного и падающего лучей, отсчитываемых от жилки листа по часовой стрелке.

Условия нормирования для $\gamma_{\lambda L1}$:

$$R_{\lambda L1}(\alpha', \beta') = \pi^{-1} \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^{\pi/2} \gamma_{\lambda L1}(\alpha', \beta'; \alpha, \beta)\cos\alpha \sin\alpha\,d\alpha, \tag{2}$$

где $R_{\lambda L1}(\alpha', \beta')$ — монохроматический коэффициент отражения верхней стороны листа для падающего луча из направления (α', β')

$$T_{\lambda L1}(\alpha', \beta') = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\beta \int_{\pi/2}^{\pi} \gamma_{\lambda L1}(\alpha', \beta'; \alpha, \beta)\cos\alpha \sin\alpha\,d\alpha, \tag{3}$$

где $T_{L\lambda 1}(\alpha', \beta')$ — монохроматический коэффициент пропускания верхней стороны листа для падающего луча из направления (α', β'). Аналогичные выражения получаются для нижней стороны листа. По физическому смыслу γ_L/π есть коэффициент яркости поверхности листа для падающего луча из направления (α', β'). Если перейти от привязанной к листу системы координат к привязанной к поверхности Земли системе координат, то

$$\alpha = \alpha(\vec{r_L}, \vec{r}), \quad \beta = \beta(\vec{r_L}, \vec{r}), \quad \alpha' = \alpha'(\vec{r_L}, \vec{r'}) \quad \text{и} \quad \beta' = \beta'(\vec{r_L}, \vec{r'})$$

и, следовательно,

$$\gamma(\alpha', \beta'; \alpha, \beta) = \tilde{\gamma}(\vec{r_L}; \vec{r}, \vec{r'}).$$

4. Геометрическая структура РП, под которой в общем случае понимается совокупность характеристик, определяющих фигуру и размеры листьев, стеблей и др. элементов биомассы, их ориентацию и местонахождение в пространстве, общее количество рассеивающих элементов и их вертикальное распределение на единицу площади РП и т. д.

Следует подчеркнуть, что наибольшие трудности в математическом моделировании радиационного режима в РП представляет именно математическое описание геометрической структуры РП и в настоящее время этот вопрос еще далек от удовлетворительного решения.

В данной работе для описания геометрической структуры РП исходим из понятия тонкого, анизотропного, горизонтально однородного в статистическом смысле слоя растительности. Согласно этому, растительный покров разделяется на большое число тонких горизонтальных слоев, причем толщина горизонтального слоя выбирается так, чтобы в вертикальном или близких к вертикали направлениях на пути луча находился только один элемент биомассы и, таким образом, число актов рассеяния в выбранном слое не превышало одного. Уравнение переноса радиации в этом случае выводится не для элементарного объема, а для элементарного слоя и для интенсивностей, осредненных по координатам x и y.

Далее предполагается, что если выбрать в любом тонком слое достаточно большую горизонтальную площадь, содержащую большое количество листьев (или других элементов биомассы), то в пределах этой площади можно установить статистический закон распределения пространственной ориентации листьев. Горизонтальная однородность РП в статистическом смысле заключается в том, что если выбранную достаточно большую площадь перемещать в любом горизонтальном направлении на любое расстояние, то количество листовой поверхности на этой площади и статистический закон распределения пространственной ориентации не должны изменяться. Согласно выше изложенному геометрическая структура РП характеризуется следующими функциями: $u_k(z)$ — количество площади биомассы k-го органа в единице объема слоя на высоте z, $g_k(z, \vec{r_L})$ — плотность распределения ориентации нормалей к верхней (наружной) поверхности элементов биомассы k-го органа по всевозможным направлениям r_L.

Тогда

$$L_k(z) = \int_z^{z_0} u_k(z')\,dz' \tag{4}$$

— количество площади биомассы k-го органа, находящегося в цилиндре, с единичной площадью основания между высотой z и верхней границей z_0,

$$L_{k0} = L_k(0) = \int_0^{z_0} u_k(z')\,dz'$$

— относительная площадь биомассы k-го органа РП. Условием для нормирования $g_k(z, \vec{r}_L)$ будет

$$(1/4\pi) \int_{4\pi} g_k(z, \vec{r}_L)\,d\Omega_L \equiv 1.$$

Как показывают экспериментальные исследования, радиационное поле внутри растительного покрова имеет сложный характер. Например, если при передвижении в горизонтальном направлении пиранометр попадает в яркие пятна, образующиеся в отдельных местах в РП при беспрепятственном пропускании прямой радиации Солнца, показания пиранометра равны или даже превышают соответствующие значения над РП; если же пиранометр попадает в затененные места, где отсутствует прямая радиация Солнца и сквозь листву почти не видно неба, то показания пиранометра занижены в 50—100 раз.

Поэтому для более детального описания радиационного поля в РП правильным было бы рассматривать характеристики радиационного поля как статистически случайные величины и описывать их при помощи соответствующих статистических величин. К сожалению, в настоящее время мы не можем сформулировать математическую задачу об определении статистических характеристик радиационного режима РП в достаточно общем виде и вынуждены ограничиваться классической постановкой задачи. При выводе уравнения переноса радиации в РП, согласно работе Росс [6], оптико-геометрические свойства РП, являющиеся случайными функциями от координат x и y, осредняются по тем же координатам и описываются при помощи плотности площади биомассы $u_k(z)$, статистического закона ориентации элементов биомассы $g_k(z, \vec{r}_L)$ и функции рассеяния $\gamma_L(\vec{r}', \vec{r})$. В таком рассмотрении РП является горизонтально однородной, но анизотропной мутной средой, а интенсивности радиации, являющиеся решениями уравнения переноса, осреднены по x и y.

С методической точки зрения, для лучшего понимания влияния отдельных факторов на радиационный режим РП целесообразно поле радиации в РП разделить на отдельные составляющие:

1. Прямая радиация Солнца $S_\lambda(z, \vec{r}_\odot)$, доходящая от верхней границы РП до высоты z без взаимодействия с РП, в виде параллельных лучей. В одной точке внутри РП эта составляющая имеет дискретный характер. Она равна $S_{0\lambda}$ только в направлении $\vec{r}_\odot$ и в том случае, если между Солнцем и рассматриваемой точкой на высоте z отсутствуют элементы биомассы. Во всех остальных случаях она равна нулю.

Мерой ослабления $S_\lambda(z, \vec{r}_\odot)$ в РП является уменьшение с глубиной числа и размеров освещенных прямой радиацией горизонтальных площадей. На верхней границе РП $S_\lambda(z, \vec{r}_\odot) = S_{0\lambda}(\vec{r}_\odot)$, на высоте z

$$S_\lambda(z, \vec{r}_\odot) = S_{0\lambda}(\vec{r}_\odot)\,a_S(z, \vec{r}_\odot). \qquad (5)$$

Назовем a_S фактором пропускания прямой радиации Солнца в РП. Согласно работе Росс и Нильсон [7], a_S имеет следующий вид:

$$a_S(z, \vec{r}_\odot) = \exp\left[-\tau(z, \vec{r}_\odot)\sec\vartheta_\odot\right], \tag{6}$$

где

$$\tau(z, \vec{r}_\odot) = \sum_k \int_z^{z_0} u_k(z')\, G_k(z', \vec{r}_\odot)\, dz', \tag{7}$$

$$G_k(z, \vec{r}_\odot) = (1/4\pi) \int_{4\pi} g_k(z, \vec{r}_L) \left|\cos \widehat{\vec{r}_\odot \vec{r}_L}\right| d\Omega_L, \tag{8}$$

где $\tau(z, \vec{r}_\odot)$ можно истолковать как оптическую толщину РП на пути луча от верхней границы РП z_0 до высоты z в направлении $\vec{r}_\odot$, а $G_k(z, \vec{r}_\odot)$ как эффективную проекцию единицы площади биомассы k-го органа растений в направлении $\vec{r}_\odot$ на высоте z.

Из выражения для τ видно, что оптическая толщина на единице длины пути зависит от направления луча, т. е. РП является анизотропным. Фактор пропускания a_S следует рассматривать как вероятность того, что горизонтальная площадь на высоте z освещается параллельными лучами Солнца. Из (5) вытекает, что на верхней границе РП $a_S = 1$.

2. Рассеянная радиация неба $d_\lambda(z, \vec{r})$, доходящая до высоты z без взаимодействия с РП, в виде диффузной радиации. Все вышесказанное о пропускании прямой радиации, имеет место и для рассеянной радиации, за исключением того, что рассеянная радиация неба падает на РП по всем направлениям из верхней полусферы. Поэтому аналогично (5) можем написать

$$d_\lambda(z, \vec{r}) = d_{0\lambda}(\vec{r})\, a_D(z, \vec{r}), \tag{9}$$

где

$$a_D(z, \vec{r}) = \exp\left[-\tau(z, \vec{r})\sec\vartheta\right] \tag{10}$$

— фактор пропускания (для интенсивности) рассеянной радиации неба. Как видно из изложенных формул, S_λ и d_λ не зависят от спектральных рассеивающих свойств элементов РП и определяются только геометрической структурой РП и угловой структурой падающей радиации. Поэтому a_S и a_D не зависят и от длин волн радиации и являются геометрическими характеристиками.

3. Интенсивность дополнительного радиационного поля в растительном покрове $i_{\lambda S}(z, \vec{r})$, возникающего за счет рассеяния прямой радиации S_λ на элементах биомассы и отражения от почвы.

Дополнительное поле определяется из модифицированного уравнения переноса, которое согласно работе Росс [6], можно написать в следующем виде:

$$\cos\vartheta \frac{\partial i_{\lambda S}(z, \vec{r})}{\partial z} = -\sum_k u_k(z)\, G_k(z, \vec{r})\, i_{\lambda S}(z, \vec{r}) +$$

$$+ \sum_k u_k(z)\,(1/\pi) \int_{4\pi} \Gamma_{\lambda k}(z, \vec{r}', \vec{r})\, i_{\lambda S}(z, \vec{r}')\, d\Omega' +$$

$$+ \sum_k u_k(z)\,(1/\pi)\, \Gamma_{\lambda k}(z, \vec{r}_\odot, \vec{r})\, S_\lambda(z, \vec{r}_\odot), \tag{11}$$

где

$$\Gamma_{\lambda k}(z, \vec{r}', \vec{r}) = (1/4\pi) \int\limits_{\Omega_{L1}} \tilde{\gamma}_{\lambda k1}(z, \vec{r}, \vec{r}', \vec{r}_L)\, g_k(z, \vec{r}_L) \left|\cos \widehat{\vec{r}'\vec{r}_L} \cos \widehat{\vec{r}\vec{r}_L}\right| d\Omega +$$

$$+ (1/4\pi) \int\limits_{\Omega_{L2}} \tilde{\gamma}_{\lambda k2}(z, \vec{r}, \vec{r}', \vec{r}_L)\, g_k(z, \vec{r}_L) \left|\cos \widehat{\vec{r}'\vec{r}} \cos \widehat{\vec{r}\vec{r}_L}\right| d\Omega. \qquad (12)$$

Здесь Ω_{L1} — телесный угол 2π вокруг направления $\vec{r}_L$ при $\pi/2 < \widehat{\vec{r}\vec{r}_L} \leqslant \pi$ и Ω_{L2} — телесный угол 2π вокруг направления $\vec{r}_L$ при $0 \leqslant \widehat{\vec{r}\vec{r}_L} < \pi/2$. Величину $\Gamma_{\lambda k}/\pi$ можно назвать обобщенной функцией рассеяния для элементарного объема РП; кроме оптических свойств листьев она зависит от плотности распределения ориентации нормалей поверхности k-го органа растения g_k. Граничные условия для $i_{\lambda S}$:

$$\begin{cases} i_{\lambda S}(z_0, \vec{r}) = 0, \\ i_{\lambda S}(0, \vec{r}') = \pi^{-1} \int\limits_{2\pi} \gamma_{\lambda\pi}(\vec{r}', \vec{r}) \left[i_{\lambda S}(0, \vec{r}) + S_\lambda(0, \vec{r}_\odot)\, \delta(\vec{r} - \vec{r}_\odot) \right] \left|\cos \vartheta\right| d\Omega, \end{cases} \qquad (13)$$

причем

$$0 \leqslant \vartheta' < \pi/2 \quad \text{и} \quad \pi/2 < \vartheta \leqslant \pi.$$

4. Интенсивность дополнительного радиационного поля в РП $i_{\lambda D}(z, \vec{r})$, возникающая за счет рассеяния на элементах биомассы и отражения от подстилающей поверхности рассеянной радиации неба d_λ. Аналогично $i_{\lambda S}$ уравнение переноса для $i_{\lambda D}$ имеет вид

$$\cos \vartheta \frac{\partial i_{\lambda D}(z, \vec{r})}{\partial z} = -\sum_k u_k(z)\, G_k(z, \vec{r})\, i_{\lambda D}(z, \vec{r}) +$$

$$+ \sum_k u_k(z) \pi^{-1} \int\limits_{4\pi} \Gamma_{\lambda k}(z, \vec{r}', \vec{r})\, i_{\lambda D}(z, \vec{r}')\, d\Omega' +$$

$$+ \sum_k u_k(z) \pi^{-1} \int\limits_{2\pi} \Gamma_{\lambda k}(z, \vec{r}', \vec{r})\, d_\lambda(z, \vec{r}')\, d\Omega' \qquad (14)$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} i_{\lambda D}(z_0, \vec{r}) = 0, \\ i_{\lambda D}(0, \vec{r}') = \pi^{-1} \int\limits_{2\pi} \gamma_{\lambda\pi}(\vec{r}', \vec{r}) \left[i_{\lambda D}(0, \vec{r}) + d_\lambda(0, \vec{r}) \right] \left|\cos \vartheta\right| d\Omega. \end{cases} \qquad (15)$$

Уравнения переноса (11) и (14) являются более сложными по сравнению с уравнениями, обычно встречающимися в астрофизике и атмосферной физике. Они, во-первых, содержат суммы $\sum_k u_k G_k$ и $\sum_k u_k \Gamma_{\lambda k}$, учитывающие геометрическую структуру, рассеивающие свойства и количества биомассы как отдельных органов растений (листья, стебли, цветки и т. д.), так и различных видов растений, встречаемых в РП. Во-вторых, аргументом обобщенной индикатрисы $\Gamma_{\lambda k}(z, \vec{r}', \vec{r})/\pi$ не является угол между падающим и отражающим лучами $\widehat{\vec{r}'\vec{r}}$, как обыч-

но, а направления $\vec{r'}$ и $\vec{r}$, входящие в $\Gamma_{\lambda k}$, как самостоятельные аргументы. Поэтому в общем случае не выполнимо разложение $\Gamma_{\lambda k}$ в ряд по полиномам Лежандра. В-третьих, функции G_k зависят от направления $\vec{r}$. Второе и третье обстоятельства означают, что мутная среда (РП) анизотропная и при решении уравнения переноса не удастся перейти к независящей от направления оптической толщине типа $\tau^* = \int_z^{z_0} \varkappa \varrho dz$, где ϱ — плотность мутного слоя и $\varkappa$ — массовый коэффициент ослабления.

В дальнейшем при решении уравнений (11) и (14) целесообразно $i_{\lambda S}$ и $i_{\lambda D}$ разделить на две части

$$i_{\lambda S}(z, \vec{r}) = \begin{cases} i_{\lambda S1}(z, \vec{r}), & \text{если} \quad \pi/2 < \vartheta \leqslant \pi, \\ i_{\lambda S2}(z, \vec{r}), & \text{если} \quad 0 \leqslant \vartheta < \pi/2 \end{cases}$$

и

$$i_{\lambda D}(z, \vec{r}) = \begin{cases} i_{\lambda D1}(z, \vec{r}), & \text{если} \quad \pi/2 < \vartheta \leqslant \pi, \\ i_{\lambda D2}(z, \vec{r}), & \text{если} \quad 0 \leqslant \vartheta < \pi/2. \end{cases}$$

Итак, суммарная и осредненная по x и y монохроматическая интенсивность радиационного поля в РП из верхней полусферы $i_{\lambda 1}(z, \vec{r})$ имеет четыре составляющих и может быть написана их суммой

$$i_{\lambda 1}(z, \vec{r}) = S_\lambda(z, \vec{r}_\odot)\,\delta(\vec{r} - \vec{r}_\odot) + d_\lambda(z, \vec{r}) + i_{\lambda S1}(z, \vec{r}) + i_{\lambda D1}(z, \vec{r}). \qquad (16)$$

Суммарная осредненная монохроматическая интенсивность радиационного поля из нижней полусферы $i_{\lambda 2}(z, \vec{r})$ имеет две составляющих

$$i_{\lambda 2}(z, \vec{r}) = i_{\lambda S2}(z, \vec{r}) + i_{\lambda D2}(z, \vec{r}). \qquad (17)$$

Выражения (16) и (17) окончательно определяют радиационное поле в РП.

Путем непосредственных измерений мы, конечно, не сможем различить отдельные составляющие радиационного поля, за исключением S_λ, хотя можно придумать эксперименты для их косвенного определения. В дальнейшем, при использовании данных радиационного поля РП в различных биогеофизических расчетах целесообразно воспользоваться не интенсивностями радиации, а освещенностями по всевозможным направлениям.

Переход от интенсивности $i_\lambda(z, \vec{r})$ к освещенностям $I_\lambda(z, \vec{r}_L)$ осуществляется следующим образом: выбираем в РП на высоте z единичную поверхность (например, лист), нормаль верхней стороны которой ориентирована в направлении $\vec{r}_L$. Зная интенсивности радиационного поля, рассчитываем потоки радиации через верхнюю и нижнюю стороны единичной поверхности (монохроматические освещенности). Учитывая (16), получим для монохроматической осредненной освещенности верхней стороны поверхности $I_{\lambda 1}(z, \vec{r}_L)$, выражение

$$I_{\lambda 1}(z, \vec{r_L}) = \int\limits_{\Omega_{L1}} i_\lambda(z, \vec{r}) |\cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r}}| \, d\Omega =$$

$$= S_\lambda(z, \vec{r_\odot}) |\cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r_\odot}}| + \int\limits_{\Omega_{D1}} d_\lambda(z, \vec{r}) |\cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r}}| \, d\Omega +$$

$$+ \int\limits_{\Omega_{L1}} i_{\lambda S}(z, \vec{r}) |\cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r}}| \, d\Omega + \int\limits_{\Omega_{L1}} i_{\lambda D}(z, \vec{r}) |\cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r}}| \, d\Omega, \qquad (18)$$

где

$$\pi/2 \leqslant \widehat{\vec{r_L}\vec{r_\odot}} \leqslant \pi, \quad \pi/2 \leqslant \widehat{\vec{r_L}\vec{r}} \leqslant \pi$$

и Ω_{D1} — телесный угол в верхней полусфере, равен $2(\pi - \vartheta_L)$. Монохроматическая осредненная освещенность нижней стороны поверхности $I_{\lambda 2}(z, \vec{r_L})$ равна

$$I_{\lambda 2}(z, \vec{r_L}) = \int\limits_{\Omega_{D2}} d_\lambda(z, \vec{r}) \cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r}} \, d\Omega + \int\limits_{\Omega_{L2}} i_{\lambda S}(z, \vec{r}) \cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r}} \, d\Omega +$$

$$+ \int\limits_{\Omega_{L2}} i_{\lambda D}(z, \vec{r}) \cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r}} \, d\Omega, \qquad (19)$$

где

$$0 \leqslant \widehat{\vec{r_L}\vec{r}} \leqslant \pi/2, \quad \pi/2 < \widehat{\vec{r_L}\vec{r_\odot}} \leqslant \pi,$$

а Ω_{D2} — телесный угол в верхней полусфере, равен $2\vartheta_L$.

Если $0 \leqslant \widehat{\vec{r_L}\vec{r_\odot}} \leqslant \pi/2$, то член $S(z, \vec{r_\odot}) |\cos \widehat{\vec{r_L}\vec{r_\odot}}|$ в выражении (18) переходит в выражение (19). В приближенных расчетах обычно ограничиваются горизонтальными освещенностями. Заменяя в (18) и (19) $\vec{r_L}$ на $\vec{z}$ и обозначая $I_{\lambda 1}(z, \vec{z}) = F_{\lambda 1}(z)$ — плотность суммарного нисходящего потока монохроматической радиации на высоте z внутри РП и $I_{\lambda 2}(z, \vec{z}) = F_{\lambda 2}(z)$ — плотность суммарного восходящего потока монохроматической радиации на высоте z внутри РП, получим

$$F_{\lambda 1}(z) = S_\lambda(z) \cos \Theta_\odot + H_{\lambda 1S}(z) + D_\lambda(z) + H_{\lambda 1D}(z) =$$

$$= S'_0 [a_S(z) + a_S^H(z)] + D_0 [a_D(z) + a_D^H(z)], \qquad (18a)$$

$$F_{\lambda 2}(z) = H_{\lambda 2S}(z) + H_{\lambda 2D}(z) = S'_0 b_S^H(z) + D_0 b_D^H(z), \qquad (19a)$$

где $\Theta_\odot = \pi - \vartheta_\odot$,

$$D_\lambda(z) = -\int\limits_{2\pi} d_\lambda(z, \vec{r}) \cos \vartheta \, d\Omega,$$

$$H_{\lambda kl}(z) = \int\limits_{2\pi} i_{\lambda kl}(z, \vec{r}) |\cos \vartheta| \, d\Omega,$$

где $k = 1, 2$ и $l = S, D$.

Определение $i_{\lambda 1}$, $i_{\lambda 2}$ или $I_{\lambda 1}$ и $I_{\lambda 2}$ в общем случае путем решения соответствующих уравнений переноса представляет значительные математические трудности. Даже если удастся провести расчеты, то полученная информация слишком обильная для практического использования. Поэтому представляет большой практический интерес искать пути для упрощения задачи и для приближенного решения уравнения переноса лучистой энергии в РП.

Пути решения и упрощения задачи

1. Рассматриваем, прежде всего, возможность упрощения задачи в отдельных участках спектра. Ход спектрального коэффициента поглощения $a_{\lambda L}$ для «среднего зеленого листа» (см., например, [8]), построенный по литературным данным, указывает на то, что в области ФАР лист поглощает около 85% падающей на него солнечной радиации, следовательно, 15% радиации отражается и пропускается. После двукратного рассеивания доля поглощенной радиации составляет уже 98%. В то же время альбедо подстилающей поверхности в области ФАР находится в пределах 5—15%. Следовательно, в области ФАР можно пренебрегать учетом многократного рассеивания радиации на элементах РП и подстилающей поверхности. Это является существенным упрощением, и в интегро-дифференциальных уравнениях переноса радиации (11) и (14) мы сможем опустить интегральные члены, благодаря чему уравнения превращаются в дифференциальные уравнения.

Картина иная в области БИК-радиации, где коэффициент поглощения примерно 15% и, следовательно, элемент зеленой биомассы рассеивает 85% падающей на него радиации. В этом случае многократное рассеяние внутри РП вносит существенный вклад в радиационный режим РП и им пренебрегать нельзя.

Таким образом, анализ спектральных оптических свойств зеленой биомассы показывает, что в первом приближении целесообразно разделить радиационный режим РП на две спектральные области: область ФАР с коэффициентом рассеяния 0,15 и область БИК-радиации с коэффициентом рассеяния 0,85. В области ФАР роль рассеивания радиации в РП небольшая, и можно ограничиться учетом однократного рассеяния, в области БИК-радиации учет многократного рассеяния имеет существенное значение.

2. Основную рассеивающую и затеняющую площадь в РП составляют листья или хвоя, за исключением злаков. Это позволяет не учитывать других органов растений и в случае монокультур (с/х посевы и многие лесные насаждения) заменить суммы $\sum\limits_k u_k G_k$ и $\sum\limits_k u_k \Gamma_k$ членами $u_L G_L$ и $u_L \Gamma_L$, учитывающими вертикальное распределение и пространственную ориентацию площади только листьев.

3. Оптические свойства элементов биомассы, заданные спектральными функциями рассеяния $\gamma_{\lambda k1}/\pi$ и $\gamma_{\lambda k2}/\pi$, входят в уравнение переноса (14) через обобщенные функции рассеяния $\Gamma_{\lambda k}/\pi$, согласно выражению (12). В это же выражение входит также функция $g_k/4\pi$, характеризующая пространственную ориентацию элементов биомассы. Поскольку в большинстве случаев в РП основными рассеивающими элементами являются листья или хвоя и поскольку во многих случаях реальных растительных покровов ход $g_L/4\pi$ слабо выражен, то для $\Gamma_{\lambda 1}/\pi$, несмотря на возможные резкие изменения в ходе $\gamma_{\lambda L1}$ и $\gamma_{\lambda L2}$, получается сглаженный ход, т. е. если в выражении (12) $g_L \approx \text{const.}$, то ход γ_λ мало сказывается на вид обобщенной индикатрисы γ_λ/π. Так как вычисление Γ_λ/π по (12), используя реальные значения g_L, γ_{L1}

и γ_{L2}, является трудоемкой задачей даже для электронно-вычислительной машины, то, учитывая вышеприведенное, разумно предполагать, что элементы биомассы матовые и рассеивающие свойства их верхней и нижней стороны одинаковые, т. е.

$$\tilde{\gamma}_{\lambda k1}(\vec{r}, \vec{r}, \vec{r}_L) = \tilde{\gamma}_{\lambda k2}(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}_L) = \begin{cases} T_{\lambda k}, & \text{если поверхность листа} \\ & \text{не пересекает угол } \widehat{\vec{r}\vec{r}'}, \\ R_{\lambda k}, & \text{если поверхность листа} \\ & \text{пересекает угол } \widehat{\vec{r}\vec{r}'}. \end{cases} \tag{20}$$

При этом $T_{\lambda k} + R_{\lambda k} = \omega_{\lambda k}$ — коэффициент рассеяния.

В самом деле, проведенные Молдау [13] измерения, показывают, что в действительности предположение (20) плохо выполняется в области ФАР и несколько лучше в области БИК-радиации.

Оценить погрешность, вносимую предположением (20) в определение дополнительного радиационного поля i_λ в РП, можно лишь после проведения расчетов Γ_λ по реальным экспериментальным данным.

На основе пп. 1 и 3 можно сделать общий существенный вывод: в области ФАР радиационный режим РП мало зависит от рассеивающих свойств элементов зеленой биомассы, а также от их вариаций в течение вегетационного периода и в основном определяется геометрической структурой РП и особенностями падающей на РП радиации.

4. При ясной погоде приход рассеянной радиации неба в 5—10 раз меньше прихода прямой радиации Солнца. Учитывая, что роль рассеяния ФАР в РП небольшая, можно в выражении (16) пропустить член $i_{\lambda D1}$, учитывающий дополнительное радиационное поле за счет рассеивания в РП рассеянной радиации неба и тем самым пренебречь вторым уравнением переноса (14). При пасмурной погоде, это, конечно, недопустимо.

5. Если РП достаточно густой и мощный, то доходящая до подстилающей поверхности радиация под РП мала. Поэтому можно заменить второе граничное условие, содержащее отражающие свойства почвы, предположением, что толщина РП бесконечная ($z_0 \to \infty$), и требовать ограниченности решения в бесконечности. При этом формулы для характеристики радиационного поля РП несколько упрощаются.

6. Как показывает анализ экспериментальных данных о функции пространственной ориентации листьев $g_L(z, \vec{r}_L)$, ее зависимость от z слабо выражена. Поэтому можно полагать, что $g_L(z, \vec{r}_L) = g_L(\vec{r}_L)$ и для всего РП ограничиться только одной средней функцией пространственной ориентации листьев. Последнее упрощение позволяет перейти от вертикальной координаты z к новой переменной — относительной площади листьев $L(z)$, определяемой выражением (4). Учитывая вышеприведенные рассуждения, можно формулы и уравнения для определения отдельных составляющих радиационного поля написать следующим образом:

$$S(L, \vec{r}_\odot) = S_0(\vec{r}_\odot) \exp\left[-LG(\vec{r}_\odot) \sec\vartheta_\odot\right], \tag{5a}$$

$$d(L, \vec{r}) = d_0(\vec{r}) \exp\left[-LG(\vec{r}) \sec\vartheta\right], \tag{9a}$$

$$\Gamma(\vec{r}', \vec{r}) = \frac{R_L}{4\pi} \int_{\Omega_R} g_L(\vec{r}_L) \left|\cos \widehat{\vec{r}'\vec{r}_L} \cos \widehat{\vec{r}\vec{r}_L}\right| d\Omega_L +$$

$$+ \frac{T_L}{4\pi} \int_{4\pi-\Omega_R} g_L(\vec{r}_L) \left|\cos \widehat{\vec{r}'\vec{r}_L} \cos \widehat{\vec{r}\vec{r}_L}\right| d\Omega_L, \qquad (12a)$$

где Ω_R — телесный угол, образующийся из нормалей тех листьев, поверхности которых пересекают угол $\widehat{\vec{r}\vec{r}'}$

$$\cos\Theta \frac{\partial i_S(L, \vec{r})}{\partial L} = -G_L(\vec{r}) i_S(L, \vec{r}) + \frac{1}{\pi} \int_{4\pi} \Gamma_L(\vec{r}', \vec{r}) i_S(L, \vec{r}') d\Omega' +$$

$$+ \frac{1}{\pi} \Gamma_L(\vec{r}_\odot, \vec{r}) S(L, \vec{r}_\odot), \qquad (11a)$$

$$\cos\Theta \frac{\partial i_D(L, \vec{r})}{\partial L} = -G_L(\vec{r}) i_D(L, \vec{r}) + \frac{1}{\pi} \int_{4\pi} \Gamma_L(\vec{r}', \vec{r}) i_D(L, \vec{r}) d\Omega' +$$

$$+ \frac{1}{\pi} \int_{2\pi} \Gamma_L(\vec{r}', \vec{r}) d_\lambda(L, \vec{r}') d\Omega' \qquad (14a)$$

с граничным условием

$$i_S(0, \vec{r}') = i_D(0, \vec{r}') \equiv 0, \quad 0 \leqslant \Theta' < \pi/2, \qquad (13a)$$

$$\Theta = \pi - \vartheta, \quad \Theta' = \pi - \vartheta'.$$

Частные случаи

Если в случае ФАР ограничиться только учетом однократного рассеяния, то в уравнениях (11a) и (14a) исчезают интегральные члены, содержащие либо i_S либо i_D. Вместо интегро-дифференциальных уравнений получим простые дифференциальные уравнения, решение которых для i_S и бесконечного слоя ($L_0 \to \infty$) растительности при граничных условиях (13a) дает

$$i_{S1}(L, \vec{r}) = S_0(\vec{r}_\odot) \cos\Theta_\odot \pi^{-1} \cdot \Gamma_L(\vec{r}_\odot, \vec{r}) \cdot$$

$$\cdot \frac{\exp\left[-LG(\vec{r}_\odot) \sec\Theta_\odot\right] - \exp\left[-LG(\vec{r}) \sec\Theta\right]}{G(\vec{r}) \cos\Theta_\odot - G(\vec{r}_\odot) \cos\Theta},$$

$$0 \leqslant \Theta \leqslant \pi/2, \qquad (21)$$

$$i_{S2}(L, \vec{r}) = S_0(\vec{r}_\odot) \cos\Theta_\odot \pi^{-1} \cdot \Gamma_L(\vec{r}_\odot, \vec{r}) \cdot$$

$$\frac{\exp\left[-LG(r_\odot) \sec\Theta_\odot\right]}{G(r) \cos\Theta_\odot - G(r_\odot) \cos\Theta},$$

$$\pi/2 \leqslant \Theta \leqslant \pi.$$

В полученных выражениях существенную роль играют функции $G_L(\vec{r})$ и $\Gamma_L(\vec{r}, \vec{r})$, зависящие от функции ориентации листьев $g_L(\vec{r}_L)$.

Экспериментальные данные о $g_L(\vec{r}_L)$ и $G_L(\vec{r})$ для некоторых посевов сельскохозяйственных культур приведены в работах Росс и Нильсон [7, 12].

Представляет интерес рассмотреть, при вышесделанных упрощениях, три частных случая ориентации листьев: все листья горизонтальные, все листья вертикальные, листья ориентированы равномерно.

Случай 1. РП с горизонтальными листьями, т. е. $g_L(\vec{r}_L) = \delta(\vartheta_L - 0)$. Тогда $G_L(\vec{r}) = |\cos\vartheta|$ и

$$\Gamma_L(\vec{r}', \vec{r}) = \begin{cases} R_L\,|\cos\Theta\cos\Theta'|, & \text{если поверхность листа пересекает угол } \widehat{\vec{r}\vec{r}'}, \\ T_L\,|\cos\Theta\cos\Theta'|, & \text{если поверхность листа не пересекает угол } \widehat{\vec{r}\vec{r}'}. \end{cases}$$

Факторы пропускания прямой и рассеянной радиации в данном случае не зависят от направления r, т. е.

$$a_S(L, \vec{r}_\odot) = a_D(L, \vec{r}) = \exp[-L],$$

а уравнения переноса (11а) и (14а) получаются в виде (см. [8])

$$di_1(L)/dL = -(1-T_L)i_1(L) + R_L i_2(L) + T_L Q_0 \exp[-L]/\pi,$$
$$di_2(L)dL = -R_L i_1(L) + (1-T_L)i_2(L) - R_L Q_0 \exp[-L]/\pi,$$

где

$$i_1 = i_{S1} + i_{D1} \quad \text{для} \quad 0 \leqslant \Theta < \pi/2,$$
$$i_2 = i_{S2} + i_{D2} \quad \text{для} \quad \pi/2 < \Theta \leqslant \pi,$$

и Q_0 — плотность потока суммарной радиации, падающего на РП. В этих уравнениях i_1 и i_2 уже не зависят от направления $\vec{r}$, т. е. в РП с горизонтальными матовыми листьями дополнительное радиационное поле $i(L)$ является изотропным.

Полученная система дифференциальных уравнений решается точно и решения ее при граничных условиях (13а) имеют вид

$$I_1(L) = \pi i_1(L) = Q_0[\exp(-aL) - \exp(-L)],$$
$$I_2(L) = \pi i_2(L) = Q_0 A \exp[-aL],$$

где $a = \sqrt{(1-T_L)^2 - R_L^2}$ и $A = (1 - T_L - a)/R_L$ — альбедо всего РП с горизонтальными матовыми листьями.

Учитывая все составляющие радиационного поля, получим для нисходящего $F_1(L)$ и восходящего $F_2(L)$ потоков следующие простые выражения:

$$F_1(L) = Q_0 \exp[-aL],$$
$$F_2(L) = Q_0 A \exp[-aL].$$

Таким образом, РП с горизонтальными матовыми листьями является особым, где все составляющие радиационного поля можно найти точно [8].

Случай 2. РП с вертикальными биоэлементами, ориентированными равномерно по азимуту, т. е.

$$g_L(\vec{r}_L) = \delta(\vartheta_L - \pi/2).$$

Тогда

$$G_L(\vec{r}) = 2 \sin \Theta/\pi$$

и

$$\Gamma_L(\vec{r}', \vec{r}) = (\pi \cos \beta T_L/\omega_L + \sin|\beta| - |\beta| \cos \beta) \sin \Theta \sin \Theta' \cdot \omega_L/2\pi,$$

где $\beta = \varphi - \varphi'$, причем $0 \leqslant |\beta| \leqslant \pi$.

Обобщенная функция рассеяния Γ_L имеет своеобразный вид. При $\Theta = 0$, π или $\Theta' = 0$, π $\Gamma_L = 0$, а при $\Theta = \pi/2$ и $\Theta' = \pi/2$ Γ_L имеет максимальные значения. Выражение в скобках характеризует азимутальную зависимость Γ_L и форма ее зависит от отношения T_L/ω_L. Фактор пропускания для РП с вертикальными листьями имеет вид

$$a(L, \vec{r}) = \exp[-2L \tan \Theta/\pi].$$

Средняя освещенность вертикальной площади $I(L, \pi/2, \varphi_L)$ на глубине L, созданная прямыми лучами Солнца, будет

$$I_S(L, \pi/2, \varphi_L) = S_0 a_S(L, \Theta_\odot) \sin \Theta_\odot |\cos(\varphi - \varphi_\odot)|,$$

поток рассеянной радиации неба через ту же самую вертикальную поверхность

$$I_D(L, \pi/2, \varphi_L) = \int_0^{\pi/2} d\Theta \int_0^{2\pi} d_0(\vec{r}) a_D(L, \Theta) \sin^2 \Theta |\cos(\varphi - \varphi_L)| \, d\varphi.$$

Если учитывать только зональную радиацию неба, то $d_0(\vec{r}) = d_0(\Theta)$ и

$$I_D(L, \pi/2, \varphi_L) = 4 \int_0^{\pi/2} d_0(\Theta) \exp\left[-\frac{2}{\pi} L \tan \Theta\right] \sin^2 \Theta \, d\Theta,$$

а при изотропном небе ($d_0(r) = d_0 = \text{const}$)

$$I_D(L, \pi/2, \varphi_L) = 4 d_0 \int_0^{\pi/2} \exp\left[-\frac{2}{\pi} L \tan \Theta\right] \sin^2 \Theta \, d\Theta.$$

Труднее обстоит дело с решением уравнения переноса для интенсивностей дополнительного радиационного поля и найти в этом случае точное аналитическое решение невозможно. Все-таки, дополнительное радиационное поле от рассеяния только первого порядка можно легко найти по формулам (21). Как видно из выражения для обобщенной индикатрисы Γ_L/π, интенсивность дополнительного поля симметрична по азимуту относительно меридиана Солнца, т. е. $i(L, \Theta, \varphi - \varphi_\odot) = i(L, \Theta, \varphi_\odot - \varphi)$. Также легко видеть, что $i(L, 0, \varphi) = i(L, \pi, \varphi) = 0$ для каждого L и φ.

Случай 3. Равномерное распределение листовых нормалей, т. е. $g_L(z, \vec{r}_L) = 1$. Тогда $G(z, \vec{r}) = 1/2$, $a(L, \vec{r}) = \exp[-L \sec \Theta/2]$ и

$$\Gamma_L(\beta) = [\pi \cos \beta T_L/\omega_L + \sin|\beta| - \beta \cos \beta] \omega_L/3\pi,$$

где $\beta = \widehat{\vec{r}\,\vec{r}'}$ и $0 \leqslant \beta \leqslant \pi$.

Из выражения $\Gamma_L(\beta)$ видно, что аргументом обобщенной функции рассеяния является угол рассеяния β. Форма Γ_L — несферическая, но

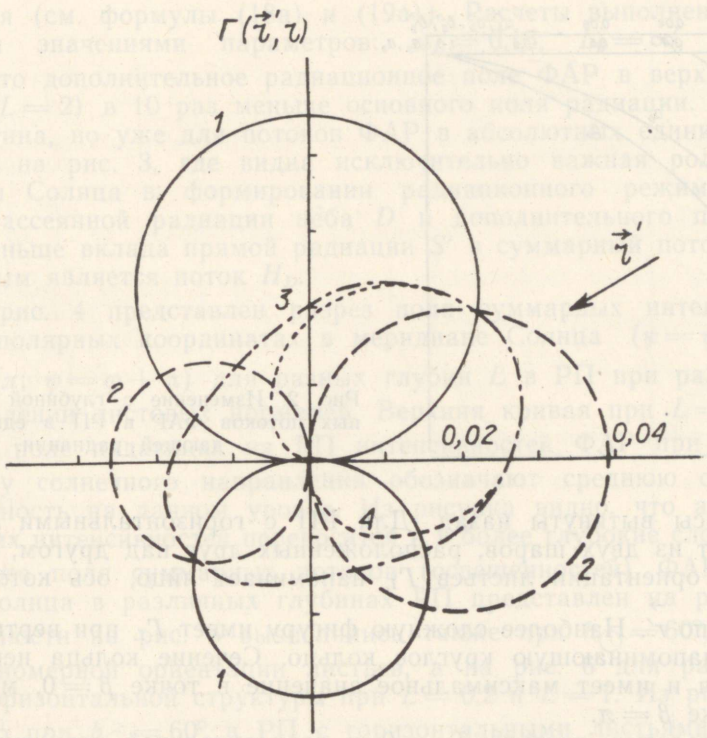


Рис. 1. Разрез обобщенной индикатрисы $\Gamma(\vec{r}', \vec{r})$ для ФАР в меридиональной плоскости падающего луча $\vec{r}'$ при различной ориентации матовых листьев. $T_L = 0{,}06$; $R_L = 0{,}09$, угол наклона падающего луча $\theta' = 60°$: *1* — РП с горизонтальными листьями, *2* — РП с вертикальными листьями, *3* — РП с равномерно ориентированными листьями, *4* — РП с равномерно ориентированными толстыми листьями ($T_L = 0$).

напоминает индикатрису воздуха в атмосферной физике. Вытянутость этой индикатрисы, характеризуемая соотношением $\Gamma(0)/\Gamma(\pi) = T_L/R_L$, определяется коэффициентами пропускания и отражения. Для спектрального участка ФАР, например, для листа березы.

$$T_L/R_L \approx 0{,}06/0{,}09 < 1,$$

индикатриса вытянута назад, а для БИК-радиации $T_L/R_L \approx \approx 0{,}50/0{,}35 > 1$ индикатриса вытянута вперед. При $T_L = R_L$ форма индикатрисы похожа на индикатрису Релея.

Следовательно, в РП с равномерно ориентированными матовыми листьями уравнение переноса для интенсивностей радиационного поля можно решить численными методами, разработанными в атмосферной и нейтронной физике.

На рис. 1 приведены разрезы обобщенной индикатрисы $\Gamma_L(\vec{r}, \vec{r}')$ в меридиональной плоскости падающего луча $\vec{r}'$ для трех рассматриваемых выше частных случаев. Расчеты проведены при значениях $T_L = = 0{,}06$, $R_L = 0{,}09$, $\omega_L = 0{,}15$ и $\theta' = 60°$.

Рис. 1 и анализ формул для Γ_L показывают, что обобщенные индикатрисы рассеяния существенно различаются в зависимости от геометрической структуры РП. Поскольку $T_L < R_L$, то во всех случаях

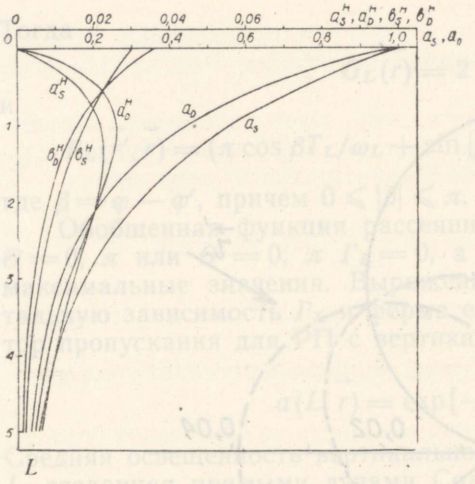


Рис. 2. Изменение с глубиной вертикальных потоков ФАР в РП в единицах падающей радиации.

индикатрисы вытянуты назад. Для РП с горизонтальными листьями Γ_L состоит из двух шаров, расположенных друг над другом, при равномерной ориентации листьев Γ_L напоминает яйцо, ось которого направлена по $\vec{r'}$. Наиболее сложную фигуру имеет Γ_L при вертикальных листьях, напоминающую круглое кольцо. Сечение кольца непрерывно изменяется и имеет максимальное значение в точке $\beta = 0$, минимальное в точке $\beta = \pi$.

При толстых листьях $T_L = 0$ и горизонтальной структуре РП в фигуре Γ_L исчезает нижний шар и такой РП рассеивает радиацию только назад в верхнюю полусферу, при хаотической структуре яйцеобразный вид Γ_L переходит в фигуру яблока (рис. 1, кривая *4*), а при вертикальной структуре диаметр кольца уменьшается от максимального значения при $\beta = 0$ до нуля при $\beta = \pi$.

В заключение приведем несколько примеров о результатах вычислений режима ФАР в РП.

На рис. 2 изображен вертикальный профиль восходящих и нисходящих потоков различных составляющих поля ФАР в РП с равномерной ориентацией листьев, $a_s = S'(L)/S'_0$ — относительный поток прямой радиации Солнца, $a_D = D(L)/D_0$ — рассеянной радиации неба, относительные нисходящие потоки $a_S{}^H = F_{1S}(L)/S'_0$ и $a_D{}^H = F_{1D}(L)/D_0$ и восходящие потоки $b_S{}^H = F_{2S}(L)/S'_0$ и $b_D{}^H = F_{2D}(L)/D_0$ дополнитель-

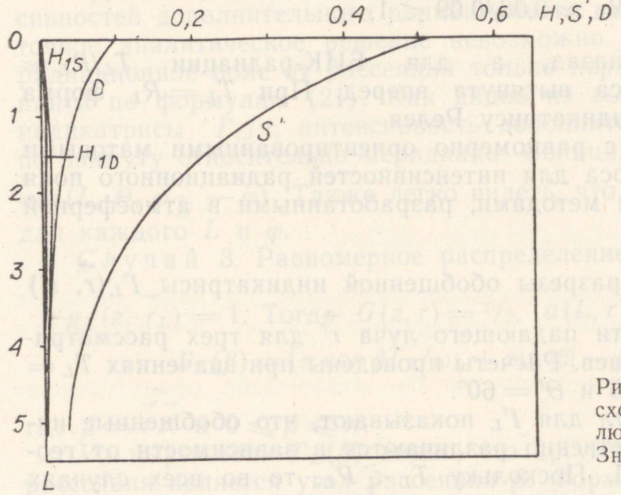


Рис. 3. Изменение с глубиной нисходящих потоков ФАР в абсолютных единицах (*кал/см² · мин*). Значения параметров те же, что и на рис. 2.

ного поля (см. формулы (18а) и (19а)). Расчеты выполнены со следующими значениями параметров: $\omega_L = 0{,}15$, $L_0 = \infty$, $h_\odot = 60°$. Видно, что дополнительное радиационное поле ФАР в верхних слоях РП (до $L = 2$) в 10 раз меньше основного поля радиации. Аналогичная картина, но уже для потоков ФАР в абсолютных единицах представлена на рис. 3, где видна исключительно важная роль прямой радиации Солнца в формировании радиационного режима в РП. Вклад рассеянной радиации неба D и дополнительного поля H_S в 5 раз меньше вклада прямой радиации S' в суммарный поток. Совсем ничтожным является поток H_D.

На рис. 4 представлен разрез поля суммарных интенсивностей ФАР в полярных координатах в меридиане Солнца ($\psi = \psi_\odot$ и $\psi = \psi_\odot + \pi$; $\psi = \varphi + \pi$) для разных глубин L в РП при равномерном распределении листовых нормалей. Верхняя кривая при $L = 0$ характеризует поле падающих на РП интенсивностей ФАР при $h_\odot = 60°$. Цифры у солнечного направления обозначают среднюю суммарную интенсивность на данном уровне. Из рисунка видно, что асимметрия падающих интенсивностей переносится и в более глубокие слои РП.

Разрез поля суммарных потоков (освещенностей) ФАР в меридиане Солнца в различных глубинах РП представлен на рис. 5 и 6. Освещенности на рис. 5 вычислялись также при $h_\odot = 60°$, $Q_0 = 1$ и при равномерной ориентации листьев, а на рис. 6 для равномерной и для горизонтальной структуры при $L = 0{,}2$ и $L = 1$. Из рис. 6 вытекает, что при $h_\odot = 60°$ в РП с горизонтальными листьями радиация убывает с глубиной быстрее, чем при равномерной структуре. Пространственная структура поля радиации в обоих случаях одинакова.

На основе анализа выполненных расчетов и приведенных примеров можно заключить, что радиационное поле в РП существенно

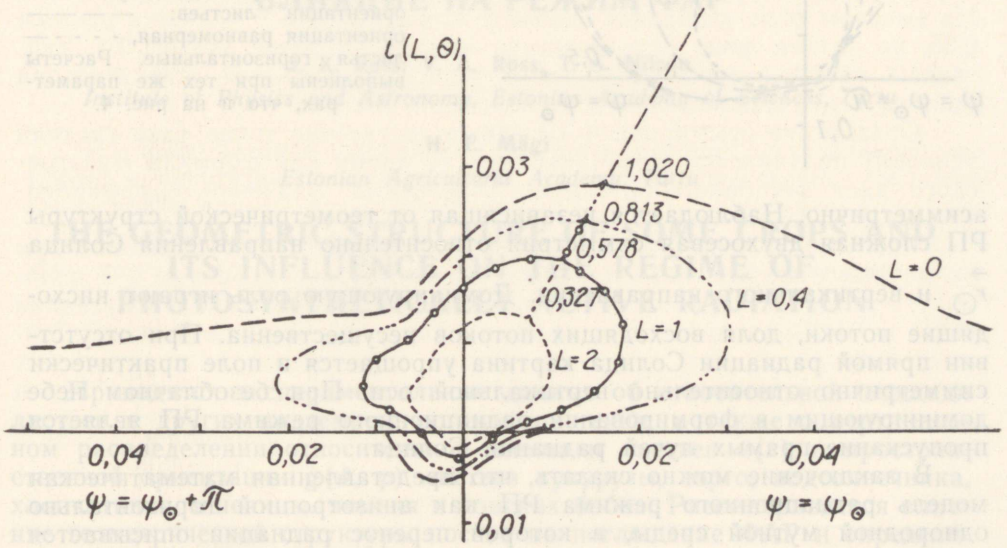


Рис. 4. Разрез суммарного поля интенсивностей ФАР $i(L, \Theta)$ в единицах падающей на РП суммарной радиации ($Q_0 = 1$) в меридиональной плоскости солнечного луча $\vec{r}_\odot$ при различных глубинах L в РП. Расчеты выполнены с учетом однократного рассеяния на листьях с равномерной ориентацией при высоте Солнца $h_\odot = 60°$, $\omega_l = 0{,}15$ и $L_0 \to \infty$.

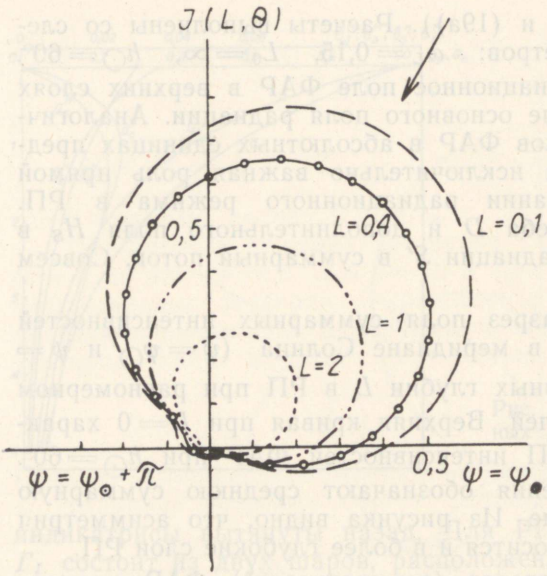


Рис. 5. Разрез суммарного поля потоков ФАР (освещенностей) в единицах Q_0 в меридиональной плоскости солнечного луча $\vec{r}_\odot$ при различных глубинах L внутри РП. Расчеты выполнены с теми же параметрами что на рис. 4.

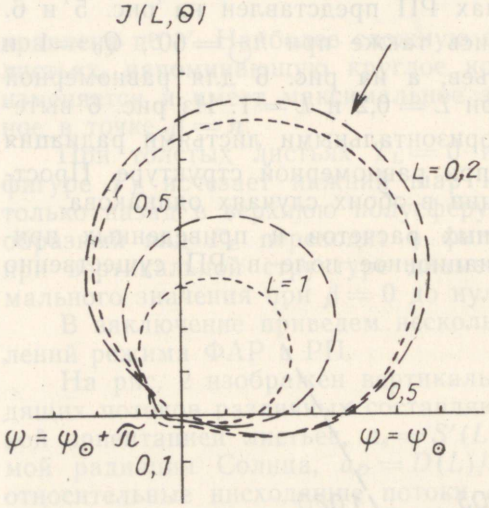


Рис. 6. Разрез суммарного поля потоков ФАР $I(L, \theta)$ в единицах Q_0 в меридиональной плоскости солнечного луча для двух типов ориентации листьев: — — — — ориентация равномерная, - - - - — листья горизонтальные. Расчеты выполнены при тех же параметрах, что и на рис. 4.

асимметрично. Наблюдается независящая от геометрической структуры РП сложная двухосевая симметрия относительно направления Солнца $\vec{r}_\odot$ и вертикального направления. Доминирующую роль играют нисходящие потоки, доля восходящих потоков несущественна. При отсутствии прямой радиации Солнца картина упрощается и поле практически симметрично относительно вертикальной оси. При безоблачном небе доминирующим в формировании радиационного режима РП является пропускание прямых лучей радиации Солнца.

В заключение можно сказать, что представленная математическая модель радиационного режима РП как анизотропной горизонтально однородной мутной среды, в которой перенос радиации описывается при помощи модифицированного уравнения переноса, удовлетворительно характеризует изучаемые явления и может быть использована для понимания основных закономерностей и приближенных расчетов. Дальнейшее усовершенствование модели должно быть направлено к учету горизонтальных неоднородностей одновременно с более детальным описанием геометрической структуры РП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кастров В. Г., Труды ЦАО, вып. 14, 12, 1955.
2. Jahnke, L. S. and Lawrence, D. B., Ecology, **46**, No. 3, 319, 1965.
3. Шифрин К. С., Труды ГГО, вып. 39, 244, 1953.
4. Росс Ю. К., Научное сообщение Института геологии и географии АН ЛитССР, № 4, 42, 1963.
5. Росс Ю., Нильсон Т., Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 4, 42, 1963.
6. Росс Ю. К. сб. Актинометрия и атмосферная оптика, изд. «Наука», М., 1964 стр. 251.
7. Росс Ю., Нильсон Т., сб. Вопросы радиационного режима растительного покрова, ИФА АН ЭССР, Тарту, 1965, стр. 25.
8. Росс Ю., Нильсон Т., сб. Фитоактинометрические исследования растительного покрова, изд. «Валгус», Таллин, 1967, стр. 5.
9. Isobe, S., Bull. Nat. Inst. Agric. Sci., Japan, Seg. A, **9**, 29, 1962.
10. Isobe, S., Journ. Agric. Met., **17**, No. 4, 143, 1962.
11. Isobe, S., Journ. Argic. Met., **18**, No. 1, 19, 1962.
12. Росс Ю., Нильсон Т., сб. Высокопродуктивные фотосинтезирующие системы, изд. «Наука», М., 1966, стр. 109.
13. Молдау Х., сб. Вопросы радиационного режима растительного покрова, ИФА АН ЭССР, Тарту, 1965, стр. 89.

Ю. К. Росс, В. А. Росс, Т. А. Нильсон

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

Х. Э. Мяги

Эстонская сельскохозяйственная академия, Тарту

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА НЕКОТОРЫХ ПОСЕВОВ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ КУЛЬТУР И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА РЕЖИМ ФАР

J. K. Ross, V. A. Ross, T. A. Nilson

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

H. E. Mägi

Estonian Agricultural Academy, Tartu

THE GEOMETRIC STRUCTURE OF SOME CROPS AND ITS INFLUENCE ON THE REGIME OF PHOTOSYNTHETICALLY ACTIVE RADIATION

Приводятся экспериментальные данные об относительной площади листьев и других надземных органов растения, а также о вертикальном распределении относительной площади листьев $u(z)$ и пространственной ориентации $g(\vartheta, \varphi)$ листьев кукурузы, сорго, подсолнечника, хлопчатника, пшеницы, ячменя и конских бобов. Рассматривается влияние геометрической структуры посева на поглощение ФАР и определяется толщина активного слоя (т. е. слой, в котором поглощается 90% падающего на посев ФАР) при прямой радиации. Сравнивается влияние отклонения действительной ориентации листьев от равномерной на поглощение ФАР при высоте Солнца 20 и 60°.

Б. И. Гуляев

Институт физиологии растений АН УССР, Киев

ДАННЫЕ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ФАР В РАЗЛИЧНЫХ ПОСЕВАХ И ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НА ПРОДУКТИВНОСТЬ ФОТОСИНТЕЗА

B. I. Gulyayev

Ukrainian Scientific Research Institute of Plant Physiology, Ukrainian Academy of Sciences, Kiev

DATA ON THE DISTRIBUTION OF THE PHOTOSYNTHETICALLY ACTIVE RADIATION IN VARIOUS CROPS AND ESTIMATION OF ITS INFLUENCE ON THE PHOTOSYNTHETICAL PRODUCTIVITY

Изучалось распределение ФАР в посевах кукурузы, сахарной свеклы, озимой ржи и пшеницы. На посевах сахарной свеклы и ржи измерения выполнены для всей толщи посевов, на остальных посевах произведены послойные измерения восходящих и нисходящих потоков суммарной ФАР при различных высотах Солнца, пользуясь специально сконструированной аппаратурой с малогабаритными приемниками радиации с интегратором. В посевах курурузы исследовалась также площадь затенения по слоям методом Лопухина.

Ослабление прямой радиации внутри посевов кукурузы удовлетворительно описывается полуэмпирической формулой Росса и Нильсона с учетом влияния стеблей

$$a_s = \exp\left[-k \sec h_{\odot} (L + V \operatorname{ctg} h_{\odot})\right]. \qquad (1)$$

На высоком фоне удобрений значение коэффициента k получено равным 0,35, на низком фоне (при площади листьев не более 3,0) — 0,5. Указанные коэффициенты получены с учетом наименьшей относительной ошибки в значении a_s при всех площадях листьев.

Ослабление суммарной ФАР также достаточно точно (для средних условий) подчиняется этому закону, в то время как формула Будаговского дает неудовлетворительные результаты. Значения коэффициентов $k(Q)$ представлены в таблице.

Рассчитаны коэффициенты ослабления рассеянной радиации при различных относительных площадях листьев. По измерениям в I половину вегетации установлена связь между коэффициентом пропускания ФАР и БИК-радиацией для посевов кукурузы, ржи и пшеницы. Данные, полученные для кукурузы, близки к результатам спектральных измерений Нийлиска. В то же время установлено, что посевы ржи и пшеницы относительно меньше рассеивают ИК-радиации, чем посевы кукурузы.

Значения коэффициентов k (Q)

Тип посева	Высота Солнца		
	55—65°	35—45°	15—25°
Кукуруза: высокий фон удобрений	0,37	0,40	0,17
низкий фон удобрений	0,60	0,60	0,30
Пшеница и рожь	0,22—0,34	0,30	0,30
Сахарная свекла	0,70	—	—

Оценена кратность рассеяния ФАР внутри посевов при различных площадях листьев и показано, что без существенной ошибки радиацией, рассеянной растительностью в нисходящем суммарном потоке ФАР, можно пренебречь. Получены данные о восходящих потоках ФАР на разных уровнях в посеве при различных высотах Солнца.

На основании световой кривой фотосинтеза, полученной на исследованных посевах кукурузы, произведен расчет продуктивности фотосинтеза посевов кукурузы в середине вегетации с учетом прямой радиации, проникающей в посев без ослабления. Результаты близки к результатам непосредственных измерений прироста сухого вещества. Расчет по осредненным потокам суммарной ФАР дает существенные ошибки, возрастающие с увеличением площади листьев.

Ю. К. Росс, Х. Г. Тооминг

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

ОСЛАБЛЕНИЕ ПРЯМОЙ И СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ ВНУТРИ ПОСЕВОВ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ КУЛЬТУР И ОПИСЫВАЮЩИЕ ЕЕ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ

J. K. Ross, H. G. Tooming

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

EXTINCTION OF DIRECT SOLAR AND GLOBAL RADIATION WITHIN THE CROPS AND SEMIEMPIRICAL FORMULAS FOR DESCRIBING THIS PHENOMENON

1. Ослабление прямой радиации Солнца

Из всех потоков солнечной радиации внутри растительного покрова в энергетическом отношении наиболее существенное значение имеет поток прямой радиации Солнца $S(L, h_\odot)$, достигающий глубины L на местах ярких пятен в виде параллельных лучей. Мерой ослабления этого потока с глубиной является уменьшение площади ярких пятен. Согласно работе Росс и Нильсон [1], ослабление $S(L, h_\odot)$ можно описывать формулой

$$S(L, h_\odot) = S_0(h_\odot) a_S(L, h_\odot), \tag{1}$$

где $h_\odot$ — высота Солнца,

$$L(z) = \int_z^{z_0} u(z')\,dz' \tag{2}$$

— относительная площадь листьев, в слое между высотами z и z_0, z_0 — верхняя граница посева, S_0 — поток прямой радиации Солнца над посевом,

$$a_S(L, h_\odot) = \exp\left[-G(h_\odot) L / \sin h_\odot\right], \tag{3}$$

где $a_S(L, h_\odot)$ — функция пропускания прямой радиации, измеряемая как доля площади ярких пятен на глубине L, $G(h_\odot)$ — эффективная проекция площади листьев в направлении солнечных лучей; функцию $G(h_\odot)$ можно определить двумя способами — расчетным путем, зная из эксперимента пространственную ориентацию листьев в посеве, или по формуле (1), считая $a_S(L)$ и L известными из эксперимента. Первый способ изложен в работах Ю. Росса и Т. Нильсона [1, 2]. Второй способ состоит в определении функции пропускания посева для прямой радиации a_S на разных высотах z при той же $h_\odot$ и относительной площади листьев $L(z)$, причем $G(h_\odot)$ вычисляется из формулы (3)

$$G(h_\odot) = -[\ln a_S \sin h_\odot]L. \qquad (3a)$$

Функция пропускания прямой радиации a_S определяется обычно методом Лопухина [3] или при помощи фотоэлектрической пятноизмерительной рейки [4], принцип работы которых тоже основывается на методе Лопухина. Для исследования радиационного режима и фотосинтеза посевов сельскохозяйственных культур летом 1965 г. была организована комплексная экспедиция на территорию Центрального экспериментального хозяйства Таджикского сельскохозяйственного научно-исследовательского института, находящегося в Гиссарской долине. При помощи рейки Лопухина проводились определения функции пропускания прямой радиации для посевов кукурузы, сорго, подсолнечника и хлопчатника. На каждой глубине L в посеве при разных высотах

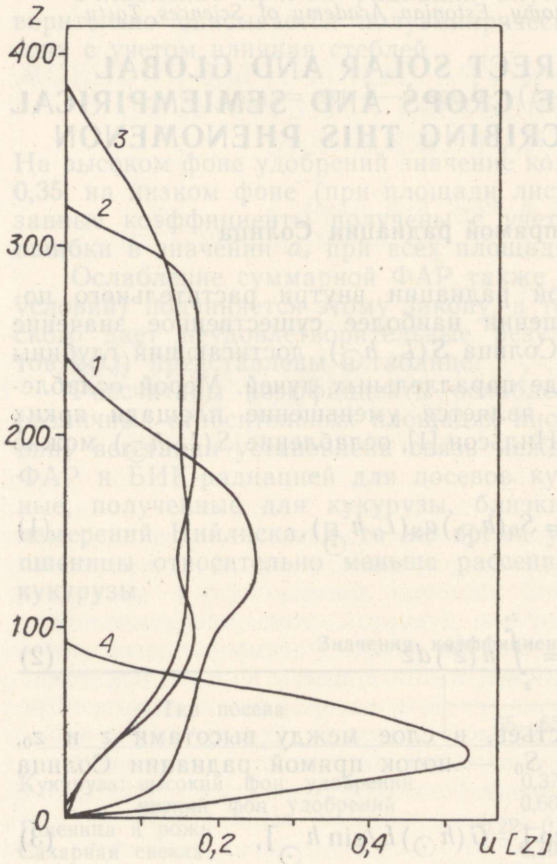


Рис. 1. Вертикальное распределение площади листьев в единице объема посевов $u(z)$ $дм^2/дм^3$ в посевах сорго и хлопчатника: *1* — сорго 12. VII, $L_0 = 4{,}0$; *2* — сорго 24. VII, $L_0 = 4{,}2$; *3* — сорго 5. VIII, $L_0 = 4{,}5$; *4* — хлопчатник 9. VIII, $L_0 = 2{,}8$.

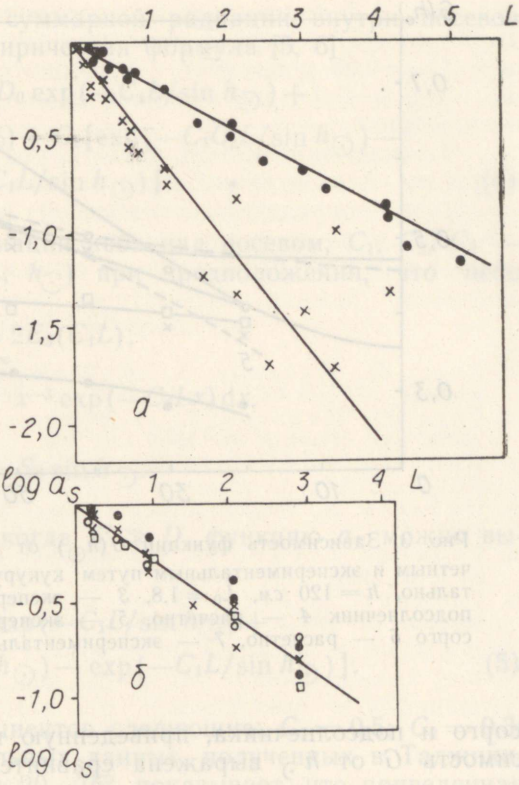


Рис. 2. Зависимость логарифма функции пропускания прямой радиации, определенной при помощи рейки Лопухина, от относительной площади листьев L: *а* — сорго с 12. VII по 5. VIII: ● — $h_\odot = 20°$, × — $h_\odot = 60°$, прямые соответствуют зависимости $a_S = \exp(-0{,}42L/\sin h_\odot)$; *б* — хлопчатник 9. VIII: ● — $h_\odot = 55$—$65°$, ○ — $h_\odot = 45$—$55°$, × — $h_\odot = 35$—$45°$, □ — $h_\odot = 25$—$35°$, прямая соответствует зависимости $a_S = \exp(-0{,}65L)$.

Солнца десятикратно определялось a_S. Распределение площади листьев в единице объема посева в участках промеров показано на рис. 1. В качестве примера на рис. 2 приведена зависимость $\log a_S$ от L для посевов сорго и хлопчатника при двух высотах Солнца. Из рис. 2 видно, что зависимость a_S от L экспоненциальная. При низкой высоте Солнца разброс точек большой. Это указывает на то, что метод определения a_S рейкой Лопухина не является достаточно надежным в случае неоднородного высокого посева, а также на то, что метод определения $L(z)$ не дает вполне репрезентативных данных о площади листовой поверхности на пути солнечного луча.

Анализ данных измерений в посеве хлопчатника показал, что зависимость a_S от L тоже является экспоненциальной, при этом функция $G(h_\odot)$ имеет вид $G(h_\odot) = C_1 \sin h_\odot$. Следовательно, для хлопчатника получим из (3) формулу $a_S(L) = \exp(-C_1 L)$, т. е. функция пропускания не зависит от высоты Солнца. По рис. 2, *а* было найдено, что $C_1 = 0{,}65 \pm 0{,}1$ в пределах $25° < h_\odot < 65°$. В геометрическом смысле $G(h_\odot)$, согласно [2], случаю $G(h_\odot) = C_1 \sin h_\odot$ соответствует геометрическая структура посева с горизонтальными листьями, но коэффициент C_1 должен равняться единице. Следовательно, в случае хлопчатника либо рейка Лопухина дает систематически завышенные данные для a_S, либо формула (3) с расчетным значением $G(h_\odot) = \sin h_\odot$ дает систематически заниженные данные для a_S. В результате отработки всех данных рейки Лопухина выяснилось, что в условиях Таджикистана в течение вегетационного периода в четырех посевах — кукуруза, сорго, подсолнечник и хлопчатник — пропускание прямой радиации Солнца может быть описано при помощи формулы (3). Использовав формулу (3а), находим зависимость G от $h_\odot$ для кукурузы,

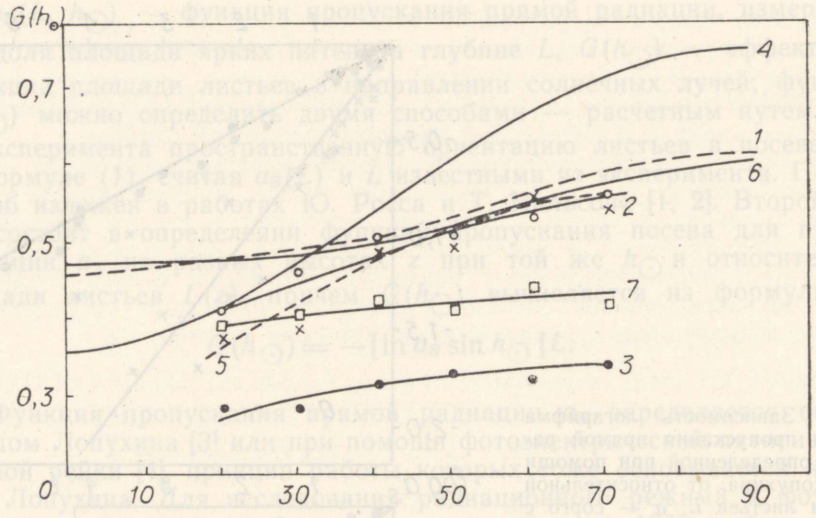


Рис. 3. Зависимость функции $G(h_{\odot})$ от высоты Солнца, определенная расчетным и экспериментальным путем: кукуруза *1* — расчетно, *2* — экспериментально, $h = 120$ *см*, $L_0 = 1{,}8$, *3* — экспериментально, $h = 260$ *см*, $L_0 = 4{,}4$; подсолнечник *4* — расчетно, *5* — экспериментально, $h = 260$ *см*, $L_0 = 4{,}1$; сорго *6* — расчетно, *7* — экспериментально, $h = 240$—380 *см*, $L_0 = 3{,}9$—$5{,}1$.

сорго и подсолнечника, приведенную на рис. 3. Мы видим, что зависимость G от $h_{\odot}$ выражена сравнительно слабо и указывает на то, что при уменьшении высоты Солнца эффективная проекция листьев уменьшается. По методике, описанной в работах Росса и Нильсона [1, 2], из биометрических измерений рассчитана $G(h_{\odot})$. Сравнение кривых $G(h_{\odot})$, полученных рейкой Лопухина, с расчетными кривыми, полученными по формуле (3), дает заметное различие между ними, хотя вид зависимости G от $h_{\odot}$ более или менее одинаковый. То серьезное обстоятельство, что расчетные во всех рассматриваемых посевах значения $G(h_{\odot})$ в полтора раза больше данных, полученных при помощи рейки Лопухина, указывает либо на то, что рейка Лопухина дает систематически завышенные данные для a_S либо на то, что упрощенные предположения о модели мутного слоя, применяемые в работе Росс и Нильсон [1] при выводе формулы (3), не соответствуют действительности. Поэтому в дальнейшем необходимо критически пересмотреть всю теорию и эксперимент для ослабления прямой радиации Солнца в растительном покрове, причем особое внимание следует обратить на анализ масштаба горизонтального осреднения, на точность определения границы светлых пятен при заметной полутени, на изменение интенсивностей прямой радиации в ярких пятнах, на оценку применимости распределения Пуассона при выводе формулы (3), на учет неоднородностей густоты и ориентации листьев на пути солнечного луча и т. д.

2. Ослабление суммарной радиации

Ослабление суммарной радиации внутри посевов исследовалось при помощи пиранометрической рейки, представляющей собой металлическую рейку длиной в 5 метров, на которой при помощи электромотора движутся установленные вверх и вниз пиранометры.

Для функции пропускания суммарной радиации внутри посевов кукурузы была найдена полуэмпирическая формула [5, 6]

$$a_T(L, h_\odot) = [S'_0/D_0 \exp(-C_1 L/\sin h_\odot) + a_D(L, h_\odot)]/(1 + S'_0/D_0) + C_2[\exp(-C_1 C_2 L/\sin h_\odot) - \exp(-C_1 L/\sin h_\odot)], \quad (4)$$

где D_0 — поток рассеянной радиации неба над посевом, C_1, C_2, C_3 — эмпирические постоянные, $a_D(L, h_\odot)$ при предположении, что небо равномерно яркое, равна

$$a_D = 2E_3(C_1 L),$$

$$E_3(C_1 L) = \int_1^\infty x^{-3} \exp(-C_1 L x)\, dx,$$

$$S'_0 = S_0 \sin h_\odot.$$

При высотах Солнца $h_\odot > 20°$, когда $S' \gg D$, функцию a_T можно выразить более простой формулой

$$a_T(L, h_\odot) = \exp(-C_1 L/\sin h_\odot) + C_2[\exp(-C_1 C_3 L/\sin h_\odot) - \exp(-C_1 L/\sin h_\odot)]. \quad (5)$$

Для кукурузы значения коэффициентов следующие: $C_1 = 0{,}5$; $C_2 = 0{,}3$; $C_3 = 0{,}15$. Анализ экспериментальных данных, полученных в Таджикистане в интервале высот Солнца 20—75°, показывает, что приведенная формула с теми же коэффициентами хорошо описывает пропускание суммарной радиации как внутри посева кукурузы, так и внутри посева сорго (рис. 4).

В посеве хлопчатника пропускание суммарной радиации, также как и пропускание прямой радиации, не зависит от высоты Солнца и поэтому может быть описано формулой

$$a_T(L) = \exp(-C_1 L) + C_2[\exp(-C_1 C_3 L) - \exp(-C_1 L)], \quad (6)$$

причем значения эмпирических коэффициентов равны:

$$C_1 = 0{,}65; \quad C_2 = 0{,}3; \quad C_3 = 0{,}15.$$

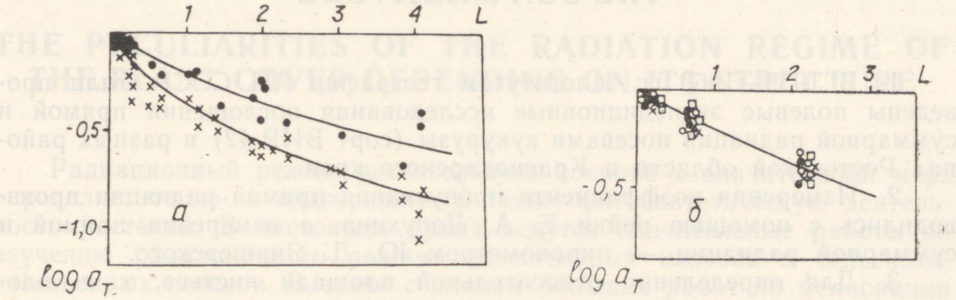


Рис. 4. Зависимость логарифма функции пропускания суммарной радиации, определенной при помощи пиранометрической рейки, от относительной площади листьев L: *а* — сорго с 12. VII по 5. VIII: ×— $h_\odot = 20°$, ● — $h_\odot = 60°$, кривые соответствуют формуле (4); *б* — хлопчатник с 8. по 12. VIII: ● — $h_\odot = 55$—$65°$; ○ — $h_\odot = 45$—$55°$; × — $h_\odot = 35$—$45°$; □ — $h_\odot = 25$—$35°$, прямая соответствует формуле (6).

На рис. 4, *б* приведены экспериментальные данные (точки) и вид $a_T(L)$ по (6). Следует отметить, что значение эмпирической постоянной $C_1 = 0{,}65$ совпадает с эмпирической постоянной C_1 в формуле $a_S = \exp(-C_1 L)$ для описания пропускания прямой радиации в посеве хлопчатника.

В заключение можно сказать, что предложенные полуэмпирические формулы для функции пропускания прямой и суммарной радиации позволяют определить ослабление радиации в посевах с точностью 15—20%, если известно вертикальное распределение площади листьев в виде функции относительной площади листьев $L(z)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Росс Ю., Нильсон Т., сб. Вопросы радиационного режима растительного покрова, АН Эст ССР, Тарту, 1965, стр. 25.
2. Росс Ю., Нильсон Т., сб. Фотосинтезирующие системы высокой продуктивности, изд. «Наука», М., 1966, стр. 109.
3. Лопухин Е. А., Труды Ташкентской геофизической обсерватории, № 5/6, 79, 1951.
4. Нийлиск Х., Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 4, 120, 1963.
5. Тооминг Х., Росс Ю., Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 6, 63, 1964.
6. Тооминг Х., Росс Ю., сб. Вопросы радиационного режима растительного покрова, АН ЭССР, Тарту, 1965, стр. 65.

С. С. Савина

Институт географии АН СССР, Москва

ПОГЛОЩЕНИЕ ПРЯМОЙ РАДИАЦИИ ПОСЕВАМИ КУКУРУЗЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ПЛОЩАДИ ЛИСТЬЕВ И ВЫСОТЫ СОЛНЦА

S. S. Savina

Institute of Geography, USSR Academy of Sciences, Moscow

ABSORPTION OF DIRECT SOLAR RADIATION IN CORN CROPS DEPENDING ON THE LEAF AREA INDEX AND THE SUN'S ALTITUDE

1. В 1959—1960 гг. Институтом географии АН СССР были проведены полевые экспедиционные исследования поглощения прямой и суммарной радиации посевами кукурузы (сорт ВИР-42) в разных районах Ростовской области и Краснодарского края.

2. Измерения коэффициента пропускания прямой радиации производились с помощью рейки Е. А. Лопухина, а измерения прямой и суммарной радиации — пиранометром Ю. Д. Янишевского.

3. Для определения относительной площади листьев, т. е. площади листьев на единицу площади посева, предварительно строились следующие графические связи:

а) между фактической площадью листьев и произведением их длины на ширину;

б) между высотой растений и суммарной площадью листьев каждого растения.

Для построения первой связи использованы результаты обмеров около 100 листьев. Эта связь оказалась довольно тесной. Поэтому при построении зависимости между высотой и суммарной площадью листьев можно было ограничиться измерениями их длины и ширины. Для таких измерений использовалось около 400 растений кукурузы.

4. На каждом участке наблюдений определялась средняя высота растений и число их на единице посева. По этим данным по графику связи между высотой растений и суммарной площадью листьев определялась относительная площадь листьев на данном участке наблюдений.

5. Зависимость коэффициента пропускания прямой радиации может быть описана экспериментальной кривой

$$a = \exp(-\alpha w),$$

где a — коэффициент пропускания прямой радиации, w — относительная площадь листьев, α — коэффициент пропорциональности.

6. Коэффициент пропорциональности α зависит от высоты Солнца и достаточно хорошо аппроксимируется уравнением

$$\alpha = 0{,}23 + 0{,}19/\sin h_{\odot}.$$

7. Применявшийся метод исследований весьма прост и нетрудоемок. Его можно использовать для массовых определений коэффициента пропускания прямой радиации и для обработки приближенных расчетов относительной площади листьев по измеренному коэффициенту пропускания.

Е. А. Буриков

Ростовский педагогический институт

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННОГО РЕЖИМА РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕГО СТРУКТУРЫ

J. A. Burikov

Rostov Pedagogical Institute

THE PECULIARITIES OF THE RADIATION REGIME OF THE PLANT COVER DEPENDING ON ITS STRUCTURE

Радиационный режим растительного покрова в значительной мере определяет тепло- и влагорежим, а также фотосинтетическую деятельность растений. В настоящее время ведутся значительные работы по изучению радиационного режима естественных ценозов и сельскохозяйственных посевов. В связи с планом больших работ по мелиорации и ирригации в нашей стране, проблемы радиационного режима приобретают особое значение.

По предложению Главной геофизической обсерватории, кафедра общей физики Ростовского педагогического института с 1962 г. изучает радиационный режим, в основном, кукурузных полей Донского научно-исследовательского института сельского хозяйства и агробиологической

станции института. Во время геофизических экспедиций изучался также микроклимат, велись биометрические, электрометрические, радиометрические и др. наблюдения.

Исследования радиационного режима сельскохозяйственных полей проводились с помощью специальных актинометрических стоек и самопишущих приборов [1]. Биометрические измерения осуществлялись по методике, предложенной А. А. Ничипорович и др. [2].

Характерной особенностью посевов кукурузы в Ростовской области, обычно выращиваемой на зерно, является сравнительно небольшая густота (до 25 тыс. растений на га) и сравнительно малая относительная площадь листовой поверхности (до $L = 2$).

Это объясняется местными почвенно-климатическими условиями, высеваемым сортом или гибридом и запасами влаги в почве. Небольшие плотности биомассы и площади листовой поверхности, различные геометрические структуры посевов приводят к большой неоднородности распределения биомассы, отдельные элементы которой обладают различными радиационными свойствами, и к бóльшей пространственно-временной неоднородности радиационного поля. Это осложняет радиационные измерения внутри растительных покровов и осреднение характеристик радиационного режима. При этом проявляются некоторые особенности радиационного режима, обусловленные структурой посева.

Одной из основных характеристик радиационного режима является альбедо. На рис. 1 приведены зависимости альбедо коротковолновой радиации от высоты Солнца $A_Q = f(h_\odot)$ за четыре года, полученные в близкие календарные сроки при наибольшей листовой поверхности в безоблачные дни.

Отклонение хода экспериментальных кривых зависимости альбедо суммарной радиации, как функции высоты Солнца, от теоретических, полученных Ю. К. Росс [3] при моделировании растительного покрова мутным слоем, увеличивается с уменьшением площади листовой поверхности.

Динамика изменения альбедо суммарной радиации, как функции высоты Солнца, в течение вегетационного периода приведена на рис. 2.

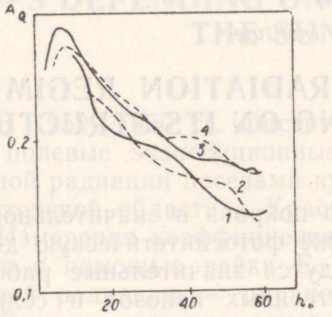


Рис. 1. Зависимость альбедо от высоты Солнца: *1* — 18. VII 62 г. при $L = 1{,}15$; *2* — 23. VIII 63 г. при $L = 0{,}97$; *3* — 27. VII 64 г. при $L = 1{,}4$; *4* — 31. VII 65 г. при $L = 1{,}57$.

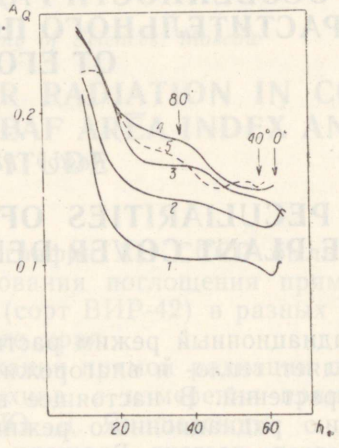


Рис. 2. Альбедо посева кукурузы в безоблачные дни 1962 г.: *1* — 6. VI; *2* — 22. VI; *3* — 7. VII; *4* — 18. VII, стрелками указаны соответствующие азимуты Солнца; *5* — 8. VIII.

где изображены альбедо квадратно-гнездового посева (70×70 $см^2$) кукурузы ВИР-340 в безоблачные дни 1962 г.

Обращает внимание деформация линий дневного хода альбедо и проявление зависимости альбедо от азимута Солнца (азимутальный эффект)

$$A_Q = \psi(h_\odot, A_\odot).$$

Проявление азимутального эффекта альбедо суммарной радиации мы объясняем геометрической структурой посева, обусловливающей изменение шероховатости растительного покрова для различных азимутальных направлений и изменение удельного влияния альбедо поверхности почвы в общем альбедо.

При изучении функции пропускания a_Q коротковолнового излучения, нами было установлено, что фактор пропускания суммарной радиации зависит от азимута Солнца [4]. Мы объясняем это также геометрической структурой посева, которая обусловливает большее (меньшее) затенение растениями друг друга и увеличение (уменьшение) просветов. Функция пропускания меняется с изменением высоты растений, зависит от закона распределения листовой поверхности с высотой, от расстояния между растениями в направлении данного азимута Солнца. Смещение максимумов и минимумов относительно геометрического направления объясняется тем, что на величину a_Q влияет и изменение оптического пути прямой солнечной радиации в растительном покрове, который уменьшается с увеличением высоты Солнца. Так как функция поглощения (p_Q) определяется формулой

$$p_Q = 1 - A_Q - a_Q(1 - A'_Q),$$

где A'_Q — альбедо поверхности почвы, то изменение функции поглощения, в значительной мере, определяется характером изменения функции пропускания и альбедо.

Поглощенная растениями коротковолновая радиация расходуется, в основном, на транспирацию. Поэтому представляет интерес изучение зависимости функции поглощения различных структур посевов отдельных видов растений в условиях засухи.

Засушливым было лето 1963 г. Осадков выпало за лето 58 *мм*. В начале налива зерна иссякли запасы влаги почвы. Двухмесячная засуха при повышенной температуре (средняя температура за лето 23,8° С) погубно сказалась на развитие растений кукурузы и формирование початков. Летом 1963 г. геофизическая экспедиция изучала микроклимат пяти полей кукурузы ВИР-42 Донского научно-исследовательского института сельского хозяйства, строчные посевы которых имели направления с севера на юг.

Поле 1. Квадратно-гнездовой посев (70×70 $см^2$).

Поле 2. Шестистрочный посев. Растительная полоса шириной 3,5 *м* имела квадратно-гнездовую структуру. Паровая полоса 4,9 *м* (шесть строк пропущено).

Поле 3. Пунктирно-однострочный посев. Расстояние между рядками 2,1 *м* (два рядка пропущено).

Поле 4. Пунктирно-двухстрочный посев. Расстояние между рядками 0,7 *м*. Паровая полоса 2,1 *м* (два рядка пропущено).

Поле 5. Пунктирно-четырехстрочный посев. Расстояние между рядками 0,7 *м*. Паровая полоса 2,1 *м* (два рядка пропущено).

В таблице приведены данные на 23. VII—63 г., соответствующие периоду максимального значения листовой поверхности.

Поле	N	H	L	A_Q	p_Q	W
1	22,3	1,27	0,97	0,174	0,205	0,167
2	21,2	1,36	0,84	0,169	0,215	0,182
3	18,7	1,26	0,88	0,161	0,321	0,235
4	21,8	1,09	0,70	0,170	0,309	0,224
5	24,8	1,19	1,0	0,171	0,263	0,214

Где N — число растений в тыс. на *га*, H — высота растений в *м*, L — относительная площадь листовой поверхности, A_Q, p_Q — среднедневные значения альбедо и функции поглощения коротковолновой радиации, W — влажность почвы (по отношению к сухой навеске образца).

Величины среднедневного альбедо различных полей в основном определялись соотношением площади, занятой растениями и паром. Нами не было обнаружено корреляции поглощения коротковолновой радиации ни с площадью листовой поверхности, ни с данными по биомассе, но была установлена корреляция среднедневного значения функции поглощения растений различных структур со средней влажностью почвы метрового слоя.

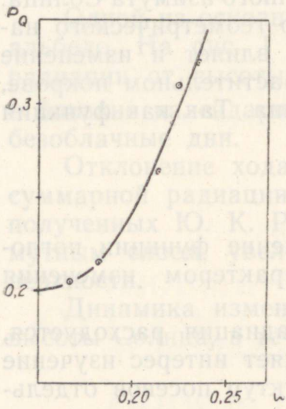


Рис. 3. Зависимость функции поглощения от влажности почвы; точки — среднедневные значения по измерениям; кривая по [1].

В таблице приведены данные по влажности почвы (W), полученные Н. П. Агафоновой [5]. Измерения влажности почвы проводились общепринятым буровым (термостатно-весовым) способом в различных точках изучаемых полей, занятых растениями и паром. На рис. 3 показаны точки, координаты которых соответствуют среднедневным значениям функции поглощения и влажности почвы, т. е. принадлежат эмпирической зависимости

$$p_Q = F(W),$$

которая нам представляется уравнением параболы

$$p_Q = aW^2 + bW + c.$$

Параметры уравнения определены по методу «средних» и равны: $a = 17{,}25$, $b = -5{,}175$, $c = 0{,}588$.

Аппроксимирующая функция принимает вид

$$p_Q = 17{,}25W^2 - 5{,}175W + 0{,}588.$$

Графическое изображение аппроксимирующей функции приведено на рис. 3 сплошной линией. Функция $p_Q = F(W)$ может быть уточнена, если более строго обосновать получение средних значений влажности в горизонтальных слоях почвы, занятой и растениями и паром.

Заключение

В результате четырехлетнего изучения радиационного режима кукурузных полей в условиях Ростовской области (1962—1965 гг.) получены различные сведения о радиационном режиме и, в частности, установлено, что

1. При небольшой густоте посева (до 25 тыс. растений на *га*) и сравнительно малой относительной листовой поверхности альбедо, функции пропускания и поглощения суммарной солнечной радиации

зависят и от азимута Солнца. Это позволяет объяснить преимущества и недостатки структур посевов при условии недостаточной влагообеспеченности.

2. В засушливые периоды поглощательная способность суммарной солнечной радиации различных структур посевов определяется влажностью почвы

$$p_Q = 17{,}25W^2 - 5{,}175W + 0{,}588.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Буриков Е. А., Актинометрические установки для полевых наблюдений, сб. аспирантских работ Пединститута, Ростов-на-Дону, 1964.
2. Ничипорович А. А., Строганова Л. Е., Чмора С. Н., Власова М. П., сб. Фотосинтетическая деятельность растений в посевах, изд. АН СССР, М., 1961.
3. Росс Ю. К., Научные сообщения Института геологии и географии АН ЛитССР, т. VIII, 1962.
4. Буриков Е. А., К вопросу о пропускании солнечной радиации растительным покровом, сб. геофизики Пединститута, Ростов-на-Дону, 1966.
5. Агафонова Н. П., Распределение влажности почвы в посевах различной структуры, сб. аспирантских работ Пединститута, Ростов-на-Дону, 1964.

А. П. Ларин, С. И. Лебедев

Украинская сельскохозяйственная академия, Киев

ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ ПОСЕВАМИ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ПРОИЗРАСТАНИЯ

A. P. Larin, S. I. Lebedev

Ukrainian Agricultural Academy, Kiev

ABSORPTION AND UTILIZATION OF THE SOLAR ENERGY BY CROPS UNDER VARIOUS GROWTH CONDITIONS

Интенсификация земледелия обусловливается повышением урожайности сельскохозяйственных культур. Высокая продуктивность полей определяется эффективностью работы фотосинтетического аппарата посева при его оптимальной структуре. Основная сущность процесса фотосинтеза состоит, как известно, в превращении энергии солнечной радиации в химические связи органических веществ урожая.

С целью повышения к. п. д. фотосинтеза посевов сельскохозяйственных культур нами в 1962—1965 гг. в условиях УССР (Киевская область) изучались физиологические особенности поглощения и использования ФАР посевами при различных условиях произрастания. Объектами исследований были посевы сои, кукурузы, кормовых бобов, ячменя при чистом и совместном их выращивании, различных способах посева (пунктирном и квадратно-гнездовом), неодинаковых условиях минерального питания и разной густоте стояния растений, а также при различных сроках посева (весеннем, послеукосном и пожнивном) и др. Исследовались динамика роста площади листьев и фотосинтетический потенциал посевов, распределение листовой поверхности по горизонтальным слоям посева, пространственная ориентация листовых

пластинок, содержание фотосинтетических пигментов, количество поглощаемой посевами ФАР и распределение поглощаемой энергии по слоям агрофитоценоза, чистая продуктивность фотосинтеза и урожайность, калорийность отдельных органов растений и к. п. д. фотосинтеза за вегетационный период, лабильность фотосинтетического аппарата и др.

Сравнительное изучение фотосинтетической деятельности чистых и совместных посевов в период вегетации показало, что первые еще далеки от оптимальности по эффективности использования лучистой энергии, элементов минерального питания и водообмену у растений. Максимальная площадь листовой поверхности в чистых посевах кукурузы и сои была, соответственно, на 72 и 86 день после всходов, а при совместном выращивании этих культур — на 60—62 день. При одном и том же наличии элементов минерального питания на единице посевной площади совместные посевы кукурузы с соей имели фотосинтетический потенциал на 48% больше и поглощали в период вегетации на 30—32% ФАР больше, чем чистые посевы этих культур.

При этом оказалось, что количество поглощаемой посевами лучистой энергии зависит не только от размера площади листьев, но и от поглощающей активности единицы листовой поверхности (табл. 1), что в свою очередь было обусловлено конкретными условиями светового и корневого питания растений.

Таблица 1

Поглощение ФАР 1 *м*² листовой поверхности в период вегетации (в *кал/мин*), 1963 г.

Культура и способ посева	День после всходов				
	45	50	55	60	65
Соя, пунктирный	2980	2400	2160	1990	1830
Кукуруза, пунктирный	2780	2400	2220	2080	1960
Кукуруза + соя, пунктирный	1700	1370	1280	1230	1220
Соя, квадратно-гнездовой	1940	1920	1900	1900	1900
Кукуруза, квадратно-гнездовой	1600	1680	1760	1900	1920
Кукуруза + соя, квадратно-гнездовой	1700	1480	1400	1260	1230

К моменту уборки в посевах сои аккумулировалось в виде органических веществ урожая 29 млн. *ккал/га* энергии ФАР, в посевах кукурузы — 49 млн. *ккал/га*, а в урожае совместного посева этих культур — 52 млн. *ккал/га*. Коэффициент энергетической эффективности формирования урожая был равен от 0,89% у сои, до 2,76% у кукурузы с кормовыми бобами (табл. 2).

Различная густота стояния растений кукурузы и ячменя в период вегетации оказала существенное влияние на построение фотосинтетического аппарата посевов, а в связи с этим — и на интенсивность поглощения и эффективность использования ФАР. Верхние листья в загущенных посевах кукурузы располагались на 8—10° вертикальнее, а в изреженных на 6—7° горизонтальнее, чем в посевах с оптимальной густотой стояния растений. Площадь листьев и интенсивность поглощения ФАР в первые периоды вегетации были выше в загущенных посевах ячменя, однако, поглощающая способность единицы листовой поверхности была наиболее высокая в изреженных посевах, а самая высокая эффективность использования ФАР была при оптимальном травостое (табл. 3).

Опыты на участках с различными условиями минерального питания растений показали, что эффективность фотосинтетической деятельности посевов и обеспеченность растений элементами минерального питания тесно связаны между собой и взаимообусловлены.

Таблица 2

Коэффициент использования ФАР на фотосинтез ($E_{ур}$) в посевах сельскохозяйственных культур, 1963 г.

Культура, способ посева	Срок посева	Накоплено энергии в виде урожая (млн. *ккал/га*)	Поступило ФАР за период вегетации (млн. *ккал/га*)	$E_{ур}$
Соя, пунктирный	Весенний	29,19	2383	1,22
Кукуруза, пунктирный		48,93	„	2,05
Соя + кукуруза, пунктирный		52,18	„	2,19
Соя, квадратно-гнездовой		21,20	„	0,89
Кукуруза, квадратно-гнездовой		45,09	„	1,89
Соя + кукуруза, квадратно-гнездовой		51,30	„	2,15
Бобы, пунктирный		11,55	2085	0,55
Кукуруза, пунктирный		54,95	„	2,64
Кукуруза + бобы, пунктирный		57,46	„	2,76
Бобы, пунктирный	Послеукосный	6,63	1727	0,38
Кукуруза, пунктирный		40,04	„	2,32
Кукуруза + бобы, пунктирный		44,22	„	2,56
Бобы, пунктирный	Пожнивный	9,25	1672	0,55
Кукуруза, пунктирный		30,74	„	1,84
Кукуруза + бобы, пунктирный		34,17	„	2,04

Таблица 3

Эффективность фотосинтеза в посевах ячменя, 1965 г.

Варианты	Поглощалось ФАР 1 $м^2$ листьев в посеве в фазе цветения (*кал/мин*)	Урожай зерна при уборке (*ц/га*)	Накоплено энергии в зерне и соломе (млн. *ккал/га*)	Поступило ФАР за период вегетации (млн. *ккал/га*)	К. п. д. фотосинтеза (%)
Изреженный посев (370 растений/$м^2$)	4560	13,6	10,3	2540	0,46
Загущенный посев (700 растений/$м^2$)	3530	15,6	12,2	2540	0,48
Оптимальный посев (580 растений/$м^2$)	4170	17,3	13,4	2540	0,53

Внесение минеральных удобрений не только увеличило площадь листьев кукурузы, но и повысило поглощательную фотоактивность листьев и лабильность фотосинтетического аппарата, оказало существенное влияние на распределение площади листьев и поглощение ФАР по слоям посева. Коэффициент использования ФАР на фотосинтез при внесении минеральных удобрений повысился на 0,26—0,32%, что было эквивалентно прибавке урожая зерна кукурузы 8—9 *ц/га* (табл. 4).

На основании результатов исследований мы приходим к заключению, что основным фактором, определяющим интенсивность поглоще-

Таблица 4

Влияние подкормки минеральными удобрениями на эффективность использования ФАР в посевах кукурузы, 1964 г.

Показатели	Единица измерения	Посевы без подкормки	Посевы с подкормкой
Урожай в/с зерна	*ц/га*	51,3	59,9
абсолютно сухого зерна	„	44,1	51,5
листьев	„	20,7	24,2
стеблей	„	31,8	36,9
Калорийность зерна	*кал/г*	4025	4046
листьев	„	3434	3597
стеблей	„	3652	3680
Накоплено энергии в зерне	млн. *ккал/га*	17,8	20,8
в листьях	„	7,1	8,7
в стеблях	„	11,6	13,9
Всего накоплено энергии в виде урожая	„	36,5	43,4
Поступило ФАР за период вегетации	„	2600	2600
К. п. д. фотосинтеза	%	1,40	1,66

ния и эффективность использования ФАР в посевах сельскохозяйственных культур является структура посева.

Под структурой посева мы понимаем архитектонику (построение) создаваемой группировки растений, характеризующуюся определенными морфологическими признаками и физиологическими функциями в изменяющихся условиях произрастания.

Структура посева может характеризоваться только комплексом элементов ее. Такими элементами являются: площадь листьев, пространственная ориентация листовых пластинок, соотношение площади листьев по горизонтальным и вертикальным слоям посева, особенности поверхности листьев (гофрированная или гладкая, опушенная, без опушения и т. п.), анатомическая структура листьев (соотношение столбчатой и губчатой паренхимы, число клеток на единице поверхности листа), содержание фотосинтетических пигментов, ультраструктура хлоропластов и др.

Структура посева как динамическая система находится в тесной связи с основной функцией — фотосинтетической деятельностью растительного организма. Поэтому структуру и эффективность фотосинтеза растений в посевах мы рассматриваем в аспекте создания наиболее физиологически активных, хозяйственно-целесообразных посевов, или посевов с оптимальной структурой.

Под оптимальной структурой посева мы понимаем такую структуру, при которой фотосинтетическая деятельность осуществляется с максимальным к. п. д. фотосинтеза, обеспечивая получение высокого биологического и хозяйственного урожаев. Об оптимальности той или иной структуры посева в период вегетации можно судить по комплексу таких показателей, как интенсивность и чистая продуктивность фотосинтеза, интенсивность поглощения ФАР, фотохимическая активность хлоропластов, к. п. д. фотосинтеза за короткие промежутки времени и другие физиологические показатели.

Создание оптимальной структуры посевов, которые использовали бы лучистую энергию на построение органической массы урожая с максимальным к. п. д. фотосинтеза, является весьма трудной проблемой и одновременно чрезвычайно важной. Использование кибернетических методов в биологии, математического моделирования биологических процессов позволит быстро и точно определять параметры оптимальной структуры посевов при постоянно изменяющихся условиях произрастания.

Таким образом, разработка и установление индексов оптимальных структур посевов сельскохозяйственных культур для различных естественно-климатических зон с учетом условий произрастания и уровня агротехники является неотложной задачей. Направленное воздействие на формирование структуры посева для повышения к. п. д. фотосинтеза можно осуществлять прежде всего условиями питания и водного режима растений.

В. А. Росс

Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ СТАТИСТИКИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОСЕВОВ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННЫХ КУЛЬТУР

V. A. Ross

Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

USE OF STATISTICAL METHODS IN THE GEOMETRIC STRUCTURE OF AGRICULTURAL CROPS STUDY

1. Характеризующие геометрическую структуру параметры случайного растения в посевах (высота растения и стебля, число листьев, площадь отдельных листьев и т. д.) могут быть рассмотрены как статистические случайные величины, образующие так называемую генеральную совокупность того или другого параметра. Это позволяет для более детальной и количественной характеристики геометрической структуры посева применить метод математической статистики и вытекающие из этого возможности современной вычислительной техники.

2. Сбор и хранение информации о структурных параметрах отдельных растений в посевах целесообразно реализировать при помощи дуальных перфокарт, позволяющих данные измерений наносить прямо в полевых условиях мягким графитным карандашом и производить дальнейшую обработку перфорационными и электронно-вычислительными машинами.

3. Соответствующий макет перфокарты разработан автором в Институте физики и астрономии АН Эстонской ССР.

4. Применение методов регрессионного анализа позволяет вывести из многочисленных параметров растений те, которые являются независимыми и в то же время легко измеряемыми и через них выразить такие величины, которые не подчиняются простому измерению (суммарная площадь листьев индивидуального растения, вертикальное распределение биомассы и т. д.).

5. В качестве примера приводится случай, когда при помощи статистического распределения значений параметров и средней кривой функции вертикального распределения листовой поверхности индивидуального растения можно косвенным путем дать распределение площади листьев по слоям всего посева. Данные такого рода нужны при изучении радиационного поля в посеве.

И. А. Шульгин

Институт физиологии растений АН СССР, Москва

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЯМОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ В ТЕЧЕНИЕ ДНЯ КАК ФАКТОР ФОТОМОРФОГЕНЕЗА РАСТЕНИЙ*

I. A. Shulgin

Institute of Plant Physiology, Academy of Sciences, Moscow

THE DAILY COURSE OF SPECTRAL DISTRIBUTION OF THE DIRECT SOLAR RADIATION AS A PHOTOMORPHOGENETIC FACTOR OF PLANTS**

1. Рост, развитие, фотосинтез и др. физиологические процессы в растении в существенной степени зависят от действия лучистой энергии (ее продолжительности, интенсивности, спектрального состава) и главным образом от соотношения интенсивности в отдельных, наиболее важных в фотобиологическом отношении, областях спектра (400—800 *ммк*).

2. Для ряда фотобиологических процессов (в частности, фотоморфогенеза) наиболее существенно излучение в синих (400—500 *ммк*), красных (600—700 *ммк*) и дальних красных (700—750—800 *ммк*) лучах, осуществляющих регулирование через так называемую «низкоэнергетическую» систему фитохрома с обратимым действием в красных — дальних красных лучах и необратимую систему «синего—дальнего красного света», часто называемую системой «высокоэнергетических реакций».

3. Исходя из развиваемых автором представлений о хроматической адаптации растений к свету, рассчитано спектральное распределение солнечной радиации для указанных областей в течение дня для различных месяцев и географических широт (от 0 до 70° сев. шир.). В основу расчетов положена радиационная модель атмосферы (Авасте, Молдау, Шифрин, 1962).

4. Рассмотрено соотношение между красными и синими лучами, синими и дальними красными лучами. Рассчитаны длительность периодов с преобладанием синих лучей по сравнению с красными и дальними красными для различных широт.

5. Показана связь между наличием фотоактивных систем, их спектрами действия и спектральным распределением энергии солнечной радиации в течение дня. Рассматривается вопрос о связи географического происхождения растений со спектральным составом солнечной радиации.

---

* Полностью доклад публикуется в сб. Фитоактинометрические исследования растительного покрова, изд. АН ЭстССР, Тарту, 1967.

** Full text of the report will be published in Фитоактинометрические исследования растительного покрова, изд. АН ЭстССР, Тарту, 1967.

А. И. Будаговский
Институт географии АН СССР, Москва
Ю. К. Росс, Х. Г. Тооминг
Институт физики и астрономии АН ЭССР, Тарту

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКОВ ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ И РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА В РАСТИТЕЛЬНОМ ПОКРОВЕ

A. I. Budagovsky
Institute of Geography, USSR Academy of Sciences, Moscow
J. K. Ross, H. G. Tooming
Institute of Physics and Astronomy, Estonian Academy of Sciences, Tartu

DISTRIBUTION OF THE LONG-WAVE RADIATION FLUXES AND RADIATION BALANCE IN PLANT COVER

Микроклимат и фотосинтетическая деятельность растительного покрова (РП), изучению которых в последние годы уделяется значительное внимание, существенно зависят от его водно-теплового режима, который в свою очередь связан с вертикальным распределением радиационного баланса. Поэтому оценка существующих и разработка новых методов расчета и измерения последнего является весьма актуальной задачей.

В Советском Союзе для измерения радиационного баланса над поверхностью почвы и растительного покрова используется преимущественно термоэлектрический балансомер Ю. Д. Янишевского. Этот прибор, как и любой другой балансомер, обладает некоторыми недостатками. Важнейшими из них можно считать неодинаковую чувствительность в различных частях спектра и зависимость показаний от скорости ветра. Однако ошибки, возникающие вследствие указанных недостатков, во многих случаях можно значительно уменьшить, производя измерения затененным балансомером. При этом прямая радиация, вносящая наибольший вклад в величину радиационного баланса, «отрезается» и показания баласомера по абсолютному значению существенно снижаются. Соответственно уменьшится как абсолютная, так и относительная ошибка измерений, обусловленная двумя указанными выше причинами.

Если обозначить показания затененного балансомера через $B_з$, а прямую радиацию на горизонтальную поверхность — S', то для радиационного баланса B получим выражение

$$B = B_з + S'. \qquad (1)$$

В растительном покрове все величины, входящие в выражение (1), изменяются, не только по высоте, но и в горизонтальной плоскости. Эти изменения особо значительны для прямой радиации, которая на затененных участках может равнятся нулю, а на незатененных — такой же величине, как и над РП. В таком случае и показания незатененного балансомера будут на одной и той же высоте существенно различны в зависимости от степени экранирования его верхней приемной поверхности листьями и стеблями растений. Очевидно, что для достаточного пространственного осреднения было бы необходимо производить измерения в большом количестве точек, что сопряжено с существенными

техническими и принципиальными трудностями. В противном случае к рассмотренным выше ошибкам, которые можно считать систематическими, добавляется и значительная случайная ошибка.

При использовании затененного балансомера величина $B_з = B - S'$ сравнительно невелика и в дневные часы в несколько раз меньше S'. По данным измерений, проведенных в Эстонии, Молдавии и Таджикистане, т. е. существенно в различных условиях, величина $B_з$ изменялась от $-0{,}3$ до $+0{,}2$ *кал/см²·мин*. Первая из приведенных величин может наблюдаться при ясном небе — вторая при переменной облачности. В пасмурную погоду $B_з = B - S'$ имеет положительные значения близкие к нулю. При таких показаниях затененного балансомера абсолютные величины указанных выше систематических ошибок измерения радиационного баланса будут значительно меньше аналогичных ошибок, допускаемых при использовании незатененного балансомера.

Случайные ошибки измерения величин $B_з = B - S'$, связанные с местом установки балансомера в посеве, также невелики. Для их оценки были использованы результаты около 2000 измерений, проведенных одновременно двумя приборами, находящимися на расстоянии 1,8 *м* друг от друга на различных высотах в посевах кукурузы и хлопчатника. По каждому балансомеру производилось синхронно по десяти отсчетов и вычислялись средние значения. Разница между ними характеризуется средним квадратичным отклонением, которое было получено равным 0,022 *кал/см²·мин*.

Для дальнейшего вычисления радиационного баланса по соотношению (1) необходимо знать величину прямой радиации на той высоте, на которой измерено $B_з$. Она очевидно равна $S'(z) = a_S(z)S'_0$, где S'_0 — прямая радиация Солнца над посевом, $a_S(z)$ — функция пропускания прямой радиации. Для измерения последнего Е. А. Лопухиным [1] был предложен простой способ, основанный на использовании рейки с нанесенными на нее черными метками. Этот метод при измерении радиационного баланса был использован в работах Г. А. Ахмедова [2], Н. Н. Самариной [3] и других авторов. Теоретические и экспериментальные исследования, проведенные Институтом физики и астрономии АН ЭстССР показали, что рейка Е. А. Лопухина дает удовлетворительные результаты при не очень малых угловых размерах световых просветов, образуемых листьями, стеблями и другими элементами биомассы растений. При малых угловых размерах световых просветов начинают появляться полутени, которые при измерениях обычно принимаются за участки освещенные прямой радиацией Солнца. В действительности же в их пределах радиация существенно меньше прямой. В результате, определяемые значения фактора пропускания прямой радиации, а следовательно, и вычисляемые величины радиационного баланса оказываются преувеличенными. Это следует иметь в виду при измерениях радиационного баланса и при оценке полученных результатов, особенно для густого и высокого РП с мелкими листьями. Для преодоления возникающих трудностей, очевидно, будет возможно воспользоваться результатами теоретических и экспериментальных исследований пропускания прямой радиации [4, 5], использования их для введения поправок в данные измерения или для расчетов указанной величины. Однако этот вопрос требует дополнительных исследований и специального освещения.

Поскольку непосредственные измерения радиационного баланса довольно трудоемки, то для его определения необходимо располагать также хотя бы приближенными полуэпмирическими формулами. При построении последних следует принять во внимание, что в течение большой части дня прямая радиация Солнца во много раз превосходит разность $B - S'$. Теоретические и экспериментальные исследования по-

казывают, что распределение прямой радиации Солнца в РП хорошо описывается экспоненциальной зависимостью. Поэтому аналогичную зависимость, очевидно, можно использовать и для радиационного баланса, представив ее в виде

$$B(L) = B_0 \exp(-G_B L/\sin h_\odot). \qquad (2)$$

Здесь B_0 — радиационный баланс над поверхностью РП, L — относительная площадь листьев, отсчитываемая от поверхности РП, $h_\odot$ — высота Солнца, G_B — эмпирическая величина, которая на основе обработки материалов наблюдений на посевах кукурузы оказалась равной 0,24. Формула (2) хорошо согласуется с экспериментальными данными для $h_\odot > 20°$—$25°$. При $h_\odot = 0$ из (2) получаем $B(L) = 0$ при любом значении B_0, что конечно не отвечает действительности. Поэтому для малых высот Солнца можно предложить зависимость

$$B(L) = B_0 \exp(-G'_B L), \qquad (3)$$

где значение постоянной G'_B по предварительным данным изменяется в пределах от 0,50 до 0,60. В таком случае формулой (2) следует пользоваться для $h_\odot \geqslant 25°$, а формулой (3) для $h_\odot < 25°$, включая ночное время. Для использования формул (2) и (3) необходимо располагать данными о высоте Солнца $h_\odot$, о радиационном балансе над поверхностью растительного покрова — B_0 и об относительной площади листьев L. Определение высоты Солнца не требует пояснений. Радиационный баланс над поверхностью растительного покрова при отсутствии данных непосредственных измерений определяется по одной из существующих формул, в частности, на основе использования связи между коротковолновыми и длинноволновыми балансами [6]. Величина L находится по результатам биометрических измерений [7].

Возможность описания вертикального распределения радиационного баланса в РП с помощью экспоненциальной функции отмечалась ранее З. Учиджима [8], А. Будаговским [9] и Н. Н. Самариной [3] для посевов сельскохозяйственных культур, а также Ю. Л. Раунером и Н. И. Рудневым [10] для леса. Однако в последней работе вместо относительной площади листьев использовалась относительная высота РП, отсчитываемая от его поверхности. Можно показать, что в данном случае параметр аналогичный G_B должен зависеть как от вертикального распределения поверхности биомассы и прежде всего листьев, участвующих в радиационном обмене, так и от величины выбранного параметра, а поэтому не может служить достаточно универсальной характеристикой.

На рис. 1 в качестве конкретного примера приведены зависимости плотности $u(z)$ и относительной площади листьев $L(z)$, а также относительных величин радиационного баланса $B(z)/B_0$ от высоты z. Заметим, что величины $L(z)$ и $u(z)$ связаны между собой соотношением

$$L(z) = \int_z^{z_0} u(z)\,dz. \qquad (4)$$

Пример соответствует условиям, наблюдавшимся летом 1965 г. в Таджикистане в посевах кукурузы. Из рисунка следует, что быстрее всего радиационный баланс изменяется в средних слоях посева, где плотность площади листьев $u(z)$ максимальная. В самых верхних слоях изменения радиационного баланса невелики вследствие малости затеняющих элементов биомассы. В нижних слоях посева радиационный баланс изменяется также медленно. Но это определяется не столько убыва-

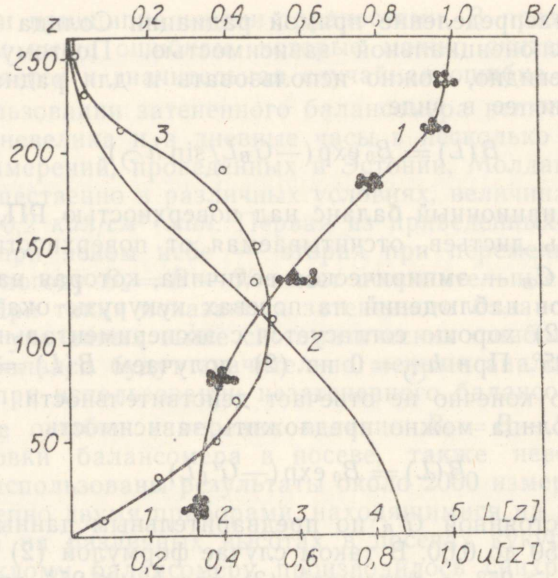


Рис. 1. Изменение с высотой относительного радиационного баланса B/B_0, кривая *1*, относительной площади листьев $L(z)$, кривая *2* и количества листовой поверхности в единице объема $u(z)$, кривая *3*. Посев кукурузы, Таджикистан, лето 1965 г., высота Солнца $h_\odot = 62°$.

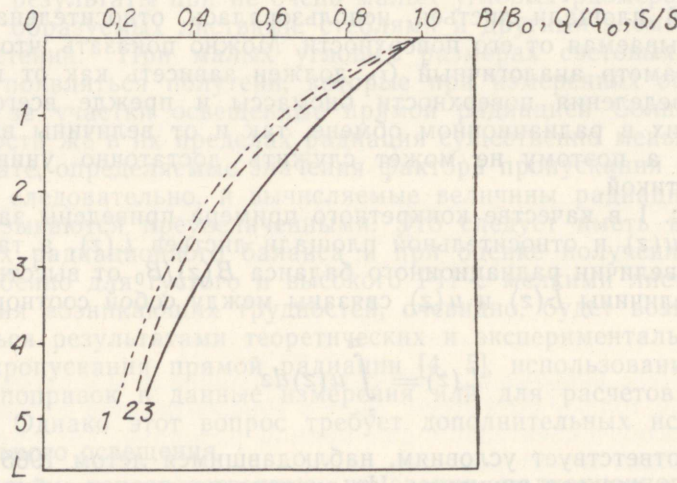


Рис. 2. Зависимость функции пропускания прямой S/S_0 (*1*) и суммарной Q/Q_0 (*2*) радиации и относительного радиационного баланса B/B_0 (*3*) от относительной площади листьев — L. Посев кукурузы, Таджикистан, лето 1965 г., высота Солнца $h_\odot = 62°$.

нием плотности площади биомассы сколько характером поглощения радиации, убывающего с возрастанием $L(z)$.

На рис. 2 приведена зависимость $B(L)/B_0$ от относительной площади листьев $L(z)$. Экспериментальные точки в отличие от зависимости, показанной на рис. 1, довольно хорошо ложатся на экспоненциальную кривую. Для сравнения на рис. 2 показаны кривые ослабления прямой радиации $S(L)/S_0$, построенные на основе измерений с помощью рейки Е. А. Лопухина, а также кривая ослабления суммарной радиации $Q(L)/Q_0$ по измерениям, произведенным пиранометрической рейкой.

Нам кажется, что величины $B(L)/B_0$ и $Q(L)/Q_0$ слишком существенно отличаются друг от друга, что, вероятно, связано с рассмотренными выше систематическими ошибками определения пропускания прямой радиации Солнца с помощью рейки Е. А. Лопухина.

Дальнейшее уточнение методики расчета вертикального распределения радиационного баланса в РП возможно на основе отдельных его составляющих. Для этого можно воспользоваться формулой

$$B(z) = Q(z)\,[1 - A(z)] + B_L(z), \tag{5}$$

где $A(z) = R(z)/Q(z)$, а $Q(z)$ и $R(z)$ соответственно плотности нисходящих и восходящих потоков коротковолновой радиации в РП, $B_L(z) = E_1(z) - E_2(z)$ — длинноволновый радиационный баланс в РП, E_1 и E_2 — соответственно плотности нисходящих и восходящих потоков длинноволновой радиации в РП, $Q(z) = Q_0 a_T(z)$, где a_T — фактор пропускания суммарной радиации в РП, Q_0 — плотность потока суммарной радиации над РП. Функция $A(z)$ внутри РП изменяется от A_0 (альбедо почвы) при $z = 0$ до A_k при $z = z_0$ и приближенно можно считать, что $A(z) \approx A_k(h_\odot)$.

Для фактора пропускания суммарной радиации a_T Тооминг и Росс [5] предлагают следующую полуэмпирическую формулу:

$$a_T(L, h_\odot) = \exp(-c_1 L/\sin h_\odot) + \\ + c_2[\exp(-c_1 c_3 L/\sin h_\odot) - \exp(c_1 L/\sin h_\odot)], \tag{6}$$

где c_1, c_2 и c_3 — эмпирические постоянные, для кукурузы равны соответственно 0,5, 0,3 и 0,15.

Учитывая вышеизложенное, для коротковолнового радиационного баланса $B_k = Q(1 - A)$ получим следующую формулу:

$$B_k(L, h_\odot) = Q_0(h_\odot) a_T(L, h_\odot)\,[1 - A_k(h_\odot)], \tag{7}$$

где a_T определяется формулой (6), Q_0 и A_k — из непосредственных измерений над РП или расчетным путем. Длинноволновые потоки E_1 и E_2 рассчитываются из соответствующего уравнения переноса радиации.

Расчет потоков длинноволновой радиации в РП. Предполагая, что в длинноволновой области спектра элементы биомассы и почвы являются черными и матовыми излучателями и что их температура $T_L(z)$ зависит только от высоты, уравнение переноса для интенсивностей длинноволновой радиации $I(z, \vec{r})$ в РП может быть написано, учитывая работу Росса [11], в следующем виде:

$$\cos\vartheta\, \partial I(z, \vec{r})/\partial z = -u(z)\, G(z, \vec{r})\, I(z, \vec{r}) + u(z)\, G(z, \vec{r})\, E_L(z)/\pi, \tag{9}$$

где $G(z, \vec{r})$ — эффективная проекция единицы площади биомассы эле-

ментов РП в направлении $\vec{r} = \vec{r}(\vartheta, \varphi)$ на высоте z (см. [4]), $E_L(z) = \sigma[T_L(z)]^4$ — тепловое излучение одной стороны единицы поверхности элемента биомассы (листа).

Переходя в (8) вместо высоты z к новой переменной $L(z)$, согласно формуле (4) получим уравнение переноса

$$\mathrm{d}I(L, \vec{r})/dL = I(L, \vec{r})\, G(L, \vec{r})/\cos\vartheta - G(L, \vec{r})\, E_L(L)/\pi\cos\vartheta, \qquad (9a)$$

решение которого при граничных условиях

$$\left.\begin{aligned} I(0, \vec{r}) &= \varepsilon_A(\vec{r}) \qquad \pi/2 \leqslant \vartheta < \pi \\ I(L_0, \vec{r}') &= E_\text{п}/\pi \quad 0 \leqslant \vartheta' < \pi/2 \end{aligned}\right\}, \qquad (10)$$

где ε_A — яркость неба в длинноволновой области спектра, $E_\text{п} = \sigma T_\text{п}^4$ — собственное излучение единицы поверхности почвы, и $T_\text{п}$ — температура поверхности почвы, дает для нисходящих интенсивностей

$$i_1(L, \vec{r}) = \varepsilon_A(\vec{r})\exp[-LG(L, \vec{r})/\cos\vartheta] + \\ + \frac{G(L, \vec{r})}{\pi\cos\vartheta}\int_0^L E_L(L')/\exp[(L'-L)\, G(\vec{L'}, r)/\cos\vartheta]\,\mathrm{d}L'$$

и для восходящих интенсивностей

$$i_2(L, r') = (E_\text{п}/\pi)\exp[(L_0 - L)\, G(L, r)/\cos\vartheta'] + \\ + \frac{G(L, \vec{r'})}{\pi\cos\vartheta'}\int_L^{L_0} E_L(L')/\exp[(L-L')\, G(L', r')/\cos\vartheta']\,\mathrm{d}L'.$$

Экспериментальные данные показывают, что без существенной ошибки можно принять

$$G(L, \vartheta, \varphi) \approx G(L).$$

Если полагать, что $\varepsilon_A(\vec{r}) = \varepsilon_A(\vartheta)$, то, переходя от интенсивностей к потокам, получим окончательные выражения для потоков длинноволновой радиации в РП в виде

$$E_1(L) = \int_{2\pi} I(L, \vec{r})|\cos\vartheta|\,\mathrm{d}\Omega = \\ = 2\pi\int_{\pi/2}^{\pi} \varepsilon_A(\vartheta)\exp[-LG(\vartheta)/\cos\vartheta]\,|\cos\vartheta|\,\sin\vartheta\,d\vartheta + \\ + \int_0^L E_L(L')\left\{2\int_{\pi/2}^{\pi} G(\vartheta)\exp[-(L-L')\, G(\vartheta)/\cos\vartheta]\sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta\right\}\mathrm{d}L', \qquad (11)$$

$$E_2(L) = \int_{2\pi} I_2(\vec{r'})\cos\vartheta'\,\mathrm{d}\Omega' = \\ = \frac{2}{\pi}E_\text{п}(T_\text{п})\int_0^{\pi/2}\exp[-(L_0 - L)\, G(\vartheta')/\cos\vartheta']\cos\vartheta'\sin\vartheta'\,\mathrm{d}\vartheta' + \\ + \int_L^{L_0} E_L(L')\left\{2\int_0^{\pi/2} G(\vartheta')\exp[-(L'-L)\, G(\vartheta')/\cos\vartheta']\sin\vartheta'\,\mathrm{d}\vartheta'\right\}\mathrm{d}L'. \qquad (12)$$

Из (11) вытекает, что нисходящий поток длинноволновой радиации E_1 в РП состоит из двух компонентов: доли противоизлучения атмосферы, не экранируемой листьями и уменьшающейся по мере увеличения глубины и теплового излучения элементов РП, зависящего от вертикального распределения температуры и структуры РП. По мере увеличения глубины роль второго компонента быстро растет.

Аналогичная картина наблюдается и при восходящем потоке E_2. По мере увеличения расстояния от почвы роль собственного излучения ее быстро уменьшается за счет увеличения экранирования почвы элементами РП. Соответственно растет роль теплового излучения самой растительности.

Согласно экспериментальным данным, температура элементов РП сравнительно мало изменяется по высоте, особенно в условиях достаточного увлажнения. Поэтому можно полагать, что $E_L(L) = E_L = \sigma T_L^4$. Если также для упрощения формул (11) и (12) принять, что противоизлучение атмосферы E_A изотропное, т. е. $\varepsilon_A(\vartheta) = E_A/\pi$, то вместо (11) и (12) получим

$$E_1(L) = E_L - H_1(L)\,(E_L - E_A), \tag{11a}$$

$$E_2(L) = E_L - H_2(L)\,(E_L - E_\text{п}), \tag{12a}$$

$$H_1(L) = 2\int_0^{\pi/2} \exp[-LG(\vartheta)/\cos\vartheta]\cos\vartheta\sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta, \tag{13}$$

$$H_2(L) = 2\int_0^{\pi/2} \exp[-(L_0 - L)\,G(\vartheta)/\cos\vartheta]\cos\vartheta\sin\vartheta\,\mathrm{d}\vartheta \tag{14}$$

и для баланса длинноволновой радиации —

$$B_L(L) = -H_1(L)\,(E_L - E_A) - H_2(L)\,(E_\text{п} - E_L). \tag{15}$$

Величины H_1 и H_2 можно назвать функциями пропускания соответственно для нисходящего и восходящего потоков длинноволновой радиации. Они определяются только геометрической структурой РП, характеризуемой вертикальным распределением площади элементов биомассы $L(z)$ и их пространственной ориентацией $G(\vartheta)$.

Из (15) видно, что баланс длинноволновой радиации в РП определяется разностями $E_L - E_A$ и $E_\text{п} - E_L$. Вертикальный профиль B_L определяется в рамках сделанных выше упрощений только функциями пропускания H_1 и H_2, т. е. геометрической структурой РП. При густом растительном покрове $E_\text{п} \approx E_L$, тогда из (15) получим

$$B_L(L) = -H_1(L)\,(E_L - E_A) = B_{L0}H_1(L), \tag{15a}$$

т. е. в густом РП величина $B_L(L)$ как правило отрицательна и пропорциональна разности теплового излучения растительной массы и противоизлучения атмосферы, причем коэффициент пропорциональности $H_1(L)$ зависит только от геометрической структуры РП.

Следует отметить, что формулы для потоков длинноволновой радиации E_1 и E_2, полученные Саито [12], являются частными случаями формул (11) и (12). Рассмотрим два случая ориентации листьев в РП.

1. Листья ориентированы равномерно.

Тогда, согласно работе Росс и Нильсон [4], $G(\vartheta) = 1/2$ из (13) и (14) получим

$$H_1(L) = 2E_3(L/2) \quad \text{и} \quad H_2(L) = 2E_3\left(\frac{L_0 - L}{2}\right),$$

где

$$E_3(L) = \int_1^\infty x^{-3} \exp(-Lx)\, dx,$$

а из (15)

$$B_L(L) = -2(E_L - E_A)E_3(L/2) - 2(E_\text{п} - E_L)E_3\left(\frac{L_0 - L}{2}\right),$$

$$B_L(0) = -(E_L - E_A) - 2(E_\text{п} - E_L)E_3(L_0/2)$$

и

$$B_L(L_0) = -(E_\text{П} - E_L) - 2(E_L - E_A)E_B(L_0/2).$$

2. Все листья горизонтальны

$$G(\vartheta) = \cos\vartheta, \quad H_1 = \exp(-L), \quad H_2 = \exp(L - L_0),$$

$$E_1(L) = E_A \exp(-\mathrm{L}) + E_L[1 - \exp(-L)],$$

$$E_2(L) = E_\text{п} \exp(L - L_0) + E_L[1 - \exp(L - L_0)]$$

и

$$B_L(L) = -(E_L - E_A)\exp(-L) - (E_\text{п} - E_L)\exp(L - L_0).$$

Определяя из условия $dB_L/dL = 0$ значение L^*, при котором B_L достигает максимума, получим при $E_\text{п} > E_L$

$$L^* = L_0/2 + 1/2 \ln(E_L - E_A)/(E_\text{п} - E_L) \quad \text{и}$$

$$B_L(L^*) = -2\sqrt{(E_\text{п} - E_L)(E_L - E_A)}\exp(-L_0/2).$$

Если $E_\text{п} < E_L$, то B_L монотонно увеличивается с глубиной L. Как правило $B_L < 0$. Только при $E_\text{п} < E_L$ B_L проходит место нуля в точке

$$L' = L_0/2 + 1/2 \ln(E_L - E_A)/(E_L - E_\text{п}).$$

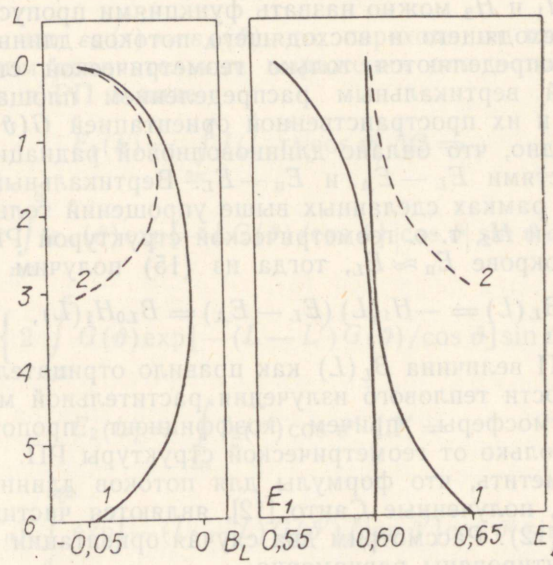


Рис. 3. Рассчитанные вертикальные профили потоков длинноволновой радиации E_1 и E_2 и длинноволнового радиационного баланса B_L. Модельный посев с горизонтальными листьями: *1* — толщина посева $L_0 = 6$, *2* — толщина посева $L_0 = 3$.

В заключение рассмотрим результаты расчета, проведенные для двух значений L, равных 3 и 6, $E_A = 0{,}55$, $E_L = 0{,}60$ и $E_п = 0{,}65$ *кал/см²·мин*. Последние величины характерны для ясной погоды в летние месяцы в Таджикистане. Полученные значения E_1, E_2 и B_L приведены на рис. 3. Мы видим, что нисходящий поток E_L быстро убывает в верхних слоях РП от значений E_A на его верхней границе до значений E_L на уровне почвы. Восходящий поток E_2 быстро изменяется от значений $E_п$ на уровне почвы до E_L на верхней границе РП.

На границах РП $B_L < 0$, приближаясь к нулю в его середине. Вертикальные изменения длинноволновых потоков в РП сравнительно малы и роль их в радиационном балансе невелика.

Для расчета радиационного баланса внутри РП должны быть заданы величины противоизлучения атмосферы E_A, температуры растений T_L и почвы $T_п$, а также характеристики геометрической структуры РП $L(z)$ и $G(\vartheta)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лопухин Е. А., Труды Ташкентской геофизической обсерватории, 5 (6), 24, 1951.
2. Ахмедов Г. А., Труды Среднеазиатского научно-исследовательского гидрометеорологического института, вып. 2 (17), 1959.
3. Самарина Н. Н., Изв. АН СССР, сер. географическая, № 4, 1965.
4. Росс Ю. К., Нильсон Т., сб. Вопросы радиационного режима растительного покрова, ИФА АН ЭССР, Тарту, 1965, стр. 25.
5. Тооминг Х., Росс Ю., Исследования по физике атмосферы, ИФА АН ЭССР, № 6, 63, 1964.
6. Барашкова Е. П., Гаевский В. Л., Дьяченко Л. Н., Лугина К. М., Пивоварова З. И., Радиационный режим территории СССР, Гидрометиздат, Л., 1961.
7. Росс Ю. К., Нильсон Т. А., сб. Фотосинтезирующие системы высокой продуктивности, изд. «Наука», М., 1966, стр. 96.
8. Uchijima, Z., Bull. Nat. Inst. Agr. Sci., Ser. A., No. 8, 1961.
9. Будаговский А. И., Испарение почвенной влаги, изд. «Наука», М., 1964.
10. Раунер Ю. Л., Руднев Н. И., сб. Тепловой и радиационный баланс естественной растительности и сельскохозяйственных полей, изд. «Наука», М., 1965, стр. 91.
11. Росс Ю. К., сб. Актинометрия и атмосферная оптика, изд. «Наука», М., 1964, стр. 251.
12. Saito, T., J. of Agric. Meteorol., **20**, Nr. 1, 7, 1964.

Ю. Л. Раунер, Л. М. Ананьева
Институт географии АН СССР, Москва

О РАДИАЦИОННОМ БАЛАНСЕ ВНУТРИ ЕСТЕСТВЕННЫХ ТРАВОСТОЕВ (ПО ИЗМЕРЕНИЯМ С ПОМОЩЬЮ МИКРОБАЛАНСОМЕРА Б. А. АЙЗЕНШТАТА)

J. L. Rauner, L. M. Ananyeva
Institute of Geography, USSR Academy of Sciences, Moscow

ON THE RADIATION BALANCE WITHIN NATURAL PLANT COVER (ON THE BASE OF MEASUREMENTS WITH AISENSTAT'S MICRO NET RADIOMETER)

Радиационный и световой режим некоторых видов естественных травостоев необходимо изучать с помощью микроактинометрических приборов, поскольку размеры (высота) ценозов и линейные характеристики элементов фитомассы — весьма невелики. По этой причине применение стандартных крупногабаритных датчиков радиации оказывается невозможным.

Отделом климатологии Института географии АН СССР были проведены специальные измерения радиационного баланса внутри растительного покрова некоторых видов естественных степных фитоценозов на территории Центрально-Черноземного заповедника (Курская область). Для измерений использовался микробалансомер конструкции Б. А. Айзенштата, представляющий собой миниатюрный прибор с приемной пластинкой диаметром 2 *см* и достаточной чувствительностью. Прибор подключался на рамку гальванометра ГСА. Измерения предусматривали определение вертикальных профилей внутри полога травостоя, а также измерения суточного хода радиационного баланса под пологом травы вблизи поверхности почвы при одновременном измерении радиационного баланса над растительностью.

В 1965 г. были исследованы участки абсолютно заповедной некосимой степи, на которых преобладали костровые ассоциации (*Bromus inermis*), ковыли (*Stippa dasyphylla*), подморенник (*Galium verum*), а также участки периодически скашиваемой степной растительности, доминантом которой является костер прямой (*Bromus riparius*) и некоторые другие виды злаков. Помимо этого, проводились измерения на участке с лесными травостоями под пологом дубового леса на площадке с хорошо развитым покровом сныти (*Aegopodium podagraria*). Произведенная обработка по группам высот Солнца и для ночных часов показала наличие тесной зависимости функций пропускания от безразмерной вертикальной координаты и от суммарного индекса биомассы. Последняя величина находилась как нарастающая сумма вертикальных послойных значений фитомассы, определенных на тех же участках измерений. Определены также функции пропускания мертвого покрова на поверхности почвы, толщина которого колеблется от 5 до 16 *см*.

Ф. А. Муминов

Среднеазиатский научно-исследовательский гидрометеорологический институт, Ташкент

РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ И ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС ХЛОПКОВОГО ПОЛЯ И УРОЖАЙ ХЛОПЧАТНИКА

F. A. Muminov

Central-Asian Scientific Research Hydrometeorological Institute, Tashkent

THE RADIATION REGIME AND THE HEAT BALANCE OF THE COTTON FIELD AND THE PRODUCTIVITY OF THE COTTON

Радиационный и тепловой баланс деятельной поверхности являются весьма важными факторами в жизнедеятельности растений: под их непосредственным влиянием протекает жизнь и развитие растений и формируется урожай. Поэтому чрезвычайно важно установить характер взаимосвязей и количественные соотношения между элементами, определяющими радиационно-тепловой режим растений, и процессами их развития и продуктивностью.

В данной работе предпринята попытка выявить количественные связи между продуктивностью хлопчатника и отдельными составляющими радиационного и теплового баланса по материалам агрометеорологического отдела Среднеазиатского НИГМИ за 1960—1965 гг.

Методика наблюдений и расчетов

Опыты проводились на трех участках хлопкового поля, засеянных семенами хлопчатника сорта 108-Ф. Участки различались между собой режимом орошения: на участке 1 производились два вегетационных полива в период цветения, на участке 2 один полив производился на дату бутонизации, четыре полива в период цветения и один, последний, на дату раскрытия первых коробочек. На участке 3 поливы производились в сроки, когда влажность почвы оказывалась близкой к 70% наименьшей полевой влагоемкости (на этом варианте опыта производилось 7—10 поливов за период вегетации).

Посев хлопчатника ежегодно производился одновременно на всех участках квадратно-гнездовым способом. Схема размещения 60×60 *см* с тремя растениями в гнезде. Почвы опытных участков относились к тяжелым суглинистым сероземам, с глубоким залеганием грунтовых вод. Общая площадь опытных участков составляла в отдельные годы 0,5—1,0 *га*.

В программу исследований входило:

1) определение влажности почвы до глубины 100 *см*;

2) наблюдения над ростом, состоянием и развитием растений;

3) наблюдения над процессами формирования (накопления) плодовых элементов (бутонов, коробочек);

4) учет урожая хлопка-сырца (общего, доморозного и послеморозного);

5) градиентные и актинометрические наблюдения — проводились в виде отдельных суточных серий, со сроком наблюдений в 0, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 *час* и ежедневно в 13 *час* местного среднесолнечного времени.

Полученные данные позволили вычислить: теплообмен в почве по формуле Г. Х. Цейтина [11], затраты тепла на суммарные испарения LE и турбулентный теплообмен P по методу теплового баланса. По данным наблюдений за радиационным балансом R, суммарной Q и отраженной радиацией r над посевами хлопчатника и степенью затенения почвы N были вычислены по методу Е. А. Лопухина [4] суточные величины поглощенной суммарной радиации хлопчатником Q_x и почвой $Q_п$, радиационного баланса хлопчатника R_x и почвы $R_п$ для отдельных межфазных периодов развития растений.

Результаты опыта

Полученные нами в процессе исследований сопряженные данные плодоношения, урожая и составляющих радиационного и теплового баланса позволяют установить ряд корреляционных связей. В связи с тем, что отдельные элементы продуктивности, определяющие будущий урожай, формируются в различные периоды вегетации хлопчатника, представлялось целесообразным сначала выяснить связи между элементами продуктивности и отдельными составляющими радиационного баланса, с учетом их распределения по периодам развития.

На рис. 1 показана корреляционная связь между количеством плодоэлементов и суммарной радиацией, поглощенной хлопчатником Q_x. Количество бутонов, формирующихся на одном растении на дату цветения, как это видно из рис. 1, *а*, изменяется в зависимости от средней величины Q_x за период бутонизация—цветение. Тесная связь существует также между средней величиной поглощенной радиации Q_x за период цветение—раскрытие первых коробочек и количеством сформировавшихся коробочек к моменту их раскрытия (рис. 1, *б*). Коэффициенты корреляции (0,97 и 0,90 соответственно) свидетельствуют о тесной связи между указанными величинами.

Из графика также видно, что число формирующихся плодоэлементов (бутоны и коробочки) и количество поглощенной хлопчатником радиации Q_x в значительной степени зависят от влагообеспеченности посевов. С улучшением влагообеспеченности увеличивается как количество плодоэлементов, так и величина поглощенной хлопчатником суммарной радиации. Так, например, в 1965 г., на участке 3, с влажностью почвы 70% при поглощенной радиации хлопчатником в среднем за

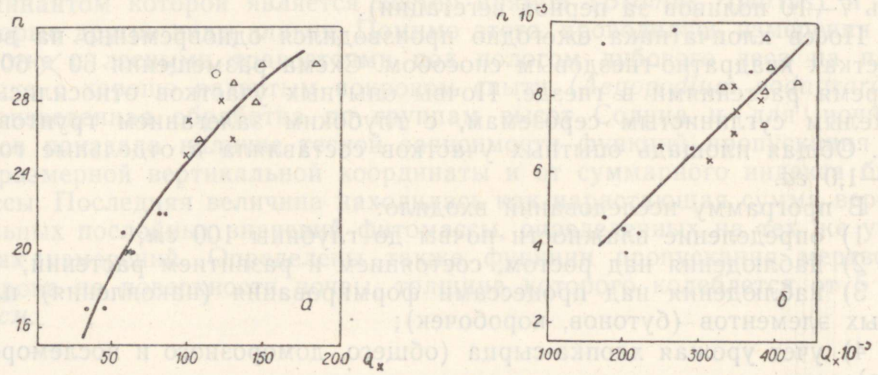


Рис. 1. Зависимости: *а* — количества бутонов n от поглощенной суммарной радиации Q_x (*кал/см² · день*) хлопчатником; $\lg n = 0{,}388 \lg Q_x + 0{,}618$, $r = 0{,}966 \pm 0{,}015$, $S_n = \pm 1{,}05$; *б* — количества коробочек n (10^5/га) от (*ккал/га · день*) $n = 0{,}02\ Q_x + 0{,}7$, Q_x, $r = 0{,}90 \pm 0{,}045$, $S_n = \pm 0{,}72$; ○ — участок 1, × — участок 2, △ — участок 3.

период цветение—раскрытие первых коробочек $Q_x = 386 \cdot 10^5$ *ккал/га · день* количество коробочек было $9{,}6 \cdot 10^5$ на *га*, а на участке 1 с двумя поливами за вегетацию — соответственно $222 \cdot 10^5$ *ккал/га · день* и $4{,}4 \cdot 10^5$ на *га*. Подобная же закономерность наблюдается и в другие годы.

Поглощение суммарной радиации хлопчатником Q_x находится в прямой зависимости от величины площади листьев; последняя, в свою очередь, в условиях Средней Азии зависит от влагообеспеченности посевов хлопчатника (рис. 2). Сравнивая, например, максимальную площадь листьев участков, видим, что в 1965 г. на участке 1 она достигла 14 тысяч *м²/га*, а на участке 3 — 40 тысяч *м²/га*, т. е. была больше, чем в предыдущем варианте на 187% (рис. 2, *а*).

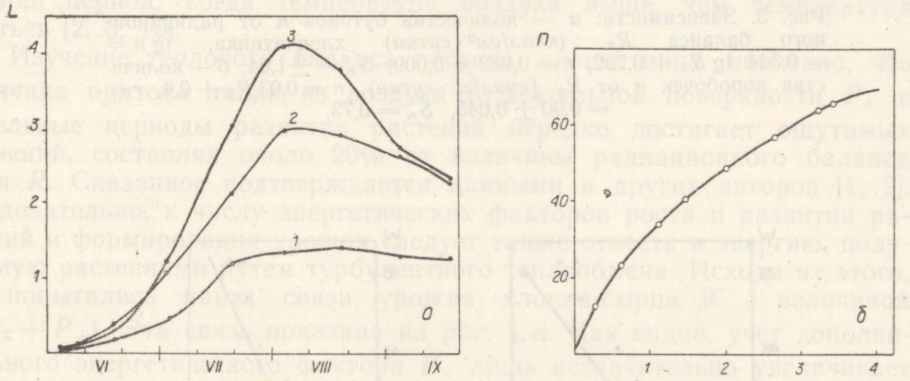


Рис. 2. Динамика нарастания площади листьев L (*м²/га*) хлопчатника при различной влагообеспеченности посевов 1965 г. — *а*: *1* — участок 1, *2* — участок 2, 3 — участок 3; *б* — поглощение суммарной радиации $П$ (% от падающего) хлопчатником в зависимости от площади листьев L (*м²/га*).

Поглощение суммарной радиации посевом хлопчатника быстро растет по мере увеличения площади листьев. При площади листьев в 20 тыс. *м²/га* поглощается 48%, а в 40 тыс. *м²/га* поглощение достигает 69% радиации, падающей на посев (рис. 2, *б*). Дальнейшее увеличение площади листьев, очевидно, не должно привести к заметному увеличению поглощения суммарной радиации вследствие увеличения затенения листьями верхнего яруса листьев среднего и особенно нижнего ярусов [7, 8].

Представляет интерес также рассмотреть связи между количеством плодоэлементов и радиационным балансом хлопчатника R_x, учитывающим все радиационные потоки (рис. 3). Из рисунка видно, что с ростом среднесуточной величины радиационного баланса R_x в период бутонизация—цветение увеличивается количество бутонов (на одно растение), но это увеличение замедляется при достижении $R_x = 70$ *кал/см² · сутки* (рис. 3, *а*). Коэффициент корреляции этой зависимости равен $r = 0{,}982 \pm 0{,}009$. На рис. 3, *б* показана зависимость количества коробочек на дату созревания от радиационного баланса R_x в среднем за период цветение—раскрытие коробочек. Связь получилась прямолинейной, с высоким коэффициентом корреляции 0,90.

Рассмотренные выше зависимости позволяют оценить радиационный режим посевов в формировании отдельных элементов продуктивности хлопчатника, но еще не дают возможности достаточно полно характеризовать условия формирования урожая. С этой целью были выявлены связи величины урожая хлопчатника с радиационными условиями в основной период его вегетации (рис. 4). Как видно из рис. 4,

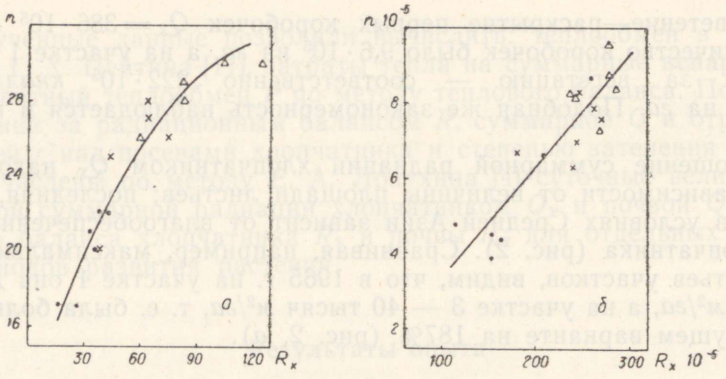


Рис. 3. Зависимости: *а* — количества бутонов n от радиационного баланса R_x (*ккал/см² · сутки*) хлопчатника, $\lg n = 0{,}344\ \lg R_x + 0{,}792$, $r = 0{,}982 \pm 0{,}009$, $S_n = \pm 1{,}04$; *б* — количества коробочек n от R_x (*ккал/га · сутки*), $n = 0{,}03\ R_x + 0{,}4$, $r = 0{,}90 \pm 0{,}045$, $S_n = 0{,}73$.

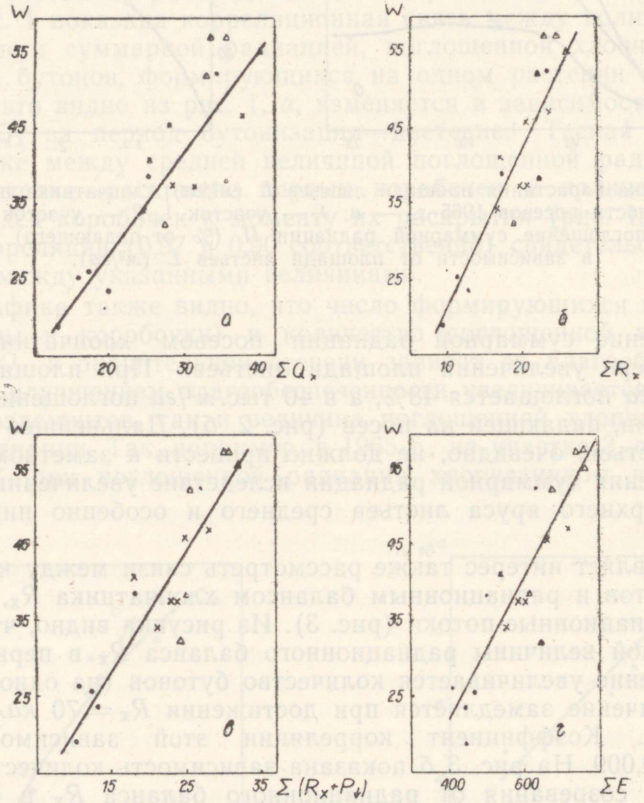


Рис. 4. Зависимость урожая хлопка-сырца W (*ц/га*) от: *а* — сумм поглощенной суммарной радиации ΣQ_x (*ккал/см²*), $W = 1{,}34\ Q_x + 1{,}7$, $r = 0{,}87 \pm 0{,}057$, $S_W = \pm 5{,}8$ *ц/га*; *б* — радиационного баланса ΣR_x (*ккал/см²*), $W = 2{,}11\ R_x - 0{,}2$, $r = 0{,}90 \pm 0{,}45$, $S_W = +5{,}1$ *ц/га*; *в* — радиационного баланса плюс турбулентного обмена, $W = 1{,}58\ (R_x + P_\downarrow) + 4{,}2$, $r = 0{,}91 \pm 0{,}041$, $S_W = \pm 4{,}8$ *ц/га*; *г* — суммарного испарения ΣE (*мм*), $W = 0{,}0922\ E - 15{,}3$, $r = 0{,}81 \pm 0{,}081$, $S_W = \pm 6{,}9$ *ц/га*.

связь между урожаем хлопка-сырца и радиационным балансом хлопчатника ΣR_x за период бутонизация—прекращение вегетации выражена более тесно (0,90), чем с поглощенной суммарной радиацией ΣQ_x за этот же период (0,87).

Приведенные выше связи показывают, что число формирующихся плодоэлементов (бутоны и коробочки) и количество собранного хлопка-сырца в значительной степени зависят от радиационного баланса и его основного компонента поглощенной хлопчатником радиации. Однако известно, что поступление тепла к хлопковому полю определяется не только радиационным балансом, но и турбулентным потоком тепла, который при инверсионном распределении температуры направлен от воздуха к деятельной поверхности. Это имеет место не только в период значительного развития растений (при наличии инверсии), но и в более ранний период, когда температура воздуха выше, чем температура листьев [2, 6, 10].

Изучение теплового баланса посевов хлопчатника показало, что величина притока тепла из воздуха к деятельной поверхности $P_{\downarrow}$ в отдельные периоды развития растений нередко достигает ощутимых значений, составляя около 20% от величины радиационного баланса поля R. Сказанное подтверждается данными и других авторов [1, 2]. Следовательно, к числу энергетических факторов роста и развития растений и формирования урожая следует также отнести и энергию, получаемую растениями путем турбулентного теплообмена. Исходя из этого, мы попытались найти связи урожая хлопка-сырца W с величиной $\Sigma(R_x + P_{\downarrow})$. Эта связь показана на рис. 4, *в*. Как видно, учет дополнительного энергетического фактора $P_{\downarrow}$ лишь незначительно увеличивает коэффициент корреляции (на 0,01) и уменьшает ошибку уравнения на 0,3 *ц/га*.

В условиях поливного хлопководства основной расходной составляющей теплового баланса хлопкового поля является затрата тепла на суммарное испарение. Метод теплового баланса, как известно, является одним из наиболее надежных методов определения суммарного испарения с полей; это дает возможность выбрать необходимый поливной режим. Поэтому установление связи урожая хлопка-сырца с суммарным испарением представляет определенный практический интерес.

Анализ материалов наблюдений показывает, что между урожаем хлопка-сырца W и суммарным испарением E имеется достаточно тесная связь. Наличие такой связи отмечалось до наших исследований во многих работах [3, 5, 9, 10]. Эта связь и корреляция между величиной урожая хлопчатника и суммарным испарением за период бутонизация—прекращение вегетации показана на рис. 4, *г*. Как видно, связь оказалась достаточно тесной; коэффициент корреляции равен 0,81.

Таким образом, для культуры хлопчатника установлены количественные связи между радиационным режимом посевов и урожаем хлопчатника, а также другими элементами продуктивности растений. Рассмотренные зависимости указывают на возможности эффективного использования метода теплового баланса для выяснения оптимальных гидрометеорологических условий развития растений и формирования урожая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенштат Б. А. и др., Труды ГГО, вып. 39, (101), 1953.
2. Айзенштат Б. А., Зуев М. В., Микроклимат хлопкового поля. Хлопчатник, т. II, изд. АН УзССР, Ташкент, 1957.
3. Еременко В. Е., Режим орошения и техника полива хлопчатника, Изд. АН УзССР, Ташкент, 1957.

4. Лопухин Е. А., Труды САНИГМИ, вып. 12 (27), 1962.
5. Меднис М. П., Поливы хлопчатника в зависимости от скороспелости сорта и высоты урожая, изд. АН УзССР, Ташкент, 1953.
6. Муминов Ф. А., Тун Цин-Щи, Труды САНИГМИ, вып. 12 (27), 1962.
7. Ничипорович А. А., Физиология растений, т. V, вып. 4, 1958.
8. Павлов А. В., Устенко Г. П., Изв. АН СССР, сер. географическая, № 6, 1965.
9. Рыжов С. Н., Орошение хлопчатника в Ферганской долине, изд. АН УзССР, Ташкент, 1948.
10. Шордаков В. С., Хлопчатник, т. IV, изд. АН УзССР, Ташкент, 1960.
11. Цейтин Г. Х., Труды ГГО, вып. 39 (101), 1953.

Abstract

The paper deals with quantitative relations of some components of radiation and heat balance with the productivity of cotton plantations and other elements of plant productivity.

С. П. Малевский

Главная геофизическая обсерватория, Ленинград

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ ОРОШАЕМЫХ РИСОВЫХ ПОЛЕЙ

S. P. Malevsky

Main Geophysical Observatory, Leningrad

THE TEMPERATURE AND RADIATION REGIME OF IRRIGATED RICE PLANTATION

Изучение температурного и радиационного режима деятельной поверхности проводится для решения ряда задач теплового баланса, микроклиматических и агрометеорологических исследований и т. д. При проведении таких исследований обычно встают методические трудности в вопросах непосредственного измерения температуры деятельной поверхности и пространственной изменчивости метеоэлементов, а следовательно, и величин потоков тепла и влаги. Ниже приводится методика и некоторые результаты измерений температуры деятельной поверхности и горизонтальной изменчивости метеорологических характеристик применительно к орошаемым рисовым полям.

В течение вегетационного периода 1964 и 1965 г. Государственным Гидрологическим институтом проводился комплекс гидрометеорологических наблюдений на рисовых полях совхоза «Цимлянский» Ростовской области. Теплобалансовые наблюдения проводились по методике Главной геофизической обсерватории при участии ее сотрудников в постановке и проведении наблюдений.

Известно, что на рисовых полях над корнеобитаемым слоем почвы в течении всего вегетационного периода поддерживается слой воды, толщиной 15—20 *см*. В программу теплобалансовых измерений были включены следующие наблюдения: радиационный баланс и его составляющие (причем суммарная радиация регистрировалась), градиенты температуры и влажности, ветер, температура воды на поверхности и на глубинах через каждые 5 *см*, температура почвы под слоем воды,

также через каждые 5 *см* глубины. В июне—июле 1965 г. этот комплекс измерений был расширен постановкой наблюдений температуры поверхности при помощи радиационного термометра, эффективного излучения, теплофизических характеристик почвы на разных уровнях и вертолетных метеорологических и актинометрических наблюдений. Опорная теплобалансовая площадка, на которой проводились все виды наземных наблюдений, находилась в нескольких стах метрах от края массива рисовых полей, имеющих протяженность порядка 10—15 *км*.

Ввиду наличий слоя воды, метеорологический режим рисовых полей обладает рядом особенностей по сравнению с другими подстилающими поверхностями — сравнительно малым суточным ходом температур поверхности и воздуха, небольшими (и как правило отрицательными) градиентами температур поверхность—воздух. Вследствие этого величины турбулентных потоков тепла малы (составляют 5—10% от величины радиационного баланса) и имеют отрицательный знак, в то же время величины затрат тепла на испарение, определенные методом теплового баланса, водного баланса и по испарителям, на 10—15% превышают радиационный баланс.

Ввиду отмеченных выше особенностей рисовых полей, их метеорологический режим близок к режиму мелких водоемов, что позволяет определять потоки тепла и влаги методом теплового баланса с использованием градиентов температур поверхность—воздух и условия насыщения на поверхности, т. е. считать величину испарения пропорциональной величине $(e_п - e)$. Для этой цели важно определить величину температуры поверхности, которая формируется под влиянием температуры воды и температуры рисовых стеблей. В то же время для расчетов потоков используется обычно температура водной поверхности. Радиационный термометр, который был использован для определения температуры поверхности, представляет из себя термоэлемент, защищенный фильтром из германия, непрозрачным для солнечной радиации. Он был установлен на высоте 1 *м* от уровня растительности.

На рис. 1 представлены осредненные результаты измерений разности температуры поверхности по радиационному термометру и температуры водной поверхности по поплавковому термометру. Кривая *1*, полученная осреднением данных за 21—26. VI, соответствует ранней стадии развития растений, кривая 2 — построена по данным 2—6. VII, когда поверхность воды была полностью закрыта пологом растений. Как видно из рис. 1, в дневные часы радиационный нагрев растений повышает температуру поверхности по сравнению с температурой воды более чем на 2° при развитом растительном покрове и почти на 1,5° при слабо развитой растительности. В вечерние и ночные часы соотношение температур обратное и достигает почти 3° (кривая 2).

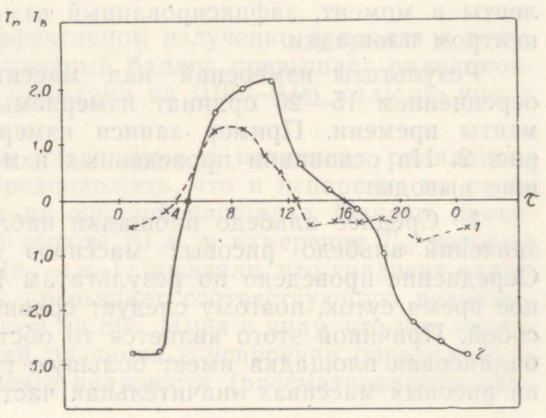


Рис. 1. Разности температуры поверхности рисового поля по радиационному термометру и температуры воды. Кривая *1* — 21—26. VI, кривая *2* — 2—6. VII.

Обращает на себя внимание и то, что радиационный перегрев растений относительно воды начинается сразу же после восхода Солнца, но смена знака величины ($T_п - T_в$) происходит задолго до захода Солнца. Это является следствием известного сдвига на послеполуденные часы максимума температуры воды. Из рис. 1 следует, что при осреднении за сутки, средние температуры воды и поверхности рисового поля близки между собой, в то время как в суточном ходе различия велики (амплитуда достигает 5°) при развитой растительности. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что особенности температуры деятельной поверхности в первую очередь важны для исследования суточного хода метеорологических элементов и потоков влаги и тепла на орошаемых полях.

Наряду с теплобалансовыми наблюдениями на основной площадке, были организованы вертолетные наблюдения с целью выявления пространственной изменчивости метеорологических характеристик. Вертолетные измерения включали в себя наблюдения за следующими элементами: температура и влажность воздуха на высоте полета (электрометеорограф), температура поверхности (радиометр) и отраженная радиация (альбедометр) [1]. Полеты проводились на высоте 10 и 20 *м* по следующей программе: измерения над площадкой наблюдения ($H = 10$ *м*), измерения на основном рисовом массиве на высотах 10 и 20 *м* (на каждой высоте наблюдения проводились дважды при полетах на противоположных курсах) и повторные наблюдения над площадкой наблюдений ($H = 10$ *м*). Все параметры записывались осциллографом К-12-21 на фотобумагу. Это позволяет определить метеорологические элементы и над другими подстилающими поверхностями, над которыми проводились полеты (степь, кукуруза).

Всего проведено 30 подъемов, из которых один был пробный, а два пришлось прекратить из-за неисправности бортсети вертолета. Скорость полета была постоянной и равнялась 60 *км/час*. Первые 17 полетов были проведены над массивами рисовых полей, остальные полеты над полями с чередованием посевов риса и кукурузы. Эти поля расположены в 8—10 *км* от площадки наблюдений и имеют протяженность 7—8 *км*. Выдержка датчиков электрометеорографа производилась в районе базирования вертолета при полете на высоте 2 *м* в течение 2 *мин*, причем контрольные отсчеты брались по психрометру, установленному в психрометрической будке в районе взлета. Наличие регистрации суммарной радиации позволяло по показаниям альбедометра рассчитать альбедо исследуемых участков поверхности. По величинам альбедо обработаны результаты 18 подъемов (остальные не обработаны из-за переменной облачности), по величине $T_п$ — 20 подъемов, по температуре и влажности воздуха — 27 подъемов. Результаты измерений над теплобалансовой площадкой представляют данные, снятые с ленты в момент, зафиксированный отметчиком во время пролета над центром площадки.

Результаты измерений над массивом рисовых полей получены осреднением 15—20 ординат измеряемых элементов за отдельные моменты времени. Пример записи измеренных элементов приведен на рис. 2. На основании проведенных измерений можно сделать следующие выводы:

1. Среднее альбедо площадки наблюдений заметно выше средних значений альбедо рисовых массивов (соответственно 14,6 и 10,5%). Осреднение проведено по результатам 18 полетов, проведенных в разное время суток, поэтому следует сравнивать эти цифры только между собой. Причиной этого является то обстоятельство, что опорная теплобалансовая площадка имеет большую густоту посевов, в то время как на рисовых массивах значительная часть площади отличается большой

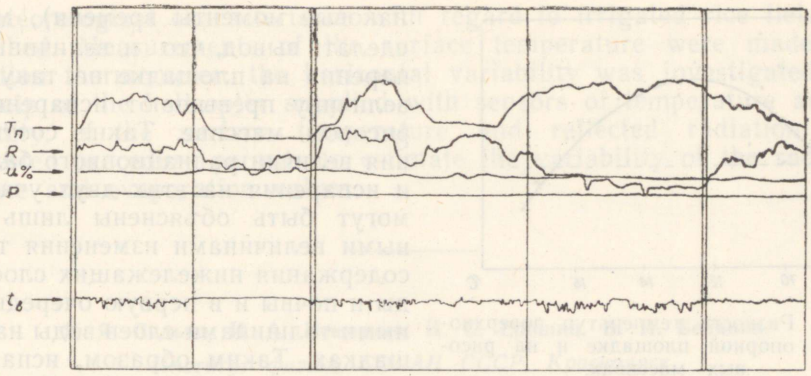


Рис. 2. Пример записи измеряемых элементов. 1. VII. 65 г. 12.40. Высота 10 *м*. Здесь $t_п$ — температура поверхности, $t_в$ — температура воздуха, R — отраженная радиация, $u\%$ — относительная влажность, P — атмосферное давление.

разреженностью растительности, и эти участки по сути дела являются чисто водными поверхностями.

2. Соответственно этому поглощенная радиация на рисовых массивах превышает поглощенную радиацию на опорной площадке (в среднем на 5%), при средней величине $Q_{погл}$ на площадке 0,90 *кал/см²·мин*, (т. е. примерно на 0,045 *кал/см²·мин*). Следует еще раз подчеркнуть, что эти средние величины могут сопоставляться с другими данными, полученными с помощью вертолетных измерений, и не относятся к суточным или полусуточным суммам, полученным наземными наблюдениями, поскольку полеты производились в разное время.

3. Температура поверхности на опорной площадке выше температуры поверхности на рисовых массивах в среднем на 1,5°. На рис. 3 представлена разность температур поверхности площадки риса и рисового массива в различные моменты времени по всем полетам. Видно, что эта разность имеет суточный ход. В полуденные часы поверхность рисовой площадки теплее поверхности рисовых массивов, в утренние и вечерние часы соотношение обратное. Это может быть объяснено различием в густоте посевов, о которой говорилось выше. Однако такие значительные величины $\Delta T_п$ (до 2—3° в полуденные часы) заставляют предположить, что на рисовых массивах имеется бóльшая толщина слоя воды, чем на теплобалансовой площадке.

4. Соответственно величинам $\Delta T_п$ в дневное время на рисовых массивах эффективное излучение меньше, чем на опорной площадке в среднем на 0,01 *кал/см²·мин*.

5. Различия в альбедо и эффективном излучении приводят к тому, что на рисовых массивах радиационный баланс превышает радиационный баланс опорной площадки примерно на 0,05—0,06 *кал/см²·мин* в околополуденные часы.

6. В соответствии с такими различиями в величинах радиационного баланса можно было бы предположить, что и испарение на рисовых полях превышает испарение на опорной площадке. Однако, проведенные измерения влажности на высоте 10 *м*, и измерения $T_п$, которые позволили определить разность $(e_п - e_{10})$, показали, что градиент влажности на площадке наблюдений превышает соотвествующую величину над рисовыми массивами в среднем на 8%. Имея в виду, что при исследовании однородных поверхностей различия в испарении определяются в основном различиями в градиенте влажности (рассматриваются оди-

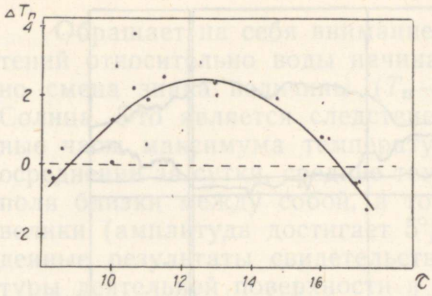


Рис. 3. Разности температур поверхности на опорной площадке и на рисовых массивах.

наковые моменты времени), можно сделать вывод, что и величины испарения на площадке на такую же величину превышают испарение на рисовом массиве. Такие соотношения величин радиационного баланса и испарения на этих двух участках могут быть объяснены лишь разными величинами изменения теплосодержания нижележащих слоев воды и почвы и в первую очередь разными толщинами слоев воды на площадках. Таким образом, испарение с рисовых полей в сильной степени зависит от толщины водного слоя.

7. Эти различия в составляющих теплового баланса следует учитывать при попытках сравнить испарение, полученное методом теплового баланса на опорной площадке, с испарением, полученным методом водного баланса всей рассматриваемой оросительной системы. Можно отметить, что на массивах рисовых полей радиационные и температурные характеристики поверхности обладают сравнительно малой пространственной изменчивостью. Все проведенные полеты показывают, что на этих массивах изменения альбедо не превышают 1—2%, а температуры поверхности 1—2°. Это позволяет, при удачном выборе места основной площадки наблюдения, распространять полученные теплобалансовые соотношения на рисовые массивы большой протяженности. (В то же время, как показывают приведенные выше данные, расположение основной теплобалансовой площадки не является совсем удачным.)

По сравнению с рисовыми массивами, характеристики кукурузных полей отличаются значительной пестротой, особенно величина температуры поверхности. В зависимости от состояния увлажнения почвы и густоты посевов изменчивость величины температуры поверхности достигает 15—17° и как правило 5—6°. Наибольшие различия наблюдаются при сравнении поверхностей полей, одно из которых сильно увлажнено (полив по бороздам), а на другом почва сухая. Устойчивые различия $T_п$ величиной в несколько градусов наблюдаются при сравнении данных над полями, отличающимися густотой посевов. Пестрота величины альбедо кукурузных полей составляет как правило 4—6%.

При изучении тепловго баланса кукурузных полей, задача учета горизонтальной изменчивости элементов становится весьма важной. Приведенная выше методика позволяет, таким образом, получить данные распределения альбедо, температуры поверхности и радиационного баланса полей сравнительно небольших размеров (начиная от нескольких десятков метров). Наличие измерений температуры и влажности воздуха и температуры поверхности дает возможность оценить пространственную изменчивость составляющих теплового баланса исследуемых поверхностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малевский-Малевич С. П. Труды ГГО, вып. 167, 1965.

Abstract

In the paper methods and some results of measurements of the active surface temperature and of investigations of horizontal variability

of meteorological characteristics with regard to irrigated rice fields are described. Measurements of the surface temperature were made with radiation thermometer; the horizontal variability was investigated with the help of the helicopter supplied with sensors of temperature and air humidity, of the surface temperature and reflected radiation. The suggested procedure permits to estimate the variability of the radiation balance and evaporation values.

Ф. Я. Сидько, И. А. Немченко, Н. С. Ерошин, В. И. Белянин

Институт физики СО АН СССР, Красноярск

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ СВЕТОВОГО РЕЖИМА ВО ВЗВЕСЯХ МИКРОВОДОРОСЛЕЙ

F. J. Sidko, J. A. Nemchenko, N. S. Yeroshin, V. N. Belyanin

Institute of Physics, Siberian Section of USSR Academy of Sciences, Krasnoyarsk

ON THE DETERMINATION OF THE RADIATION REGIME IN THE SUSPENSIONS OF ALGAE

Световой режим во взвеси микроводорослей является одним из основных факторов, определяющих эффективность усвоения лучистой энергии при фотосинтезе.

Точный расчет светового поля представляет трудно разрешимую задачу, однако, общие закономерности ослабления света (в первом приближении) во взвеси микроводорослей можно установить, если рассматривать последние как взвеси эллипсоидальных тел с определенным соотношением осей.

Усредненный показатель преломления вещества клеток, взвешенных в воде, в видимой области мало отличается от единицы ($n \leqslant 1{,}07$) и преломление на границах клеток, в случае малой кратности рассеяния, существенно не влияет на их поглощательную способность.

В настоящей работе рассматриваются некоторые закономерности ослабления направленного светового потока на участке, где средний оптический путь распространяющихся лучей мало отличается от геометрического пути (диффузный свет можно рассматривать как сумму элементарных параллельных потоков).

Для упрощения расчетов при изучении зависимости поглощательной способности взвесей частиц эллипсоидальной формы с малым относительным показателем преломления будем в дальнейшем пренебрегать преломлением света на границах раздела частица—среда.

Рассмотрим пропускание света эллипсоидом, поверхность которого относительно прямоугольной системы координат xoy определяется уравнением

$$x^2/a^2 + y^2/b^2 + z^2/c^2 = 1. \qquad (1)$$

Пусть он освещается потоком, направление которого с осями x, y, z образует углы α, β, γ соответственно (рис. 1).

Уравнения прямых, совпадающих с направлением светового потока, имеют вид

$$(x - x_0)/m = (y - y_0)/n = (z - z_0)/p, \qquad (2)$$

где $m = \cos\alpha$, $n = \cos\beta$, $p = \cos\gamma$.

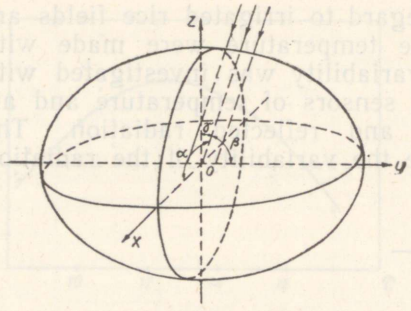


Рис. 1.

Определим длины полухорд эллипсоида, для этого выберем точки пересечения прямых (2) с плоскостью xoy ($z_0 = 0$) и введем параметр t, равный

$$(x - x_0)/m = (y - y_0)/n = (z - z_0)/p = t. \qquad (2a)$$

Решим совместно уравнения (1) и (2), определим длину хорды эллипсоида $2h$, проходящую через точку $M_0(x_0, y_0, 0)$,

$$2h = t_1 - t_2,$$

где t_1 и t_2 — решения соответствующих уравнений. Окончательно будем иметь

$$2h = (2/A^4)\sqrt{x_0^2(b^4c^4m^2 - A^4b^2c^2) + 2a^2b^2c^4mnx_0y_0 + y_0^2(a^4c^4n^2 - A^4a^2c^2) + A^4a^2b^2c^2}, \qquad (3)$$

где $A^4 = b^2c^2m^2 + a^2c^2n^2 + a^2b^2p^2$.

Очевидно, что наибольшей будет хорда, проходящая через начало (центр эллипсоида)

$$2H = 2abc/A^2. \qquad (4)$$

Если в равенстве (3) положить $h = \text{const.}$, то оно описывает эллипс относительно переменных координат x_0, y_0, т. е. хорды равных длин «вырезают» на плоскости xoy эллипсы.

Пользуясь, например, методом инвариантов преобразования координат, нетрудно получить площадь этого эллипса

$$S_0(h) = \pi(A^2a^2b^2c^2 - A^6h^2)/a^2b^2c^2p. \qquad (5)$$

Откуда проекция частицы в направлении падающего света на плоскость параллельную координатной плоскости xoy имеет площадь

$$S_0(0) = \pi A^2/p, \qquad (5a)$$

а сечение светового потока, падающего на эллипсоидную частицу, — площадь

$$S_c = \pi A^2. \qquad (5б)$$

Преобразуем равенство (5) и представим длину хорды в виде

$$2h = 2abc/A^2\sqrt{1 - PS/\pi A^2}. \qquad (3a)$$

Коэффициент пропускания T для эллипсоидальной частицы при облучении ее параллельным потоком в направлении m, n, p будет равен

$$T = (1/S_cI_0)\int_0^{\pi A^2/p} \exp(-2kh)\cdot I_0\cdot p\cdot dS, \qquad (6)$$

где k — коэффициент поглощения.

Окончательно получаем

$$T = (A^4/2k^2a^2b^2c^2)[1 - (1 + 2kabc/A^2)\exp(-2kabc/A^2)]. \qquad (6a)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи:

1. $a = b = c = R$ (шар), то

$$T = (1/2k^2R^2)[1 - (1 + 2kR)\exp(-2kR)]. \qquad (6б)$$

2. Свет падает в направлении одной из полуосей, (например, в направлении полуоси C), тогда $\cos\alpha = \cos\beta = 0$; $\cos\gamma = 1$ и

$$T = (1/2k^2c^2)\,[1 - (1 + 2kc)\exp(-2kc)]. \qquad (6в)$$

т. е. величина пропускания зависит только от оптической толщины $2\,kc$ (луча, проходящего через центр эллипсоида).

3. $a = c$. С учетом известного равенства $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$ получим

$$A^2 = a\sqrt{a^2\cos^2\beta + b^2\sin^2\beta}$$

и

$$T = (a^2\cos^2\beta + b^2\sin^2\beta)/2k^2a^2b^2[1 -$$

$$-(1 + 2kab/\sqrt{a^2\cos^2\beta + b^2\sin^2\beta})\exp(-2kab/\sqrt{a^2\cos^2\beta + b^2\sin^2\beta})]. \qquad (6г)$$

Откуда видно, что коэффициент пропускания (а также и площадь сечения S_c) частицы зависит только от угла β, составленного направлением излучения с осью вращения эллипсоида. Формулу (6а) можно записать в виде

$$T = (1/2k^2H^2)\,[1 - (1 + 2kH)\exp(-2kH)], \qquad (6д)$$

где $2H$ — наибольшая хорда рассматриваемого направления.

Можно показать, что хорды некоторой длины $2h$ отсекают часть эллипсоида (пояс), сечение которой выражается формулой (5) и (5а)

$$S_{c.n} = \pi A^2h^2/a^2b^2c^2. \qquad (7)$$

Пропускание этой части эллипсоида выражается равенством, аналогичным равенству (6д)

$$T_h = (1/2k^2h^2)\,[1 - (1 + 2kh)\exp(-2kh)]. \qquad (8)$$

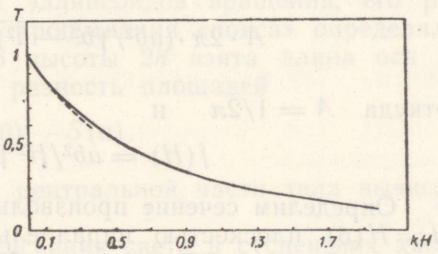


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания T шаров с относительными коэффициентами преломления $n = 1{,}0$ (сплошная кривая) и $n = 1{,}07$ (пунктирная кривая) от величины κH.

На рис. 2 представлен график зависимости пропускания эллипсоидальных тел от величины kH. Там же приведена кривая пропускания, вычисленная по формулам геометрической оптики с учетом первых и вторых составляющих рассеянного света для шаровых частиц с относительным коэффициентом преломления $n = 1{,}07$. Как видно, результаты имеют удовлетворительное совпадение.

Так, коэффициенты пропускания равны:

а) для шаров с $n = 1$ и $kR = 0{,}115$, $T = 0{,}86$;
б) для шаров с $n = 1{,}07$ и $kR = 0{,}115$, $T = 0{,}85$.

Перейдем к рассмотрению взвеси хаотически ориентированных эллипсоидов вращения с полуосями a, b, a без учета взаимного затенения. При этом можно допустить, что центры всех эллипсоидов расположены в одной плоскости, которую будем называть центральной. Пусть взвесь эллипсоидов облучается параллельным потоком света, направленным перпендикулярно центральной плоскости. Если ось вращения эллипсоида составляет с центральной плоскостью угол β, то его высота

$2H$ (за высоту принимаем наибольшую хорду данного направления) определяется равенством

$$2H = 2ab/\sqrt{a^2 \sin^2 \beta + b^2 \cos^2 \beta}. \tag{9}$$

Определим плотность вероятности распределения эллипсоидов по высотам. Число эллипсоидов, оси вращения которых заключены внутри телесного угла $\Delta\omega$, равно

$$\Delta N = A \cdot \Delta\omega.$$

Так как высота и площадь сечения S_c эллипсоида зависят только от одного угла β, можем считать, что

$$\Delta\omega = 2\pi \cdot \sin\beta \cdot d\beta.$$

Из равенства (9) получаем

$$\cos\beta = (a\sqrt{b^2 - H^2})/(H\sqrt{b^2 - a^2})$$

(условимся считать $a < b$)

$$\sin\beta \cdot d\beta = ab^2 dH/H^2\sqrt{(b^2 - a^2)(b^2 - H^2)}.$$

Следовательно, плотность вероятностей распределения эллипсоидов по высотам имеет вид

$$f(H) = 2A\pi ab^2/H^2\sqrt{(b^2 - a^2)(b^2 - H^2)}.$$

Определим нормирующий множитель A, исходя из требования

$$\int_a^b f(H) \cdot dH = 1,$$

$$A \cdot 2\pi \cdot (ab^2/\sqrt{b^2 - a^2}) \int_a^a dH/H^2\sqrt{b^2 - H^2} = 1,$$

откуда $A = 1/2\pi$ и

$$f(H) = ab^2/H^2\sqrt{(b^2 - a^2)(b^2 - H^2)}. \tag{10}$$

Определим сечение произвольно ориентированной частицы высотой $H = H(\beta)$ плоскостью параллельной центральной плоскости на расстоянии h от нее. Из равенств (5) и (9) с учетом того, что при данном угле β

$$A^2 = a\sqrt{a^2 \sin^2 \beta + b^2 \cos^2 \beta},$$

получим

$$S_H(h) = \pi \cdot a^2 b(H^2 - h^2)/H^3. \tag{11}$$

Общая площадь сечения на высоте h эллипсоидов, высоты которых заключены в пределах от H до $H + \Delta H$, равна

$$\Delta S(h) = \{[\pi a^2 b(H^2 - h^2)]/H^3\}(ab^2/\sqrt{b^2 - a^2})(\Delta H/H^2\sqrt{b^2 - H^2}).$$

Для получения общего сечения на высоте h необходимо проинтегрировать последнее равенство по переменной H, однако, нужно учесть, что при $h > a$ часть эллипсоидов не будет пересекаться плоскостью, поэтому следует рассмотреть два случая:

1. При $0 \leqslant h \leqslant a$ имеем

$$S(h) = [\pi a^3 b^3/\sqrt{b^2 - a^2}] \int_a^b (H^2 - h^2) dH/H^5\sqrt{b^2 - H^2},$$

$$S(h)=\pi\frac{a^3b}{2\sqrt{b^2-a^2}}\left[\frac{\sqrt{b^2-a^2}}{a^2}+\frac{1}{b}\ln\frac{b+\sqrt{b^2-a^2}}{a}-\right.$$

$$\left.-h^2\left(\frac{\sqrt{b^2-a^2}}{2a^4}+\frac{3}{4}\frac{\sqrt{b^2-a^2}}{a^2b^2}+\frac{3}{4b^3}\ln\frac{b+\sqrt{b^2-a^2}}{a}\right)\right]. \qquad (12)$$

2. При $a\leqslant h\leqslant b$ получим

$$S(h)=(\pi a^3b^3/\sqrt{b^2-a^2})\int_h^b(H^2-h^2)\,dH/H^5\sqrt{b^2-H^2},$$

$$S(h)=\pi\frac{a^3b}{2\sqrt{b^2-a^2}}\left[\frac{\sqrt{b^2-h^2}}{h^2}+\frac{1}{b}\ln\frac{b+\sqrt{b^2-h^2}}{h}-\right.$$

$$\left.-h^2\left(\frac{\sqrt{b^2-h^2}}{2h^4}+\frac{3}{4}\frac{\sqrt{b^2-h^2}}{h^2b^2}+\frac{3}{4b^3}\ln\frac{b+\sqrt{b^2-h^2}}{h}\right)\right]. \qquad (13)$$

Анализ равенства (12) показывает, что взвеси эллипсоидов вращения может быть поставлено в соответсвие некоторое тело вращения высотой $2b$, у которого внешняя часть (пояс) высотой $2a$ представляет из себя часть эллипсоида вращения. Чтобы судить о форме оставшейся внутренней части указанного тела вращения, были вычислены площади сечений $S(h)$ по формуле (13) эллипсоидов вращения с различными отношениями полуосей a и b.

На рис. 3 представлено плоское центральное сечение тела (по оси симметрии) при $b=2a$; $1{,}8a$; $1{,}2a$. Для сравнения на этом рисунке дано сечение шара с объемом, равным объему эллипсоидов.

При вычислении коэффициентов пропускания тела, эквивалентного взвеси хаотически ориентированных эллипсоидов вращения, его разбивали на две части. Коэффициент пропускания «пояса» определялся по формуле (8), в которой вместо высоты $2h$ взята длина оси $2a$, а за площадь сечения S_n принята разность площадей

$$S_n=S(0)-S(a).$$

Коэффициент пропускания и объем центральной части тела вычислялись суммированием.

Перейдем к рассмотрению пропускания света в суспензиях хаотически взвешенных эллипсоидов, в которых имеет место многократное рассеяние. Для этого обозначим коэффициенты пропускания и сечение тела, эквивалентного взвеси хаотически ориентированных эллипсоидов, через $T_{э.т}$ и $S_{э.т}$ соответственно и сделаем допущения:

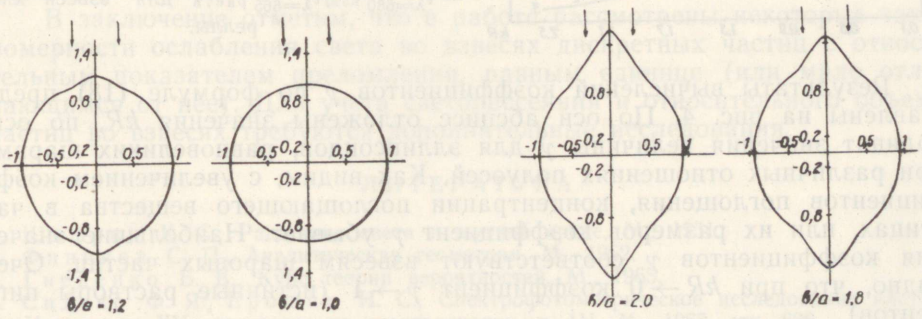


Рис. 3. Тело, эквивалентное по пропусканию взвеси хаотически ориентированных эллипсоидов.

1) площадь освещаемого пятна $S \gg S_0$,

2) вероятность встречи луча с частицей описывается формулой Пуассона, т. е.

$$P(n) = \bar{n}^n \cdot e^{-\bar{n}}/n!, \tag{14}$$

где $P(n)$ — вероятность того, что луч претерпит n встреч с частицами, $\bar{n}$ — математическое ожидание числа встреч.

Найдем средний коэффициент пропускания. Если произвольный луч при прохождении через взвесь частиц пересекает n частиц, то его средний коэффициент пропускания равен $T = T_0^n$.

Общая интенсивность проходящего света будет

$$I_0 \sum_{n=0}^{\infty} \bar{n}^n \cdot e^{-n} \cdot T_0^n/n! = I_0 \sum_{n=0}^{\infty} (\bar{n}T_0)^n/n! \cdot e^{-\bar{n}} = I_0 \cdot \exp[-\bar{n}(1-T_0)], \tag{15}$$

таким образом,

$$\tau_{\text{взв}} = \bar{n}(1-T_0). \tag{16}$$

Сравним оптическую толщину взвеси и раствора

$$\tau_{\text{раств}} = k \cdot \bar{n} \cdot V_0/S_0, \tag{17}$$

где k — коэффициент поглощения, V_0 — объем частиц. Отсюда отношение оптических толщин равно

$$\gamma = \tau_{\text{взв}}/\tau_{\text{раств}} = S_0(1-T_0)/kV_0. \tag{18}$$

В частности для взвеси шаровых частиц радиуса R, для которых

$$T_0 = [1-(1+2kR)\exp(-2kR)]/2k^2R^2$$

и

$$V_0/S_0 = 4R/3,$$

это отношение равно

$$\gamma_{\text{ш}} = 3[2k^2R^2 - 1 + (1+2kR)\cdot\exp(-2kR)]/8k^3R^3. \tag{19}$$

Формула (19) совпадает с формулой, полученной в работе [4] другим путем.

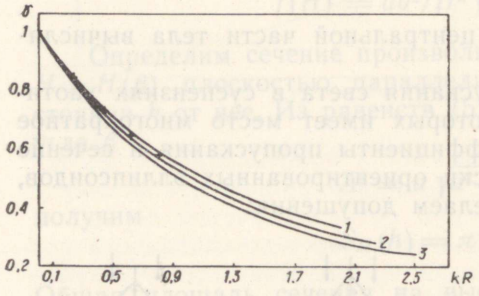


Рис. 4. Зависимость $\gamma = \tau_{\text{взв}}/\tau_{\text{раств}}$ для взвесей эллипсоидов с отношением полуосей $b:a=1$ кривая *1*, $b:a=1{,}4$ кривая *2* и $b:a=2{,}0$ кривая *3*. Крестиками отмечены значения коэффициентов $\gamma = \tau_{\lambda=680\ \text{взв}}/\tau_{\lambda=665\ \text{раств}}$ для взвеси хлореллы.

Результаты вычислений коэффициентов γ по формуле (18) представлены на рис. 4. По оси абсцисс отложены значения kR, по оси ординат значения величины γ для эллипсоидов, равновеликих шарам, при различных отношениях полуосей. Как видим, с увеличением коэффициентов поглощения, концентрации поглощающего вещества в частицах, или их размеров коэффициент γ убывает. Наибольшие значения коэффициентов γ соответствуют взвесям шаровых частиц. Очевидно, что при $kR \to 0$ коэффициент $\gamma \to 1$ (истинные растворы пигментов).

Таким образом, коэффициент γ является показателем неоднородности светового поля (флуктуаций интенсивности) и характеризует

степень уплотнения спектров поглощения взвесей дискретных частиц. К такому же выводу можно прийти, если рассмотреть этот вопрос с другой точки зрения. Заметим, что клетки хлореллы по форме близки к эллипсоидам с параметрами $b:a \lesssim 1{,}2$ и $kR \lesssim 0{,}5$.

В этом интервале оптических толщин коэффициенты γ взвесей равновеликих эллипсоидов с отношением полуосей $1 \leqslant b:a \leqslant 2$ при любом фиксированном значении kR отличаются не более, чем на 6%. Пусть мы имеем хаотическую взвесь эллипсоидов с полуосями b, a, a $(b > a)$. Нетрудно убедиться в том, что средняя площадь сечения эллипсоида плоскостями, перпендикулярными оси вращения $2b$, равна

$$\overline{S}_э = 2\pi a^2/3. \tag{20}$$

Рассмотрим плоско-параллельный слой толщиной $2b$, освещаемый потоком, перпендикулярным границам слоя. Будем рассматривать только эллипсоиды, центры которых входят в слой. Пересечем взвесь эллипсоидов плоскостью, равно удаленной от границ слоя. Каждый наклонный эллипсоид можно заменить «прямым» высотой H и площадью захвата $\pi a^2 b/H_i$. Вероятность встречи i-го эллипсоида с секущей плоскостью пропорциональна отношению H_i/b, следовательно, средняя площадь сечения плоскостью эллипсоидов, имеющих высоту H_i, равна

$$\overline{S(H_i)} = 2\pi a^2 b H_i/3H_i b = 2\pi a^2/3, \tag{21}$$

т. е. среднее сечение взвеси эллипсоидов совпадает со средним сечением ориентированного эллипсоида.

Последний вывод позволяет для вычисления величины $\overline{\gamma}$ взвеси воспользоваться соотношением

$$\overline{\gamma} = \sum \gamma(kH_i) \cdot f(H_i) \cdot \Delta H_i, \tag{22}$$

где $f(H_i)$ — плотность распределения по высотам во взвеси эллипсоидов (для определенного соотношения осей), а

$$\gamma(kH_i) = 3[1 - T(kH_i)]/4kH_i, \tag{23}$$

где коэффициенты $T(kH_i)$ вычисляются по формуле (6д). Протабулировав формулы (10) и (23), определим значения коэффициентов γ.

Вычисления показывают, что значения коэффициентов γ, определенных по формуле (22), совпадают с результатами, полученными по формуле (18). Численные значения коэффициентов γ, вычисленных по формулам (18) или (22), сопоставлены с экспериментальными данными. На рис. 4 крестиками отмечены точки, полученные при исследовании оптических свойств взвесей водоросли хлореллы. Из рис. 4 видно, что теоретические кривые качественно отражают зависимость коэффициентов γ от оптической толщины поглощающих частиц.

В заключение отметим, что в работе рассмотрены некоторые закономерности ослабления света во взвесях дискретных частиц с относительным показателем преломления, равным единице (или мало отличающимся от нее). Для учета светорассеяния и относительного объема частиц во взвесях требуются дополнительные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С., Рассеяние света в мутной среде, М., 1951.
2. Фиников С. П., Аналитическая геометрия, М., 1952.
3. Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, М., 1965.
4. Сидько Ф. Я., Ерошин Н. С., Спектрофотометрическое исследование клеток, Материалы XV совещания по спектроскопии, т. III, М., 1965, стр. 626.

Ф. Я. Сидько, В. Н. Белянин, Н. С. Ерошин, Г. Ф. Береснев, И. А. Немченко
Институт физики СО АН СССР, Красноярск

К ТЕОРИИ ФОТОСИНТЕЗА МИКРОВОДОРОСЛЕЙ

F. J. Sidko, V. N. Belyanin, N. S. Yeroshin, G. F. Beresnev, I. A. Nemchenko
Institute of Physics, Siberian Section of USSR Academy of Sciences, Krasnoyarsk

TO THE THEORY OF THE PHOTOSYNTHESIS OF ALGAE

Автотрофные микроорганизмы привлекают к себе пристальное внимание исследователей в связи с возможностью получения при их выращивании ценных органических веществ, а также использования их в замкнутых экологических системах. Широкое распространение получило культивирование зеленых микроводорослей в лабораторных и полупроизводственных условиях.

Микроводоросли являются удобным объектом для исследования фотосинтеза. При культивировании микроводорослей в искусственных условиях представляется возможным застабилизировать многие параметры и исследовать зависимость фотосинтеза от одного или нескольких из них. Важнейшей характеристикой процесса культивирования водорослей является эффективность усвоения ими лучистой энергии — к. п. д. преобразования света η, определяемый многими факторами, в том числе световыми условиями, в которых выращиваются клетки.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния одного из основных параметров, определяющих интенсивность фотосинтеза микроводоросли хлореллы, — света.

Как показано многими авторами (см., например, [1—4]), зависимость эффективности фотосинтеза η от интенсивности фотосинтетически активной радиации (ФАР) I при стационарном режиме культивирования и равномерном облучении клеток можно выразить формулой

$$\eta = \eta_0/1 + \alpha I, \tag{1}$$

где η_0 — максимальное значение к. п. д., α — коэффициент нелинейности, зависящий от условий облучения клеток.

Однако равномерность облучения клеток может быть достигнута только при выращивании микроводорослей, имеющих относительно небольшую поверхностную концентрацию клеток и малую оптическую плотность (жидкие культуры). В полупроизводственных биолого-технических установках — культиваторах, с использованием высоких облученностей культуры применяются оптически плотные взвеси микроводорослей, практически полностью поглощающие падающую на них ФАР. Обычно в этих установках микроводоросли интенсивно барботируются воздухом, содержащим необходимую концентрацию углекислоты.

В результате интенсивного перемешивания культуры интенсивность и спектральный состав лучистого потока, облучающего клетки, периодически меняются. Время, в течение которого облученность клеток меняется от максимальной I_{max} — у освещаемой поверхности культиватора, до минимальной — в глубине культуры, составляет секунды или доли секунды. Минимальная облученность клеток обычно составляет около $2 \div 4 \cdot 10^3$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$, что примерно соответствует уровню компенсационной точки $I_{комп}$ для культуры.

Фотосинтетический аппарат клеток водорослей обладает известной лабильностью. Он перестраивается в соответствии с устанавливающи-

мися условиями выращивания, например, освещения. Однако сам процесс перестройки аппарата обладает значительной инертностью. Переходный период в зависимости от величины и скорости изменения уровня облучения или других параметров, определяющих фотосинтез, длится до шести и более часов, т. е. на много больше периода колебаний интенсивности облучения клеток в плотных перемешиваемых культурах.

Зависимость основных параметров от условия облученности во время одного из таких переходных процессов культуры иллюстрирует рис. 1. Как видно из рисунка, перестройка фотосинтетического аппарата длится несколько часов. К. п. д. фотосинтеза существенно зависит от степени соответствия относительного содержания пигментов условиям облучения клеток. Обычно к. п. д. выше тогда, когда относительное содержание пигментов меньше, а клетки освещаются более равномерно.

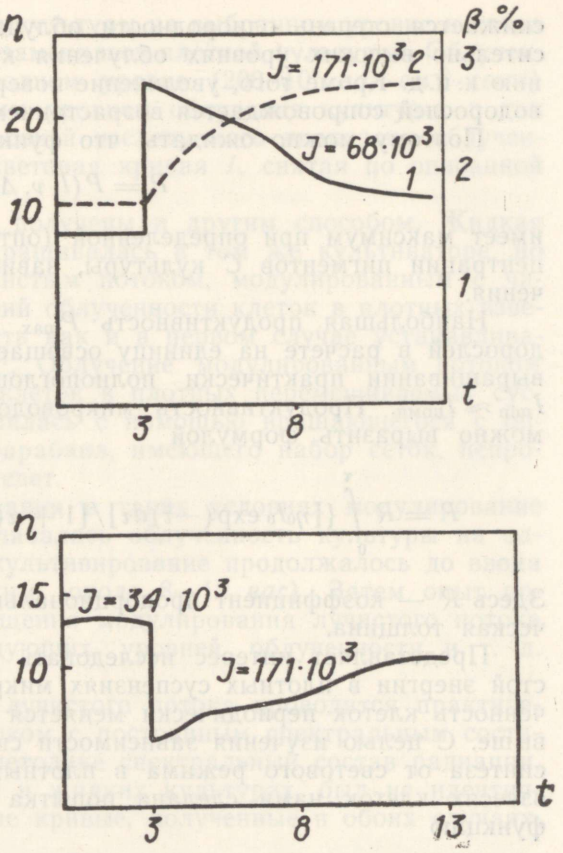


Рис. 1. Зависимость эффективности утилизации лучистой энергии η (в %) кривая *1* и относительного содержания хлорофилла кривая *2* в переходный период от облученности культуры, t — время опыта (в часах).

При периодических изменениях облученности клеток микроводорослей, культивируемых в плотных взвесях, их фотосинтетический аппарат значительную часть времени не соответствует оптимальным условиям облучения клеток, а формируется в соответствии с интегральным воздействием светового поля. В этом случае эффективность усвоения лучистой энергии микроводорослями следует выразить в более общем виде

$$\eta = \eta_0[1 + \alpha(I, \nu, \Delta) \cdot I]^{-1}, \qquad (2)$$

где $\alpha = \alpha(I, \nu, \Delta)$ — коэффициент, осциллирующий с частотой ν, равной частоте колебания интенсивности ФАР, облучающей клетки; Δ — показатель однородности светового поля, равный отношению средней облученности клеток к максимальной

$$\Delta = \bar{I}_{ср}/I_{max}. \qquad (3)$$

Продуктивность, или урожай с единицы освещаемой поверхности P (при оптимальных значениях других факторов) является функцией не только поверхностной облученности культуры, но и величины поглощенной энергии и поверхностной концентрации (плотности) пигментов.

Очевидно, что величина поглощенной энергии возрастает до Q_{max} с увеличением концентрации пигментов. Однако с ростом последних

снижается степень однородности облучения клеток Δ, что при относительно высоких уровнях облучения культуры I приводит к снижению к. п. д. Кроме того, увеличение поверхностной концентрации микроводорослей сопровождается возрастанием потерь за счет дыхания.

Поэтому можно ожидать, что функция

$$P = P(I, \nu, \Delta) \tag{4}$$

имеет максимум при определенной (оптимальной) поверхностной концентрации пигментов C культуры, зависящей от интенсивности облучения.

Наибольшая продуктивность P_{max} фотосинтезирующих микроводорослей в расчете на единицу освещаемой площади достигается при выращивании практически полнопоглощающих взвесей, в которых $I_{min} \approx I_{комп}$. Продуктивность микроводорослей с учетом дыхания D можно выразить формулой

$$P = R \int_0^{\tau} \{[\eta_0 I_0 \exp(-\tau) d\tau] / [1 + \alpha(I, \nu, \Delta) I \exp(-\tau)]\} - D. \tag{5}$$

Здесь R — коэффициент пропорциональности, τ — интегральная оптическая толщина.

Представляет интерес исследовать зависимость утилизации лучистой энергии в плотных суспензиях микроводорослей, в которых облученность клеток периодически меняется с частотой от одного герца и выше. С целью изучения зависимости световых кривых и к. п. д. фотосинтеза от светового режима в плотных интенсивно перемешиваемых взвесях клеток нами сделана попытка экспериментально определить функцию

$$\alpha = \alpha(I, \nu, \Delta). \tag{6}$$

Установить кинетику изменения эффективности утилизации лучистой энергии отдельными клетками в плотных суспензиях за периоды колебания их облученности представляет весьма сложную задачу. Однако, учитывая относительно большую инертность в перестройке фотосинтетического аппарата, можно допустить, что в течение некоторого времени (около одного часа и более) клетки, перенесенные в застабилизированное однородное световое поле $I = I(\tau)$, продолжают фотосинтезировать с такой же приблизительной эффективностью, с какой они фотосинтезировали в плотных интенсивно перемешиваемых суспензиях в моменты, когда их облученность равнялась выбранному уровню $I(\tau)$.

Световые кривые для фотосинтезирующих клеток плотных взвесей нами получены двумя методами. В обоих случаях экспериментальные исследования проведены на установках, принципиальная схема которых описана в работе [5]. Взвеси микроводорослей выращивались при плотностатном режиме в плоскопараллельной кювете толщиной 5 *мм*, освещаемой с одной стороны (или с двух) ксеноновой лампой типа ДКСТВ-6000.

1. Плотная культура хлореллы выращивалась при облученностях $200 \cdot 10^3$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$ ФАР в течение 6—12 *час* (ввод в стационарный режим). Затем, не выключая освещения, в течение 2—3 *мин* разводилась 8—10 раз до интегральной оптической плотности $D \approx 0{,}15 \div 0{,}20$ и далее продолжала выращиваться на одном из выбранных уровней облученности. В последнем случае показатель однородности светового поля составляет около 70%, что на много выше значения этого показателя для плотных суспензий, для которых обычно он меньше 20%. После

8—12 *час* выращивания жидкой культуры на выбранном уровне и ввода ее в стационарный режим, она заменялась плотной культурой. Облученность устанавливалась на исходном уровне ($200 \cdot 10^3$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$) и опыт повторялся, но с новым уровнем облучения культуры, и так для каждого из выбранных уровней исследуемого диапазона облученностей. На рис. 2 приведена световая кривая *1*, снятая по описанной методике.

2. Световые кривые были получены и другим способом. Жидкая суспензия микроводорослей выращивалась в том же культиваторе, но облучение осуществлялось лучистым потоком, модулированным с частотой, равной частоте колебаний облученности клеток в плотных взвесях. Максимальная облученность как и в первом случае устанавливалась $\approx 200 \cdot 10^3$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$. Облучение модулированным потоком имитирует условия облучения клеток в плотных перемешиваемых суспензиях. Модуляция осуществлялась с помощью вращающегося с определенной угловой частотой барабана, имеющего набор сеток, непрозрачных полос, ослабляющих свет.

После 8—12 *час* выращивания в таких условиях модулирование потока прекращалось, устанавливалась облученность культуры на одном из выбранных уровней и культивирование продолжалось до ввода культуры в стационарный режим (около 8—12 *час*). Затем опыт повторялся, только после прекращения модулирования лучистого потока устанавливался один из следующих уровней облученности и т. д. (рис. 2, кривая 2).

Опыты с модулированием лучистого потока проводятся практически при облучении клеток потоком с постоянным спектральным составом. В опытах же по первой методике спектральный состав радиации, облучающей клетки в плотных и жидких культурах, был не идентичным. Несмотря на это, световые кривые, полученные в обоих случаях, примерно одинаковые.

Из анализа экспериментальных кривых *1* и 2 и теоретической *3* (рис. 2), полученной при $\alpha_{эфф} = 1{,}34 \cdot 10^{-5}$ *эрг*$^{-1}$ $\cdot$ *см*^{2} $\cdot$ *сек* для плотных культур, видно, что коэффициент нелинейности, входящий в уравнение (2), осциллирует с частотой модуляции света. Это иллюстрирует рис. 3, где показана зависимость коэффициента α от уровня облучения клеток в течение одного периода. Как и следовало ожидать, в плотных культурах фотосинтетический аппарат клеток большую часть времени не соответствует строго условиям облучения клеток. Если в глубине слоя, где облученность клеток ниже некоторой величины, соответствующей относительному содержанию пигментов в клетках, то в верхних слоях облученность превышает ее. В первом случае эффективность усвоения лучистой энергии будет выше, чем $\eta_{эфф}$, определяемой

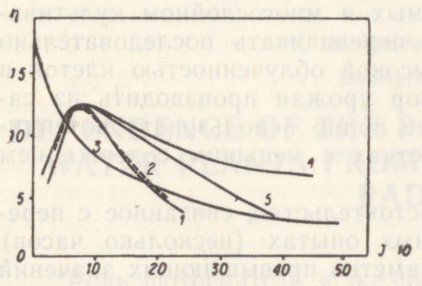


Рис. 2. Зависимость к. п. д. фотосинтеза от условий облучения культуры I (*эрг*/*см*^{2} $\cdot$ *сек*).

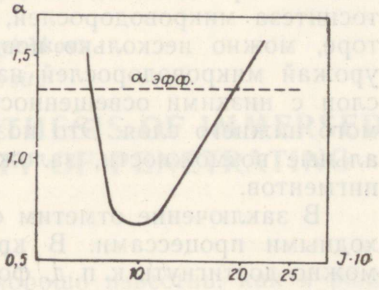


Рис. 3. Зависимость коэффициента α от облученностей I (*эрг*/*см*^{2} $\cdot$ *сек*) клеток в плотных барботируемых взвесях хлореллы.

равенством (1) при $\alpha = \alpha_{эфф}$, а во втором случае — она будет меньше, т. е. коэффициент нелинейности α осциллирует около некоторого эффективного значения $\alpha = \alpha_{эфф}$.

Анализ экспериментальных данных показывает, что продуктивность P и эффективность фотосинтеза η для плотных суспензий микроводорослей можно определить по формулам (2) и (5), в которых коэффициент α заменен некоторым средним эффективным значением $\alpha_{эфф}$. В этом случае

$$P = R \int_0^\tau \frac{I_0 \eta_0 \exp(-\tau) d\tau}{1 + \alpha_{эфф.} \cdot I \cdot \exp(-\tau)} - D =$$

$$= \frac{\eta_0 R}{\alpha_{эфф.}} \cdot \ln \frac{1 + \alpha_{эфф.} \cdot I_0}{1 + \alpha_{эфф.} \cdot I_0 \exp(-\tau)} - D. \qquad (5а)$$

Величина к. п. д. фотосинтеза, определенного по экспериментальной кривой (рис. 2, кривая *1*) по формуле

$$\bar{\eta} = \sum \eta(I) \cdot Q(I) / \sum Q(I) \qquad (7)$$

с точностью до 5—10%, совпадает со значением к. п. д., определенным для плотных культур (кривая *4*, рис. 2). Здесь $Q(I)$ — величина поглощенной энергии. Это свидетельствует о том, что в некоторой мере примененные методы позволяют определять световые кривые для клеток, выращиваемых в плотных суспензиях.

Следует заметить, что световые кривые, изображенные на рис. 2, получены для плотных культур при поверхностной облученности $\sim 200 \cdot 10^3$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$. Для других уровней облученностей они будут несколько иными. Из рис. 2 видно, что к. п. д. фотосинтеза клеток для жидких культур, выращиваемых при стационарных условиях, выше, чем для клеток плотных культур.

Если бы удалось осуществить культивирование плотных суспензий микроводорослей со строгим соответствием фотосинтетического аппарата (и относительного содержания пигментов в клетках) отдельным меняющимся уровням облученностей, то при высоких поверхностных облученностях культуры и высоких ее плотностях можно было бы заметно повысить к. п. д. утилизации лучистой энергии. Расчеты показывают, что при облученности $400 \cdot 10^3$ *эрг* $\cdot$ *см*$^{-2}$ $\cdot$ *сек*$^{-1}$ к. п. д. повысился бы на 30—33%. В значительной мере потенциальные возможности плотных культур можно реализовать в культиваторах, состоящих из 2—3-х автономных слоев (многослойные культиваторы).

Учитывая, что к. п. д. при снижении облученности клеток в переходный период выше, чем в стационарном режиме, эффективность фотосинтеза микроводорослей, выращиваемых в многослойном культиваторе, можно несколько повысить, если перекачивать последовательно урожай микроводорослей из слоев с высокой облученностью клеток в слои с низкими освещенностями, а отбор урожая производить из самого нижнего слоя. Это позволяет более полно использовать потенциальные возможности, заложенные в клетках с меньшим содержанием пигментов.

В заключение отметим еще одно обстоятельство, связанное с переходными процессами. В кратковременных опытах (несколько часов) можно достигнуть к. п. д. фотосинтеза, заметно превышающих значений к. п. д., достигаемых в стационарных длительных опытах, если из жидких суспензий, выращиваемых при высоких облученностях, приготовить плотные культуры. Это видно на рис. 4, где показана зависимость к. п. д. приготовленных таким образом культур в переходный период от

времени культивирования. Таким образом, повышение к. п. д. в многослойном культиваторе, реально возможно.

Резюмируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы:

1. Эффективность фотосинтеза микроводорослей существенно зависит от соответствия фотосинтетического аппарата условиям облучения клеток.

2. В оптически плотных, интенсивно перемешиваемых суспензиях клеток, к. п. д. фотосинтеза можно выразить уравнением

$$\eta = \eta_0[1 + \alpha(I, \nu, \Delta)I]^{-1},$$

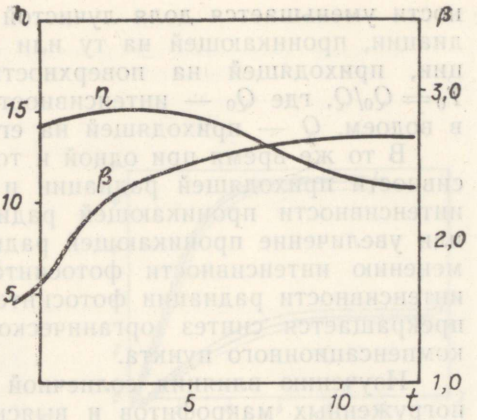


Рис. 4. К. п. д. фотосинтеза микроводоросли хлореллы в переходный период.

в котором коэффициент нелинейности α осциллирует с частотой модуляции лучистого потока, облучающего клетки, причем амплитуда колебаний величины коэффициента нелинейности α зависит от поверхностной облученности культуры и ее поверхностной плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ничипорович А. А., сб. Фотосинтез и вопросы продуктивности растений, изд. АН СССР, М., 1963, стр. 5.
2. Росс Ю., ДАН СССР, **157**, № 5, 1239, 1964.
3. Будыко М. И., ДАН СССР, **157**, № 2, 331, 1964.
4. Смирнов И. В., сб. Проблемы космической биологии, 3, изд. «Наука», М., 1964, стр. 432.
5. Ковров Б. Г., Буданов А. С., сб. Управляемое культивирование микроводорослей, изд. «Наука», М., 1964, стр. 8.

К. А. Мокиевский, М. А. Рычкова

Лаборатория озероведения ЛГУ, Ленинград

ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОСИНТЕЗА ПОГРУЖЕННОЙ ВОДНОЙ РАСТИТЕЛЬНОСТИ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОНИКАЮЩЕЙ РАДИАЦИИ

K. A. Mokievsky, M. A. Rytshkova

Leningrad State University

DEPENDENCE OF THE PHOTOSYNTHESIS OF IMMERSED WATER PLANTS FROM INTENSITY OF PENETRATING RADIATION

Роль фотосинтеза в жизни растений хорошо известна, как и роль лучистой энергии Солнца в процессе фотосинтеза. Но интенсивность лучистой энергии Солнца, проникающей в водоем, при прочих равных условиях, зависит от прозрачности водоема, от метеорологических условий и др. факторов. Поэтому понятно, что с уменьшением прозрач-

ности уменьшается доля лучистой энергии Солнца, или солнечной радиации, проникающей на ту или иную глубину, от суммарной радиации, приходящей на поверхность, т. е. коэффициент пропускания $T_0 = Q_0/Q$, где Q_0 — интенсивность солнечной радиации, проникающей в водоем, Q — приходящей на его поверхность.

В то же время при одной и той же прозрачности изменение интенсивности приходящей радиации и высоты Солнца ведет к изменению интенсивности проникающей радиации. В свою очередь уменьшение или увеличение проникающей радиации ведет к соответствующему изменению интенсивности фотосинтеза и при определенных значениях интенсивности радиации фотосинтез становится равным дыханию, т. е. прекращается синтез органического вещества, фотосинтез достигает компенсационного пункта.

Изучению влияния солнечной радиации на фотосинтез некоторых погруженных макрофитов и выяснению при каких условиях прозрачности и освещенности имеет место компенсационный пункт, т. е. растение развиваться не может, и были посвящены исследования, проведенные нами на ряде рыбоводных водоемов и в искусственном котловане летом 1964 г. в районе Львова. Эти исследования преследовали также цель выяснить при каких прозрачностях и глубинах водоема те или иные растения не развиваются и зарастание водоема ими не происходит.

За весь период исследований было проведено более 1100 опытов с восмью видами растений: рдест курчавый, гребенчатый, блестящий, роголистник темнозеленый, уруть колосистая, водяной лютик, элодея канадская и рдест пронзеннолистный.

Для определения интенсивности применялся скляночный метод в его кислородной модификации, аналогичный методу, примененному А. А. Потаповым [1] на Цимлянском и на ряде других водохранилищ.

Растения помещались в тонкостенные круглодонные колбы емкостью 0,5 *л*. На каждом горизонте устанавливались четыре колбы, из которых три с растениями, одна — контрольная. На тех же горизонтах в водоеме проводилось измерение интенсивности проникающей в воду солнечной радиации. Одновременно измерялась интенсивность суммарной солнечной радиации, приходящей на поверхность водоема. Методика измерений аналогична описанной в работе [2], только вместо 4-батарейного подводного пиранометра применялся менее громоздкий высоко-чувствительный пиранометр с батареей 50×50 *мм*.

Количество выделенного кислорода пересчитывалось на 1 *г* сырого вещества в 1 *час*. Количество солнечной радиации тоже рассчитывалось на 1 *час*. Опыты проводились при различных метеорологических условиях и при различных высотах Солнца. Прозрачность в водоемах колебалась в пределах 2,5—0,4 *м*. Коэффициенты пропускания для указанных водоемов хорошо согласовывались с коэффициентами пропускания для ряда водоемов Белоруссии и Северо-Запада РСФСР, полученных нами в 1959—1962 гг.

На рис. 1 приведены графики ослабления с глубиной интенсивности солнечной радиации для водоемов с прозрачностью 4,0—0,40 *м* по диску Секки. Многочисленные опыты с растениями показали, что нарастание интенсивности солнечной радиации ведет к возрастанию интенсивности фотосинтеза только до определенных пределов, причем интенсивность нарастания фотосинтеза и его максимальные значения различны для каждого вида растения. На рис. 2 в качестве примера приведены кривые зависимости интенсивности фотосинтеза от интенсивности солнечной радиации для рдеста курчавого и роголистника темнозеленого. Как видно, характер кривых каждого растения резко различен.

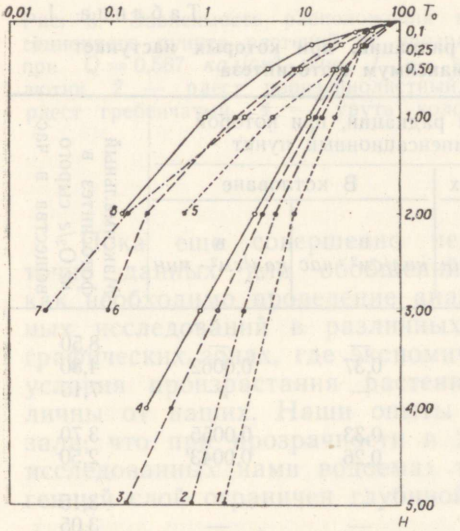


Рис. 1. Ослабление солнечной радиации с глубиной H (*м*) в зависимости от прозрачности Θ: *1* — $\Theta = 4$ *м*; *2* — $\Theta = 3$ *м*; *3* — $\Theta = 2{,}15$ *м*; *4* — $\Theta = 2$ *м*; *5* — $\Theta = 1{,}3$ *м*; *6* — $\Theta = 0{,}9$ *м*; *7* — $\Theta = 0{,}5$ *м*; *8* — $\Theta = 0{,}4$ *м*.

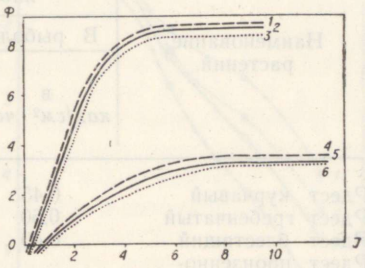


Рис. 2. Зависимость интенсивности фотосинтеза Φ ($мгO_2/г$ сырого веса) рдеста курчавого и роголистника темнозеленого от интенсивности проникающей радиации I ($кал/см^2 \cdot час$): *1* и *3* — интенсивность фотосинтеза рдеста курчавого на горизонтах 0,5 и 1,0 *м*, *4* и *6* — то же роголистника темнозеленого, *2* и *5* — осредненный фотосинтез.

Рдест курчавый является представителем группы растений, включающей также рдест гребенчатый, уруть колосистую и элодею канадскую, у которых фотосинтез достигает своего максимума значительно быстрее, чем у растений второй группы, представителем которой является роголистник темнозеленый и входящие в эту группу рдест блестящий, рдест пронзеннолистный и водяной лютик. У первой группы растений максимум фотосинтеза наступает при возрастании радиации до 3—6 $кал/см^2 \cdot час$, у второй он наступает только при интенсивности радиации 6—8 $кал/см^2 \cdot час$.

Наши опыты проводились в различное время дня и при различных погодных условиях и показали хорошую согласованность дневного хода приходящей радиации и фотосинтеза. Только в ясные дни в околополуденное время при достижении своего максимума интенсивность фотосинтеза сохраняла постоянство до некоторого момента, а затем начинала снижаться с уменьшением интенсивности радиации (рис. 2).

Наши опыты позволили установить для каждого вида растения значение интенсивности проникающей радиации, при котором имеет место компенсационный пункт. Эти величины, приведенные в табл. 1, получены при различных условиях наблюдений. Опыты, проведенные с четырьмя растениями в котловане, где прозрачность в основном была порядка 0,4—0,5 *м* ввиду большой взмученности, и цвет ее резко отличался от воды в рыбоводных прудах, показали, что в котловане фотосинтез происходил при меньших интенсивностях радиации, также как и при меньших ее значениях наступал компенсационный пункт.

В период исследований (июнь—июль) интенсивность приходящей солнечной радиации в полдень колебалась в пределах от 1,510 до 0,163 $кал/см^2 \cdot мин$, при среднем значении за день 0,567 $кал/см^2 \cdot мин$.

Исходя из данных, приведенных в табл. 1, нами рассчитаны значения $T_0 = Q_0/Q$ для указанных трех величин приходящей радиации и определены по графикам, приведенным на рис. 1 глубины расположения компенсационных пунктов в рыбоводных прудах при прозрачности 2 *м* и в котловане при прозрачности 0,4 *м*.

Таблица 1

Значения интенсивностей проникающей радиации, при которых наступает компенсационный пункт и максимум фотосинтеза

Наименование растений	Величина солнечной радиации, при которой наблюдается компенсационный пункт				Максимальный фотосинтез в $мг\ O_2/г$ сырого вещества в час
	В рыболовных прудах		В котловане		
	в $кал/см^2 \cdot час$	в $кал/см^2 \cdot мин$	в $кал/см^2 \cdot час$	в $кал/см^2 \cdot мин$	
Рдест курчавый	0,45	0,0075	—	—	8,50
Рдест гребенчатый	0,60	0,010	0,37	0,0062	4,80
Рдест блестящий	0,40	0,0067	—	—	7,15
Рдест пронзеннолистный	0,70	0,012	0,33	0,0055	3,70
Уруть колосистая	0,38	0,0063	0,26	0,0043	2,50
Роголистник темнозеленый	0,92	0,015	—	—	3,15
Водяной лютик	0,95	0,016	—	—	3,05
Элодея канадская	0,65	0,011	0,40	0,0067	8,55

Таблица 2

Глубина расположения компенсационного пункта

Наименование растений	Рыбоводный пруд (прозрачность 2 *м*)						Котлован (прозрачность 0,4 *м*)					
	При максимальном $Q = 1{,}510$ $кал/см^2 \cdot мин$		При минимальном $Q = 0{,}163$ $кал/см^2 \cdot мин$		При среднем $Q = 0{,}567$ $кал/см^2 \cdot мин$		При максимальном $Q = 1{,}510$ $кал/см^2 \cdot мин$		При минимальном $Q = 0{,}163$ $кал/см^2 \cdot мин$		При среднем $Q = 0{,}567$ $кал/см^2 \cdot мин$	
	T_0 в %	H в *м*	T_0 в %	H в *м*	T_0 в %	H в *м*	T_0 в %	H в *м*	T_0 в %	H в *м*	T_0 в %	H в *м*
Рдест курчавый	0,496	3,4	4,60	1,7	1,32	2,70	—	—	—	—	—	—
Рдест гребенчатый	0,66	3,2	6,14	1,45	1,76	2,40	0,41	1,40	3,80	0,55	1,09	0,95
Рдест блестящий	0,444	3,5	4,11	1,75	1,18	2,80	—	—	—	—	—	—
Рдест пронзеннолистный	0,795	3,05	7,35	1,35	2,12	2,30	0,365	1,50	3,38	0,55	0,97	1,00
Уруть колосистая	0,417	3,50	3,87	1,85	1,11	2,80	0,285	1,60	2,64	0,65	0,76	1,10
Роголистник	0,99	2,85	9,20	1,15	2,64	2,10	—	—	—	—	—	—
темнозеленый	1,06	2,80	9,80	1,10	2,82	2,05	—	—	—	—	—	—
Водяной лютик												
Элодея канадская	0,73	3,10	6,75	1,35	1,94	2,35	0,444	0,50	4,11	0,50	1,18	0,95

Учитывая, что прозрачность и глубина расположения компенсационного пункта будут изменяться, нами построены для четырех растений при среднем дневном значении интенсивности приходящей радиации (0,567 $кал/см^2 \cdot мин$) графики (рис. 3) зависимости глубины компенсационного пункта от прозрачности водоема. Графики построены на основании приведенных в табл. 2 значений T_0 и графиков рис. 1 для ряда значений прозрачности. Естественно, что изменение Q будет вести к изменению Q_0, при котором будет иметь место компенсационный пункт. Для новых значений Q и Q_0 необходимо рассчитать T_0 и, пользуясь графиками рис. 1, построить новые, аналогичные приведенным на рис. 3. Но такие расчеты построения справедливы только для указанных растений данного района.

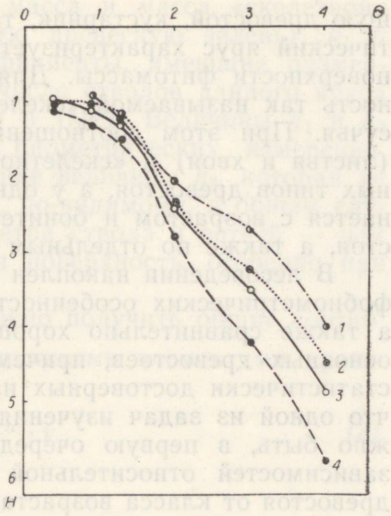


Рис. 3. Зависимость расположения компенсационного пункта растений от прозрачности при $Q = 0{,}567$ *кал/см²·мин*: *1* — водяной лютик, *2* — рдест пронзеннолистный, *3* — рдест гребенчатый, *4* — уруть колосистая.

Пока еще совершенно недостаточно данных для обобщений, так как необходимо проведение аналогичных исследований в различных географических зонах, где экономические условия произрастания растений отличны от наших. Наши опыты показали, что при прозрачности в 2 *м* в исследованных нами водоемах торфогенный слой ограничен глубиной 3 *м*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Потапов А. А., Труды Всесоюзного гидробиологического общества, т. VII, 1956.
2. Мокиевский К. А., сб. Первичная продукция морей и внутренних вод, Минск, 1961.

Ю. Л. Раунер

Институт географии АН СССР, Москва

БИОМЕТРИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЛЕСНОЙ РАСТИТЕЛЬНОСТИ В СВЯЗИ С ИЗУЧЕНИЕМ ЕЕ РАДИАЦИОННОГО РЕЖИМА

J. L. Rauner

Institute of Geography, USSR Academy of Sciences, Moscow

RADIATION REGIME AND BIOMETRIC CHARACTERISTICS OF THE FOREST VEGETATION

I. Некоторые общие соображения

В настоящее время установлено, что лучистый обмен внутри растительного покрова, помимо других факторов, зависит от биогеометрических свойств растительности — размеров, формы, местонахождения и пространственной ориентации элементов фитомассы [1]. Указанный фактор, будучи одним из основных, в то же время слабо изучен ввиду сложности и многообразия строения надземной части разных типов растительного покрова.

Лесная растительность обладает в этом отношении целым рядом специфических особенностей. Лесной фитоценоз может представлять собой сложную многокомпонентную растительную систему (включаю-

щую древостой, кустарник, травяной покров), в которой каждый генетический ярус характеризуется определенными значениями суммарной поверхности фитомассы. Для леса существенную роль играет поверхность так называемой «скелетной» части фитомассы — стволы, ветви, сучья. При этом соотношение между поверхностью зеленой массы (листья и хвоя) и «скелетной» частью существенно отличается у разных типов древостоя, а у одного и того же типа — закономерно изменяется с возрастом и бонитетом (показателем продуктивности) древостоя, а также по отдельным ярусам внутри лесного полога.

В лесоведении накоплен определенный материал по изучению морфобиометрических особенностей главнейших ценозообразующих пород, а также сравнительно хорошо изучены таксационные характеристики основных древостоев, причем последние получены на базе массовых, статистически достоверных измерений. В связи с этим можно указать, что одной из задач изучения биометрических характеристик леса должно быть, в первую очередь, установление и анализ существующих зависимостей относительной поверхности фитомассы разных ярусов древостоя от класса возраста и показателя бонитета данного типа леса. С другой стороны, изучив зависимости функций пропускания лучистых потоков от относительной характеристики фитоплощади, можно распространить полученные выводы для обобщений условий радиационного режима конкретных типов леса в зависимости от фазы онтогенеза и других показателей. Рассмотрим поставленные вопросы более подробно.

II. Связь биометрических характеристик с таксационными элементами древостоев

Как показали специальные измерения [2—7 и ряд др.], между весом фитомассы m (*кг*) и диаметром ствола на высоте 1,3 *м* существует устойчивая зависимость, которая может быть аппроксимирована следующим общим нелинейным соотношением:

$$m = a(d + \Delta)^n. \qquad (1)$$

Здесь a и n — некоторые параметры, различные для зеленой массы и скелетной части, листьев и хвои (особенно, коэффициент a). Кроме того, для одной и той же породы оба коэффициента могут меняться определенным образом с возрастом и бонитетом насаждения. Величина Δ — параметр, учитывающий фитомассу при высоте дерева, меньшей 1,3 *м*. На основе приведенных данных, был произведен подбор коэффициентов a и n для некоторых древесных пород. Оказалось, в частности, что для сырой зеленой массы березы и дуба (измерения М. Д. Данилова) при близких значениях бонитета характерны следующие значения: $a \approx 1{,}5 \div 20 \times 10^2$, $n \approx 2$, $\Delta \approx 0{,}01 \div 0{,}02$. Показатель степени n мало меняется для разных классов возраста. Удалось оценить также возможные пределы изменения коэффициента a с возрастом у сосновых лесов — величина a достигает наибольшего значения в возрасте 30—40 *лет* (6×10^3) и уменьшается в два с лишним раза для насаждения возраста более 100 *лет*. При этом коэффициент n меняется также в сравнительно узких пределах. Необходимы дальнейшие исследования возможных вариаций параметров a и n, характеризующие другие типы пород и разнообразные условия местообитания.

Вычисление относительной поверхности фитомассы ω, т. е. поверхности, приходящейся на единицу площади ценоза, можно производить по следующему соотношению:

$$\tilde{\omega}_\Sigma = \tilde{\omega}_1 + \tilde{\omega}_2 = (k_1 m_1 + k_2 m_2) \cdot \nu, \qquad (2)$$

где m_1 и m_2 — соответственно зеленая масса и масса «скелетной» части древостоя (включая так называемую древесную зелень), k_1 и k_2 — соответствующие пересчетные коэффициенты, имеющие размерность удельной поверхности ($м^2/кг$), ν — число стволов данного яруса на единице площади (густота насаждения в $1/м^2$). Величины k_1 и k_2 определяются на основании специальных биометрических измерений. Наибольшие трудности вызывает определение величины k_2, которая не одинакова для ветвей и стволовой части и, по-видимому, в общем случае является некоторой функцией от диаметра ствола и ветвей — чем больше величина d, тем меньше удельная поверхность, особенно при использовании сырого веса.

Комбинируя выражения (1) и (2), можно получить общие соотношения, связывающие величину ω с таксационными элементами древостоев d и ν отдельно для зеленой массы

$$\tilde{\omega}_1 = a_1 \cdot k_1 (d + \Delta_1)^{n_1} \cdot \nu \qquad (3)$$

и «скелетной» части древостоев

$$\tilde{\omega}_2 = a_2 \cdot k_2 (d + \Delta_2)^{n_2} \cdot \nu, \qquad (4)$$

причем $\tilde{\omega}_2$ — площадь продольного сечения стволов и ветвей, т. е. оптически эффективная поверхность. В таксационных таблицах хода роста древесной растительности приводятся изменения величин d и ν с возрастом для разных значений бонитета. На основании этих таблиц и приведенных формул можно произвести соответствующую оценку динамики относительной площади $\tilde{\omega}_1$ и $\tilde{\omega}_2$.

По данным измерений М. Д. Данилова, была построена зависимость относительной площади зеленой массы с возрастом в интервале от 0 до 100 *лет* (рис. 1). Кривая $\tilde{\omega}_1 = f(\tau)$ для разных типов леса характеризуется одной общей особенностью — быстрым нарастанием листовой поверхности, достигающей максимума в возрасте 20—35 *лет*. Область разброса точек оказывается не очень большой, что позволяет говорить о некоторой общей универсальной кривой изменения $\tilde{\omega}_1$ в зависимости от τ. Изменение величины площади хвои для сосны, полученное расчетным путем по формуле (3), оказывается довольно близким к фактическому распределению. На основании формулы (3) были определены также изменения листового индекса для березы в зависимости от различных классов бонитета при разных значениях возраста τ. Оказалось, что в молодом лесу ($\tau = 30$ *лет*) уменьшение относительной

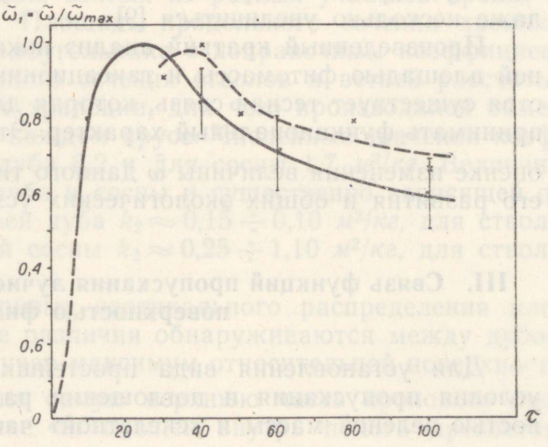


Рис. 1. Обобщенная нормированная кривая относительной площади листьев главного яруса древостоя как функция возраста τ (*лет*) для некоторых пород (осина, $\tilde{\omega}_{max} = 4{,}7$; береза $\tilde{\omega}_{max} = 8{,}6$; дуб, $\tilde{\omega}_{max} = 4{,}4$; сосна, $\tilde{\omega}_{max} = 9{,}9$; липа $\tilde{\omega}_{max} = 4{,}1$). Штрихи характеризуют максимальные отклонения для отдельных пород. Пунктиром нанесена кривая, полученная расчетным путем для сосны.

площади листьев главного яруса при переходе от высших бонитетов к низшим происходит более резко, по сравнению со спелым древостоем ($\tau \approx 60$—70 *лет*). В первом случае величина $\tilde{\omega}$ изменяется от 6 до 3,5, а во втором — от 4 до 2,7.

Существенный интерес представляет оценка поверхности стволовой части и ветвей в суммарной поверхности лесной растительности и ее динамика с возрастом леса. В настоящее время такие данные, по-видимому, практически отсутствуют. Для соответствующей ориентировочной оценки нами были использованы некоторые материалы измерений сырого и сухого веса стволов и ветвей различных диаметров для разных классов возраста у дуба [8]. Для перехода от веса к поверхности были использованы пересчетные коэффициенты, полученные нами на основании специальных биометрических измерений. (см. ниже). На рис. 2

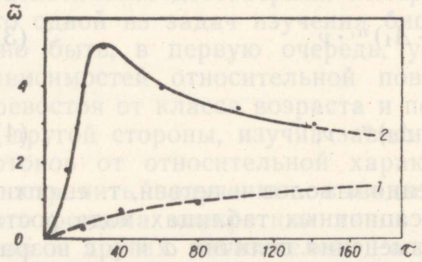


Рис. 2. Динамика с возрастом относительной площади зеленой массы *1* и «скелетной» части древостоев *2* для дуба.

приводится динамика с возрастом величин $\tilde{\omega}_1$ и $\tilde{\omega}_2$. Суммарная площадь скелетной части фитомассы (стволы и ветви) в отличие от зеленой массы монотонно увеличивается с возрастом и при очень больших значениях τ (≈ 200 *лет*) величина $\tilde{\omega}_2 \to \tilde{\omega}_1$. Таким образом, общая поверхность растительной массы у главного яруса дубравы достигает максимальных значений в возрасте 30—40 *лет* за счет развития листовой поверхности; в дальнейшем она сравнительно мало меняется с возрастом, так как уменьшение величины $\tilde{\omega}_1$ компенсируется возрастанием $\tilde{\omega}_2$. В принципе такой же характер изменения величин $\tilde{\omega}_1$ и $\tilde{\omega}_2$ с возрастом должен наблюдаться и у других древесных пород (главный ярус древостоя), однако, численные соотношения $\tilde{\omega}_1/\tilde{\omega}_2$ могут быть существенно иными. К этому нужно добавить, что по мере самоизреживания главного яруса древостоев с возрастом и уменьшения величины $\tilde{\omega}_1$ начинает более интенсивно развиваться подрост и травяной покров, вследствие чего суммарная поверхность лесного фитоценоза с возрастом может даже несколько увеличиться [9].

Произведенный краткий анализ показывает, что между относительной площадью фитомассы и таксационными элементами лесного древостоя существует тесная связь, которая для отдельных типов леса может принимать функциональный характер. Это позволяет подходить к общей оценке изменения величины $\tilde{\omega}$ данного типа леса в зависимости от фазы его развития и общих экологических условий.

III. Связь функций пропускания лучистых потоков с относительной поверхностью фитомассы

Для установления вида простейших зависимостей, связывающих условия пропускания и поглощения радиационных потоков с поверхностью зеленой массы и «скелетной» части древостоев, необходима по-

становка специальных лесных актинометрических и биометрических измерений. Отдел климатологии Института географии Академии наук СССР организовал такие измерения в 1962—1965 гг. в системе Курского комплексного стационара на территории Центрально-Черноземного Заповедника им. проф. В. В. Алехина и в других пунктах Курской области. Актинометрические измерения, осуществлявшиеся с помощью стандартных приборов, составляют часть комплекса теплобалансовых измерений и предусматривают проведение вертикальных профильных измерений над лесом и внутри лесного полога [10, 11].

Наблюдения производились на молодых насаждениях дуба, клена и сосны рядового посева (ориентировка рядов СВ, В — ЮЗ, З) со сравнительно равномерным распределением стволов по площади. Ниже рассмотрены результаты измерений и расчетов для дуба и сосны, причем основные таксационные и биометрические характеристики указанных древостоев приводятся в табл. 1. Для дубового древостоя характерно развитие травяного покрова под пологом; в сосновом насаждении травостой практически отсутствует и на поверхности почвы имеется слой опада хвои толщиной 0,5—1,0 *см*.

Таблица 1

Таксационные и биометрические показатели лесных участков

Характеристики	Тип древостоя	
	Дубовый	Сосновый
Средняя высота верхней границы леса H (*м*)	6,5	6,5
Возраст насаждения τ	15	18
Средний диаметр ствола на высоте 1,3 *м* (d)	0,065	0,070
Число стволов на единице площади ν ($м^{-2}$)	0,60	0,70
Сомкнутость полога	0,70÷0,8	0,9÷1,0
Относительная площадь зеленой массы $\tilde{\omega}_1$	4,7	6,2
Относительная площадь продольного сечения стволов и ветвей $\tilde{\omega}_2$	0,5	0,8

Примечание: для хвоинок сосны учитывалась площадь основания.

Биометрические измерения проводились на опытных моделях (по 4 штуки на каждом участке), достаточно характерных по габитусу для насаждения в целом. Деревья спиливались и производилось послойное (через 30—40 *см*) определение веса сырой массы листьев, хвои, ветвей и стволов; отдельно учитывался также вес побегов и зеленой массы прироста данного сезона. Определение коэффициента k_1 для листьев производилось методом «высечек» с помощью шаблона известной площади. Для сосны микрометром и металлической линейкой производился обмер ширины и длины хвоинок, взятых из разных участков кроны, и определение их сырого веса. Площадь продольного сечения хвоинки определялась по формуле прямоугольника с поправочным коэффициентом 0,9. Поверхность продольного сечения стволов и ветвей рассчитывалась упрощенно по формуле трапеции, для чего производился обмер диаметров и длины побегов в каждом ярусе. Численные значения коэффициентов k_1 составили для дуба 6,2 и для сосны 1,7 $м^2/кг$. Величина k_2 оказалась различной для дуба и сосны и существенно зависящей от высоты насаждения. Для ветвей дуба $k_2 \approx 0{,}15 \div 0{,}10$ $м^2/кг$, для ствола $\approx 0{,}03 \div 0{,}02$ $м^2/кг$; для ветвей сосны $k_2 \approx 0{,}25 \div 1{,}10$ $м^2/кг$, для ствола $\approx 0{,}06 \div 0{,}025$ $м^2/кг$.

На рис. 3 приводятся кривые вертикального распределения площади фитомассы. Наибольшие различия обнаруживаются между дубом и сосной, так как в первом случае максимум относительной поверхности $d\tilde{\omega}_1/d\tilde{z}$ и $d\tilde{\omega}_2/d\tilde{z}$ приходится на самую верхнюю часть кронового пространства, а во втором случае он смещен внутрь полога древостоя,

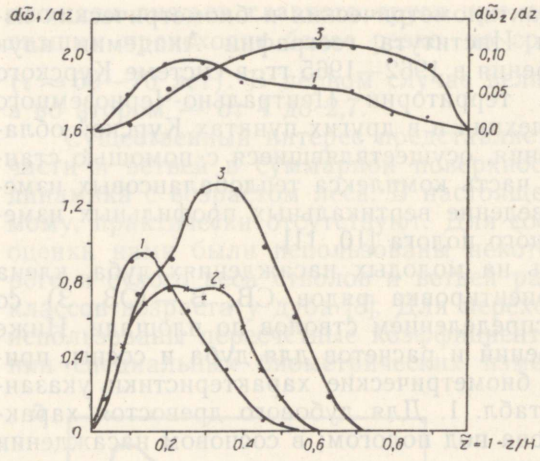


Рис. 3. Дифференциальные кривые вертикального распределения относительной поверхности $d\tilde{\omega}_1/d\tilde{z}$ и $d\tilde{\omega}_2/d\tilde{z}$ для дуба *1*, клена *2* и сосны *3* ($\tilde{z} = 1 - z/H$ — вертикальная безразмерная координата, z — средняя высота насаждений, $\overline{H}$ — высота (*м*), отсчитываемая от поверхности почвы).

причем для величины $d\omega_2/dz$ находится в нижней половине полога древостоя. Следует обратить внимание, на существенные различия для обоих типов древостоя в пространственной ориентации элементов фитомассы, что вытекает из простейших визуальных наблюдений. Для сосны характерно вертикальное или близкое к нему распределение хвоинок и побегов, особенно в верхней части древостоев. Для дуба, по-видимому, преобладающим будет горизонтальное расположение листьев.

Таблица 2

Функции пропускания суммарной радиации Q_z/Q_0 и радиационного баланса R_z/R_0 для дуба и сосны

ω_Σ	Дуб						Сосна					
	Q_z/Q_0			R_z/R_0			Q_z/Q_0			R_z/R_0		
	$>45°$	30—45°	$<30°$	$>45°$	30—45°	$<30°$	$>45°$	30—45°	$<30°$	$>45°$	30—45°	$<30°$
0,5	0,95	0,89	0,72	0,93	0,79	0,69	0,96	0,89	0,79	0,97	0,95	0,73
1,0	0,87	0,76	0,60	0,81	0,63	0,52	0,93	0,81	0,63	0,94	0,85	0,57
1,5	0,78	0,63	0,51	0,66	0,50	0,40	0,89	0,75	0,51	0,92	0,78	0,47
2,0	0,70	0,52	0,43	0,54	0,42	0,33	0,84	0,70	0,42	0,87	0,72	0,38
2,5	0,62	0,43	0,36	0,42	0,35	0,26	0,78	0,63	0,35	0,78	0,63	0,31
3,0	0,54	0,36	0,29	0,35	0,28	0,20	0,71	0,57	0,28	0,66	0,56	0,26
3,5	0,47	0,29	0,24	0,28	0,24	0,17	0,63	0,49	0,24	0,54	0,48	0,21
4,0	0,40	0,23	0,19	0,23	0,19	0,14	0,54	0,41	0,19	0,44	0,42	0,18
4,5	0,32	0,18	0,15	0,18	0,15	0,12	0,45	0,34	0,14	0,36	0,35	0,15
5,0	0,21	0,14	0,11	0,15	0,12	0,10	0,35	0,26	0,13	0,29	0,27	0,13
5,5	0,12	0,10	0,08	0,11	0,09	0,08	0,27	0,19	0,10	0,23	0,20	0,11
6,0							0,19	0,14	0,09	0,16	0,14	0,09
6,5							0,13	0,11	0,08	0,12	0,10	0,08
7,0							0,09	0,08	0,08	0,08	0,08	0,07

Результаты определения функций пропускания в зависимости от нарастающей суммы площади фитомассы ω_Σ для разных интервалов высот Солнца при малооблачной погоде или для условий устойчивой освещенности представлены в табл. 2. У сосны вследствие вытянутой формы кроны и вертикальной ориентировки хвоинок и побегов в верхнем слое кронового пространства изменение функций Q_z/Q_0 и R_z/R_0 происходит медленнее чем у дуба; эти различия особенно существенно выражены при высотах Солнца $h_\odot > 45°$. Полученные результаты могут быть аппроксимированы следующими соотношениями. Для дуба при $h_\odot > 45°$

$$Q_z = Q_0(1 - \alpha \cdot \tilde{\omega}_\Sigma), \qquad (5)$$

где $\alpha \approx 0{,}15$; при $h_\odot < 45°$ может быть использована простая экспоненциальная зависимость

$$Q_z = Q_0 \cdot \exp(-\alpha \tilde{\omega}_\Sigma), \qquad (6)$$

причем для интервала высот Солнца 30—45° коэффициент α меняется в зависимости от $\tilde{\omega}_\Sigma$: при $0 < \tilde{\omega}_\Sigma < 1{,}5$, α составляет 0,30; при $1{,}5 < \tilde{\omega}_\Sigma < 3{,}5$, $\alpha \approx 0{,}35$ и при $\tilde{\omega}_\Sigma \sim 3{,}5$, $\alpha \approx 0{,}40$. Для интервала $h_\odot < 30°$ при $0 < \tilde{\omega}_\Sigma < 1{,}5$, $\alpha \approx 0{,}50$, а при $\tilde{\omega}_\Sigma > 1{,}5$, $\alpha \approx 0{,}40$. Некоторое уменьшение α в этом случае связано, по-видимому, с влиянием бокового просвечивания. Для радиационного баланса также может быть применена в первом приближении экспоненциальная зависимость

$$R_z = R_0 \cdot \exp[-\beta(h_\odot)\tilde{\omega}_\Sigma], \qquad (7)$$

при этом значение β для $h_\odot < 30°$ составляет 0,55; для $h_\odot \approx 30 \div 45°$, $\beta \approx 0{,}45$ и для $h_\odot > 45°$, $\beta \approx 0{,}35$.

Для сосны при $h_\odot > 45°$ характерна экспоненциальная зависимость вида

$$Q_z = Q_0 \cdot \exp(-\alpha \tilde{\omega}_\Sigma)^2, \qquad (8)$$

$$R_z = R_0 \cdot \exp(-\beta \tilde{\omega}_\Sigma)^2. \qquad (9)$$

Здесь при $0 < \tilde{\omega}_\Sigma < 2$, $\alpha \approx 0{,}26$; при $2 < \tilde{\omega}_\Sigma < 3{,}5$, $\alpha \approx 0{,}21$ и при $\tilde{\omega}_\Sigma > 3{,}5$, $\alpha \approx 0{,}20$; величина β более устойчива: при $0 < \tilde{\omega}_\Sigma < 3$, $\beta \approx 0{,}20$ и при $\tilde{\omega}_\Sigma > 3$, $\beta \approx 0{,}23$. Для $h_\odot = 30$—45° изменение функции пропускания с некоторым приближением может аппроксимироваться линейной зависимостью типа (5), при этом величины α и β приблизительно одинаковы (0,15). При малых высотах Солнца изменение обоих функций пропускания хорошо описывается простой экспоненциальной зависимостью, причем $\alpha \approx \beta \cong 0{,}45$. Изменение функции пропускания при полной листве и без листвы в весенний период представлено на рис. 4, *а*, *б*. Для того, чтобы ориентировочно оценить, какая доля суммарной радиации поступает к «скелетной» части фитомассы древостоя при его полном

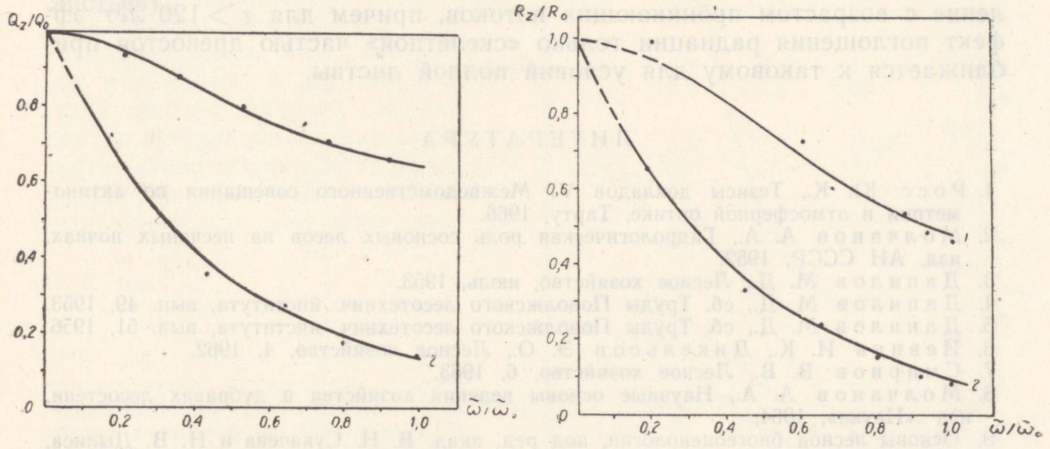


Рис. 4. Функции пропускания: *а* — суммарной радиации, *б* — радиационного баланса для дуба в зависимости от нормированной относительной поверхности, отсчитываемой от верхней границы насаждений, при полной листве *1*, $\tilde{\omega}_0 = 0{,}5$ и без листвы *2*, $\tilde{\omega}_0 = 5{,}2$ для средних дневных условий.

облиственнии можно воспользоваться следующим приближенным соотношением:

$$\overline{Q}_{\text{п}_1} \approx \overline{Q}_{\Sigma} - \overline{Q}_{\text{п}_2} \cdot \exp(-\dot{\alpha} \cdot \omega_{\Sigma}), \qquad (10)$$

где $\overline{Q}_{\text{п}_1}$, $\overline{Q}_{\text{п}_\Sigma}$ и $\overline{Q}_{\text{п}_2}$ — соответсвенно функции поглощения самой листвы, всей фитомассы и ее «скелетной» части (при отсутствии листвы). На рис. 4, *а* экспоненциальная поправка $e^{-\alpha \cdot \tilde{\omega}}$ соответствует кривой *1*. Количество радиации, приходящееся на стволы и побеги для дубового насаждения при полном облиственнии весьма невелико, что в значительной мере обуславливается соответствующей ориентировкой элементов листовой поверхности.

Таблица 3

Изменение функций пропускания с возрастом для дубового леса при полном облиственнии и при отсутствии листвы весной (в среднем за дневные часы)

Характеристика		Возраст (*лет*)						
		10	20	30	50	70	90	120
При листве	Q_z/Q_0	0,52	0,20	0,10	0,13	0,16	0,17	0,18
	R_z/R_0	0,40	0,17	0,08	0,10	0,14	0,15	0,16
Без листвы	R_z/R_0	0,80	0,70	0,63	0,50	0,40	0,35	0,30
	Q_z/Q_0	0,90	0,65	0,50	0,40	0,30	0,25	0,25

В заключение приводим результаты определения функции пропускания при изменении возраста главного яруса дубового леса (табл. 3). Изменение относительной поверхности $\tilde{\omega}_1 = f(\tau)$ и $\tilde{\omega}_2 = f(\tau)$ взято по данным рис. 2, а зависимость Q_z/Q_0 и R_z/R_0 от относительной поверхности — по материалам табл. 2 и рис. 4, *а*, *б*. При этом величины Q_z и R_z относятся к верхней границе подлеска под пологом основного яруса, для которого определены величины относительной поверхности $\tilde{\omega}_1$ и $\tilde{\omega}_2$. При полной листве наименьшее количество суммарной радиации проникает под полог древостоя в возрасте от 20 до 40 лет, в течение которого наблюдается максимум листовой поверхности. В последующие фазы развития леса пропускание несколько увеличивается, однако это изменение незначительно и величины Q_z/Q_0 и R_z/R_0 не превосходят 0,20. При отсутствии листвы наблюдается постепенное ослабление с возрастом проникающих потоков, причем для $\tau > 120$ *лет* эффект поглощения радиации только «скелетной» частью древостоя приближается к таковому для условий полной листвы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Росс Ю. К., Тезисы докладов VI Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике, Тарту, 1966.
2. Молчанов А. А., Гидрологическая роль сосновых лесов на песчаных почвах. изд. АН СССР, 1952.
3. Данилов М. Д., Лесное хозяйство, июль, 1953.
4. Данилов М. Д., сб. Труды Поволжского лесотехнич. института, вып. 49, 1953.
5. Данилов М. Д., сб. Труды Поволжского лесотехнич. института, вып. 51, 1956
6. Иевинь И. К., Дикельсон Э. О., Лесное хозяйство, 4, 1962.
7. Смирнов В. В., Лесное хозяйство, 6, 1963.
8. Молчанов А. А., Научные основы ведения хозяйства в дубравах лесостепи. изд .«Наука», 1964.
9. Основы лесной биогеоценологии, под ред. акад. В. Н. Сукачева и Н. В. Дылиса, изд. «Наука», 1964.
10. Раунер Ю. Л., сб. Тепловой и радиационный баланс естественной растительности и сельскохозяйственных полей, изд. «Наука», 1965.
11. Раунер Ю. Л., Руднев Н. И., сб. Тепловой и радиационный баланс естественной растительности и сельскохозяйственных полей, изд. «Наука», 1965.

Н. И. Руднев
Институт географии АН СССР, Москва

РАДИАЦИОННЫЙ БАЛАНС НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ЛЕСА ЛЕСОСТЕПНОЙ ЗОНЫ И ЕГО СВЯЗЬ С ТАКСАЦИОННЫМИ И БИОМЕТРИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДРЕВОСТОЯ

N. I. Rudnev
Institute of Geography, USSR Academy of Sciences, Moscow

RADIATION BALANCE OF SOME TYPES OF FORESTS OF THE FOREST-STEPPE ZONE AND THE TARIFF AND BIOMETRIC CHARACTERISTICS OF FOREST

Радиационный режим леса в значительной мере зависит от типа древесной растительности, строения полос леса и др. факторов. Отделом климатологии Института географии АН СССР в составе Курской комплексной экспедиции ИГ АН СССР в течение 1961—1965 гг. исследовался радиационный режим нескольких типов леса, характерных для лесостепной зоны Европейской территории Союза.

Измерения составляющих теплового баланса проводились стандартными актинометрическими датчиками над лесом, внутри полога леса на стационарных лесных и безлесных площадках, а также на специальных горизонтальных профилях различной протяженности.

По данным вертикального профилирования составляющих радиационного баланса, оказалось возможным весь деятельный слой леса разделить на несколько деятельных слоев, различающихся оптическими свойствами. Рассмотрено формирование радиационного режима нескольких характерных типов леса. Приведены данные для пойменных лесов (лиственный и сосновый) и лиственного на водоразделе.

На основании собственных измерений и измерений других авторов, проанализирована связь функций пропускания коротковолновых и длинноволновых потоков радиации деятельным слоем леса с таксационными и биометрическими показателями (плотность биомассы и площадь листьев).

Ю. Л. Цельникер

Лаборатория лесоведения АН СССР, Московская область

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФАР НА ОТКРЫТОМ МЕСТЕ И В ЛЕСУ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПОГОДЫ

J. L. Tselniker

Forestry Laboratory, USSR Academy of Sciences, Moscow Region

DISTRIBUTION OF PHOTOSYNTHETICALLY ACTIVE RADIATION OVER OPEN COUNTRY AND IN THE FOREST DEPENDING ON THE WEATHER

Для характеристики радиационного режима растений как на открытом месте, так и под пологом растительности часто приводят либо величины средней интенсивности ФАР, либо среднее пропускание ФАР растительностью. И та и другая величина могут быть выведены из данных, различающихся между собой в несколько раз, поскольку в естественных условиях интенсивность ФАР резко меняется — на открытом месте только во времени, а под пологом растительности и во времени, и в пространстве.

Между тем зависимость фотосинтеза от интенсивности ФАР не является линейной во всем диапазоне возможных значений естественного освещения. Поэтому характеристика радиационного режима только по среднему арифметическому является недостаточной. Полную информацию о радиационном режиме могут дать лишь кривые распределения ФАР. Такая информация необходима тем более, что положение точки светового насыщения фотосинтеза отличается не только у разных видов растений, но и у растений одного и того же вида, выращенных при различном радиационном режиме.

Мы попытались вычислить встречаемость разных интенсивностей ФАР на открытом месте и под пологом леса в течение вегетационного периода. Вычисления проводились отдельно для ясной и пасмурной погоды, а также для реальных условий погоды Подмосковья. В последнем случае была учтена вероятность встречаемости облачности в различные часы дня и в различные

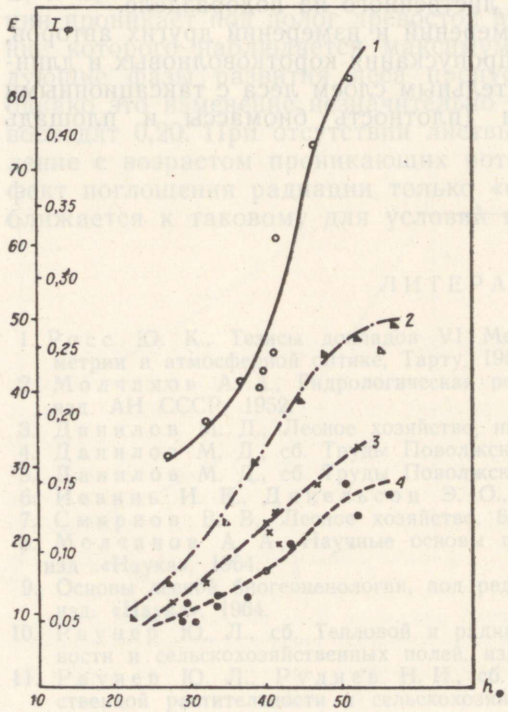


Рис. 1. Зависимость интенсивности ФАР (*кал/см²·мин*) и освещенности *E* (тысяч *лк*) на открытом месте от высоты Солнца: *1* — суммарная радиация при S_4, *2* — суммарная радиация при S_2, *3* — рассеянная радиация при S_4, *4* — суммарная радиация при S_{0-1}.

периоды на основании средних многолетних данных метеостанции Немчиновка.

Измерения проводились селеновым фотоэлементом от люксметра Ю-16 с тремя сменными широкополосными светофильтрами, высекающими участки спектра в области максимумов и минимума поглощения хлорофилла. Прибор был откалиброван в энергетических единицах. Сумма трех участков спектра составляла энергию ФАР в пределах 380—680 *ммк*. Чтобы связать эти данные со световыми кривыми фотосинтеза, которые в литературе чаще привязываются к люксам, в таблицах и на рисунках мы приводим данные как в люксах, так и в калориях.

На открытом месте наблюдения велись в течение светового дня через каждые пять минут и при этом визуально регистрировались облачность и состояние Солнца по пятибальной системе Визнера. Общее количество отсчетов — 1320. В результате обработки данных измерений была получена зависимость между высотой Солнца и интенсивностью радиации при открытом (S_4) и при закрытом полупрозрачными (S_2) и непрозрачными (S_{0-1}) облаками диске Солнца (рис. 1). Далее, по справочникам определено, сколько времени в течение дня Солнце находится в определенных интервалах высот. Вычисления были проведены для отдельных дат вегетационного периода. Данные представлены в табл. 1.

Таблица 1

Высота Солнца на широте Москвы в течение вегетационного периода

Дата \ Высота Солнца в *град.*	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	Выше 50	Сумма	Максимальная высота Солнца в *град.*
30 и 15/VII								
час и *мин*	1,20	2,00	2,10	2,10	3,20	3,30	14,30	56
%	9,0	13,8	15,0	15,0	23,0	24,2	100	
15 и 30/VI								
час и *мин*	2,10	2,00	2,20	2,20	3,00	4,10	16,0	57
%	13,6	12,5	14,5	14,5	18,6	26,3	100	
30/VII								
час и *мин*	1,40	2,10	2,30	2,40	3,30	2,10	14,40	52
%	11,3	15,0	17,0	18,4	23,1	15,2	100	
15/VIII								
час и *мин*	2,10	2,10	2,30	2,40	4,50	—	14,20	48
%	15,3	15,3	17,6	18,8	33,0	—	100	
30/VIII								
час и *мин*	2,20	2,30	2,40	3,20	3,00	—	13,50	43
%	16,8	18,1	19,4	24,1	21,6	—	100	
15/IX								
час и *мин*	2,20	2,20	3,20	4,30	—	—	12,30	37
%	18,6	18,6	26,7	36,1	—	—		

На основании этого можно было вычислить встречаемость разных интенсивностей ФАР для ясных дней (рис. 2). Однако значительно бóльший интерес представляет вычисление встречаемости ФАР для реальных условий погоды. Это можно было сделать, зная вероятность определенного состояния Солнца в разные часы дня в местах исследований. Поскольку сетевые метеостанции регистрируют не состояние Солн-

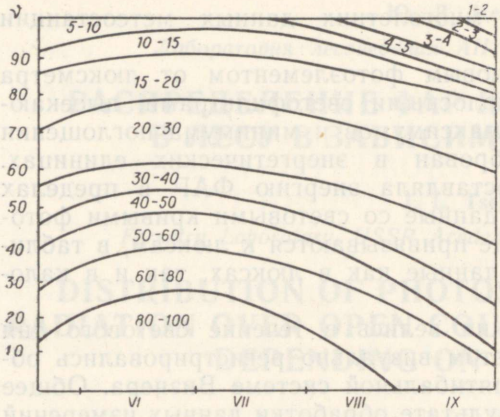


Рис. 2. Встречаемость интенсивностей ФАР ν (в %) в течение светового дня в различные даты вегетационного периода на открытом месте в ясную погоду. Цифры в середине рисунка — тысячи люкс (1000 *лк* соответствует $0{,}575 \cdot 10^{-2}$ *кал/см²·мин*).

ца, а баллы облачности, нам пришлось установить зависимость между состоянием Солнца и облачностью. Оказалось, что между этими показателями имеется довольно высокая сопряженность (табл. 2).

Таблица 2

Зависимость между облачностью и состоянием Солнца

Состояние Солнца \ Облачность баллы	0—2		3—7		8—10	
	Число случаев	%	Число случаев	%	Число случаев	%
S_4	399	97	310	46	15	7
S_3	9	2	213	31	10	4
S_2	1	1	102	15	51	23
S_1	—	—	49	7	70	32
S_0	—	—	3	1	77	34

Это позволило вычислить вероятность разных состояний Солнца для условий Подмосковья. Результаты вычислений приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, в соответствии с нарастанием облачности в полуденные часы, вероятность открытого диска Солнца в эти часы меньше, чем в вечерние и утренние. Это приводит к тому, что и встречаемость наиболее высоких интенсивностей ФАР фактически значительно меньше, чем в ясные дни, а средних интенсивностей — больше (рис. 3).

Таблица 3

Вероятность определенного состояния Солнца в условиях Подмосковья в различные часы дня

Состояние Солнца \ Часы дня	7	10	19
	Вероятность в %		
S_{3-4}	54	39	47
S_2	17	19	14
S_{0-1}	29	42	39
Итого	100	100	100

Несколько сложнее проведение подобных расчетов под пологом растительности. Методика измерений в этом случае была следующей: на исследуемом участке фиксировалась прямая линия и вдоль нее на-

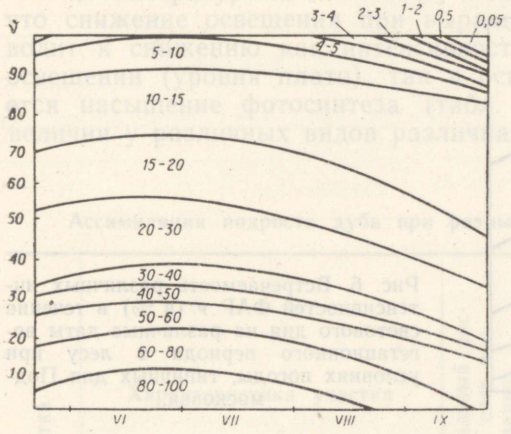


Рис. 3. Встречаемость различных интенсивностей ФАР ν (в %) в течение светового дня на различные даты вегетационного периода на открытом месте при условиях погоды, типичных для Подмосковья.

мечались точки измерений на расстоянии метра друг от друга. Измерения проводились в ясную погоду при разных высотах Солнца, в течение всего светового дня. Повторность наблюдений при высоком стоянии Солнца — 150—200, при низком — 30—50. В пределах каждого интервала высот Солнца определялась встречаемость различных интенсивностей ФАР (рис. 4). Как видно из рисунка, при низких высотах Солнца точки поверхности под пологом освещены достаточно равномерно, так как под полог проникает только рассеянная радиация. При высоком стоянии Солнца увеличивается неравномерность освещения за счет проявления ярких бликов. Зная число часов с определенным интервалом высот Солнца, мы могли подсчитать общую встречаемость различных интенсивностей ФАР для ясных дней на отдельные даты вегетационного периода. На рис. 5 представлены данные, полученные для одного из исследованных участков со средним пропусканием ФАР при высота Солнца 45°. Такие же данные имеются и для других участков.

В пасмурную погоду наблюдения проводились лишь при средних высотах Солнца, так как по данным В. А. Алексеева коэффициент пропускания полога леса в этом случае не зависит от высоты Солнца. Разброс полученных интенсивностей ФАР при пасмурной погоде также

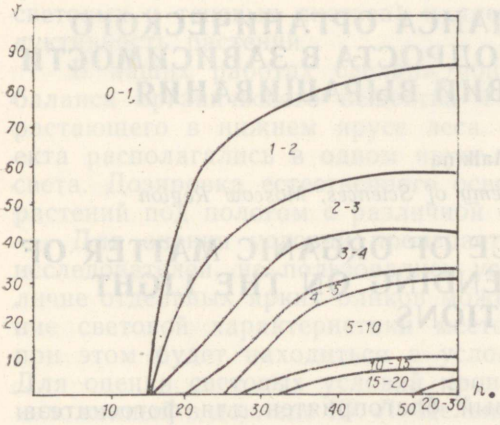


Рис. 4. Встречаемость различных интенсивностей ФАР ν (в %) в лесу в ясные дни в зависимости от высоты Солнца $h_\odot$. Площадь просветов в пологе — 57%.

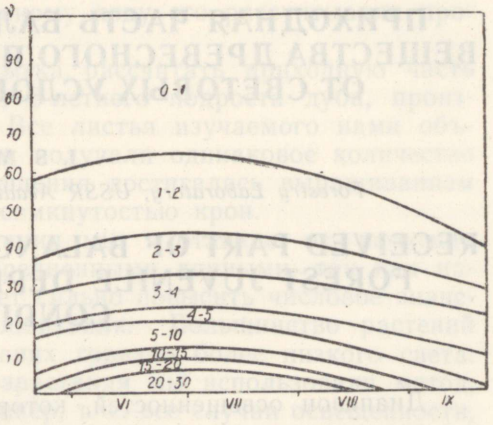


Рис. 5. Встречаемость различных интенсивностей ФАР ν (в %) в течение светового дня на различные даты вегетационного периода в лесу в ясные дни. Площадь просветов в пологе — 57%.

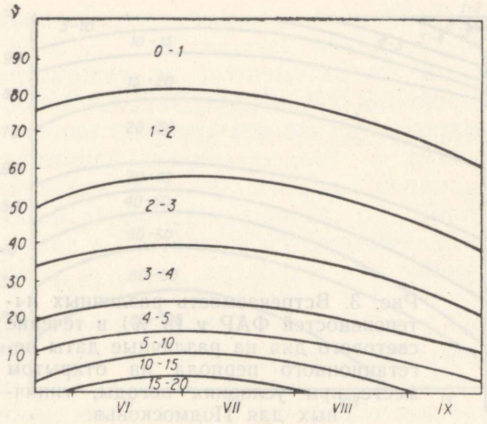


Рис. 6. Встречаемость различных интенсивностей ФАР ν (в %) в течение светового дня на различные даты вегетационного периода в лесу при условиях погоды, типичных для Подмосковья.

нельик. Поэтому, зная встречаемость разных интенсивностей ФАР на открытом месте при пасмурной погоде, мы можем вычислить встречаемость ФАР в лесу по среднему коэффициенту пропускания и отклонениям от средней встречаемости. Данные о распределении ФАР в лесу с учетом вероятности облачности приведены на рис. 6. Видно, что с облачностью в лесу уменьшается вероятность встречаемости низких интенсивностей ФАР вследствие: а) осреднения условий освещения и за счет этого некоторого увеличения освещенности самых темных участков, б) за счет увеличения коэффициента пропускания радиации в пасмурную погоду.

Полученные данные позволяют более полно охарактеризовать радиационный режим растений нижнего яруса леса и его влияние на продуктивность фотосинтеза. Использование этих данных для расчетов продуктивности фотосинтеза показано в статье И. С. Малкиной.

И. С. Малкина

Лаборатория лесоведения АН СССР, Московская область

ПРИХОДНАЯ ЧАСТЬ БАЛАНСА ОРГАНИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА ДРЕВЕСНОГО ПОДРОСТА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СВЕТОВЫХ УСЛОВИЙ ВЫРАЩИВАНИЯ

I. S. Malkina

Forestry Laboratory, USSR Academy of Sciences, Moscow Region

RECEIVED PART OF BALANCE OF ORGANIC MATTER OF FOREST JUVENILE DEPENDING ON THE LIGHT CONDITIONS

Диапазон освещенностей, который благоприятен для фотосинтеза и в котором возможно существование того или иного растения варьирует от вида к виду. Одной из причин таких вариаций может явиться различная функциональная лабильность листьев, т. е. способность их перестраиваться при изменении световых условий выращивания, чтобы лучше использовать свет нового местообитания.

Из литературных данных [1] и из наших исследований [2] следует, что снижение освещения при выращивании древесного подроста приводит к снижению как интенсивности фотосинтеза при насыщающем освещении (уровня плато), так и освещенности, при которой достигается насыщение фотосинтеза (табл. 1). Степень изменчивости этих величин у различных видов различна.

Таблица 1

Ассимиляция подроста дуба при разных световых условиях выращивания

№ участка	Характеристика участка	Максимальный рассеянный свет при выращивании (тысяч *лк*)	Световое насыщение фотосинтеза (тысяч *лк*)	Максимальная интенсивность фотосинтеза ($мгCO_2/г \cdot час$)	Интенсивность фотосинтеза ($мгCO_2/г \cdot час$), рассчитанная	
					По световым кривым участков	По световой кривой с насыщением 19 тысяч *лк*
1	Дубняк сомкнутостью крон 0,2	12	19	6,0	3,35	3,35
2	Сосняк сомкнутостью крон 0,5	10	18	5,0	1,90	1,90
3	Сосняк сомкнутостью крон 0,6	5,7	13	4,0	1,83	1,81
4	Дубняк сомкнутостью крон 0,6	4,1	8	3,7	1,75	1,05
5	Сосняк сомкнутостью крон 0,9	2,7	5	4,0	0,85	0,57

Если рассматривать функциональную лабильность листьев как приспособительный признак, то уместно поставить вопрос, как сказываются изменения световых условий выращивания на связывании растением CO_2 на приходной части баланса органического вещества.

Попытки балансовых расчетов органического вещества не раз предпринимались физиологами растений [3—6]. Однако даже при современном уровне физиологических знаний они страдают большей или меньшей приближенностью и характеризуются рядом допущений. Так, ученые японской школы для расчетов продуктивности сельскохозяйственных культур изучали пропускание света посевом. Для характеристики световых условий каждого яруса они использовали средний коэффициент пропускания. По двум световым кривым фотосинтеза (для световых и теневых листьев) и дневному ходу его рассчитывали продуктивность растений.

В наших работах сделана попытка рассчитать приходную часть баланса органического вещества 4-, 6-летнего подроста дуба, произрастающего в нижнем ярусе леса. Все листья изучаемого нами объекта располагались в одном ярусе и получали одинаковое количество света. Дозировка естественного освещения достигалась выращиванием растений под пологом с различной сомкнутостью крон.

Для оценки условий произрастания мы, в отличие от японских исследователей, не пользовались усредненными данными, так как наличие отдельных ярких бликов может сильно повысить числовое значение световой характеристики местообитания. Большинство растений при этом будет находиться в условиях гораздо более низкого света. Для оценки световых условий произрастания мы использовали метод, изложенный в докладе Ю. Л. Цельникер, т. е. все случаи освещенности, встречающиеся в течение светового дня, разбивали на группы, встречаемость каждой группы выражали в % (табл. 2).

Поскольку известно, что различия в освещении при выращивании вызывают изменения световой кривой фотосинтеза [1, 7] мы пользова-

Таблица 2

Освещенность участков

№ участка	Характеристика участка	% встречаемости освещенностей									
		0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—10	10—15	15—20	20—30	30—100
		(тысяч *лк*)									
1	Дубняк сомкнутостью крон 0,2	7	8	10	5	12	30	13	10	3	2
2	Сосняк сомкнутостью крон 0,5	15	15	15	12	11	12	8	8	2	2
3	Сосняк сомкнутостью крон 0,6	20	19	15	17	10	6	5	5	3	
4.	Дубняк сомкнутостью крон 0,6	29	25	17	10	7	5	3	3	1	
5	Сосняк сомкнутостью крон 0,9	65	25	5	0,2	0,2	0,1	0,5	4	—	

лись для подсчета продуктивности растений кривыми, полученными непосредственно на растениях данного конкретного местообитания. По световой кривой фотосинтеза растений данного участка находили интенсивности фотосинтеза, характерные для каждой освещенности. Суммируя произведения процента встречаемости каждой освещенности на соответствующую интенсивность фотосинтеза и разделив полученную сумму на 100, получаем средневзвешенную величину интенсивности фотосинтеза, характерную для участка с определенной освещенностью. Так для дубняка с сомкнутостью крон 0,2 можно привести следующие расчеты:

$$0{,}3\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 7 + 0{,}6\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 8 + 1{,}1\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 10 + 1{,}6\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 5 + 2{,}1\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 12 + 3{,}5\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 30 + 5{,}1\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 13 + 5{,}7\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 10 + 6{,}0\ мг\,CO_2/г \cdot час \cdot 5 = 3{,}35\ мг\,CO_2/г \cdot час.$$

Аналогичные расчеты были сделаны и для остальных участков. Результаты их приведены в табл. 1.

Необходимо заметить, что все световые кривые фотосинтеза получены нами только в утренние часы при оптимальной для фотосинтеза температуре 18—23°. Поскольку известно, что интенсивность фотосинтеза во вторую половину дня снижается, реальные средневзвешенные интенсивности фотосинтеза будут несколько меньше. Однако для ориентировочного сопоставления участков между собой можно использовать эти величины, так как они отражают различия как по интенсивности фотосинтеза растений на них, так и по обеспеченности их светом.

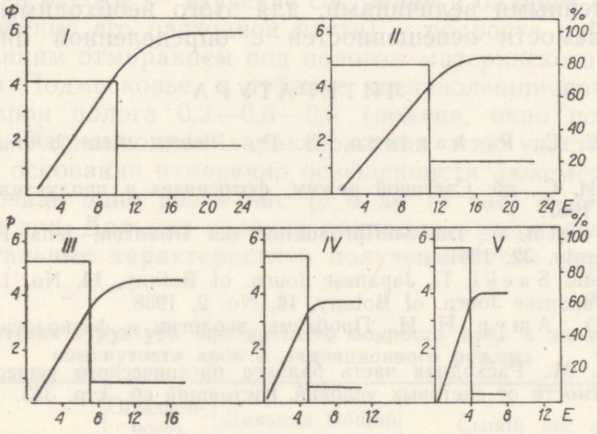
Данные табл. 1 показывают, что затенение кронами сомкнутостью более чем 0,2 уменьшает количество связываемой CO_2. Крайние участки различаются по этому показателю приблизительно в 4 раза. Различия между участками по интенсивности фотосинтеза при одинаковой освещенности не велики. В верхних частях световых кривых они несколько больше, чем в нижних, но и там не превышают 30%. Поэтому, не в интенсивности фотосинтеза, а в освещенности участков надо искать причину различий в количествах связываемой CO_2. Помочь здесь может сопоставление освещенностей на каждом участке со световой кривой фотосинтеза растений, произрастающих на нем. Для этого световую кривую фотосинтеза условно разделим на 2 части: прямолинейно восходящую и область перегиба вместе с плато насыщения (рис. 1), нанесем на график процент освещенности, соответствующий каждой из 2 частей световой кривой и подсчитаем отдельно, какое количество CO_2 связывается в каждой части (табл. 3).

Таблица 3

Ассимиляция подроста дуба в разных частях световой кривой

№ участка	Интенсивность фотосинтеза ($мгCO_2/г \cdot час$) · % (вся кривая)		Прямолинейная часть ($мгCO_2/г \cdot час$) · %		Область перегиба и плато ($мгCO_2/г \cdot час$) · %
1	335	=	149	+	186
2	190	=	93	+	97
3	183	=	88	+	95
4	175	=	96	+	79
5	85	=	65	+	20

Такого рода обработка данных выявляет, что у растений, выращенных при различной освещенности, в прямолинейной области световой кривой связываются близкие между собой количества CO_2, основные расхождения в этом отношении приходятся на область перегиба и плато насыщения. Если максимальные различия между участками в количестве связываемой CO_2 в нижних частях кривых составляют 150%, то в верхних они достигают 1000%.



Интенсивность фотосинтеза $Ф(мгCO_2/г \cdot час)$ в зависимости от освещенности E (тысяч $лк$): I — дубняк сомкнутостью крон 0,2, II — сосняк — 0,5, III — сосняк — 4,6, IV — дубняк — 0,6, V — сосняк — 0,9.

Графическая форма изображения встречаемости освещенностей наглядно показывает, что с затенением участков возрастает % освещенностей, характерных для нижней части кривой и соответственно уменьшается количество освещенностей, характерных для 2-ой ее части (рисунок). Так, если на участке № 1 на долю освещенностей, при которых возможны высокие интенсивности фотосинтеза, приходится 30%, то на участке № 5 их только 5%. Понятно, что из-за высоких значений интенсивности фотосинтеза, присущих верхней части световой кривой, уменьшение встречаемости освещенностей, характерных для этой области, сказывается на связывании CO_2 больше, чем соответствующее увеличение встречаемости освещенностей, характерных для нижней части кривой, где интенсивности фотосинтеза малы. Таким образом, верхняя часть световой кривой играет ведущую роль в связывании CO_2. Умень-

шение количеств освещенностей, характерных для этой области, ухудшает условия существования подроста и сказывается на количество поглощенной CO_2.

Что же дает растению способность его изменять величину светового насыщения фотосинтеза под влиянием изменения световых условий выращивания? Для того, чтобы ответить на этот вопрос, попытаемся рассчитать, как происходило бы связывание CO_2 на участках с различным освещением при условии, что величина светового насыщения не менялась бы и на всех участках составляла бы 19 тысяч *лк*, а уровень плато оставался таким же, как и в предыдущих расчетах. Результаты, приведенные в табл. 1, показывают, что в этом случае количество связываемой CO_2 на участках № 4, 3 сильно сократилось бы, а приходная часть баланса органического вещества ухудшилась. Это сделало бы невозможным, как показала А. М. Якшина [8], произрастание подроста дуба не только на участке № 5, но и на участке № 4. Таким образом, сократился бы диапазон освещенностей, возможный для существования подроста дуба 4—6 лет.

Подводя итоги сказанному выше, надо отметить, что при балансовых расчетах продуктивности необходимо исходить из конкретных световых кривых фотосинтеза растений, полученных непосредственно в месте их произрастания, а для растений, листья которых расположены в несколько ярусов, из световых кривых каждого яруса. Для характеристики световых условий произрастания при подсчетах нельзя пользоваться усредненными величинами, для этого необходимы данные процента встречаемости освещенностей с определенной интенсивностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wassink, E. C., Richardson, S. D., Rieters, Acta botanica Neerlandica, **5(3)**, 1956.
2. Малкина И. С., сб. Световой режим, фотосинтез и продуктивность леса, изд. «Наука», М., 1967.
3. Boysen-Jensen, P., Die Stoffproduktion der Pflanzen, Jena, 1932.
4. Larsen, Planta, **32**, 1941.
5. Monsi, M. and Saeki, T., Japanese Journ. of Botany, **14**, No. 1, 1953.
6. Iwaki, H., Japanese Journ. of Botany, **16**, No. 2, 1958.
7. Осипова О., Ашур Н. И., Проблемы экологии и физиологии лесных растений, Л., 1963.
8. Якшина А. М., Расходная часть баланса органического вещества у подроста дуба в зависимости от световых условий, настоящий сб., стр. 353.

А. М. Якшина

Лаборатория лесоведения АН СССР, Московская область

РАСХОДНАЯ ЧАСТЬ БАЛАНСА ОРГАНИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА У ПОДРОСТА ДУБА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СВЕТОВЫХ УСЛОВИЙ

A. M. Yakshina

Forestry Laboratory, USSR Academy of Sciences, Moscow Region

TIMBER FALL OF JUVENILE FOREST DEPENDING ON THE LIGHT CONDITIONS

Свет оказывает существенное влияние не только на фотосинтез, но и на морфологическую структуру растения, т. е. на соотношение веса его органов. Этот вопрос изучался рядом авторов преимущественно на однолетниках и культурных растениях [1]. Значительно меньше работ подобного рода посвящено древесным. Между тем, лесной подрост с самого начала своего развития попадает в световые условия, сильно отличающиеся количественно и качественно от полного дневного света.

Цель нашей работы — изучение состояния и баланса органического вещества (особенно его расходной части) у подроста дуба 4—6 лет в связи с его ранним отмиранием под пологом материнского леса. Работа проводилась в Подмосковье, в дубняке кленоволещиновом 80 лет при сомкнутости крон полога 0,2—0,6—0,9 (поляна, окно полога, темный участок леса). Радиационная характеристика этих участков (табл. 1) составлена на основании измерения освещенности люксметром Ю-16 на постоянных точках один раз в час (с 6 до 18 *час*) в середине июня, в безоблачные дни. Дальняя красная радиация измерялась Ю. Л. Цельникер [2]. Остальные характеристики получены путем пересчета.

Таблица 1

Морфологическая структура шестилетнего подроста дуба в зависимости от сомкнутости крон и радиационного режима

Сомкнутость крон	Интегральная радиация (*кал/см²·мин*)	ФАР (*кал/см²·мин*)	Освещенность (тысяч *лк*/% от полной освещенности)	Дальняя красная радиация (% от интегральной)	Общий вес среднего растения (*г*/%)	Сырой вес *г*/% общего веса			Отношение весов ассимилирующей и неассимилирующей масс
						Листья	Ствол	Корни	
0,2	0,42	0,173	30/40	10	89/100	42/47	19/21	28/32	1 : 1
0,6	0,12	0,048	8,3/9	16	11,8/13	2,9/25	3,7/31	5,2/44	1 : 3
0,9	0,09	0,026	4,5/5	25	3,6/4	0,6/17	0,9/25	2,1/58	1 : 5

Суммарная среднедневная освещенность опытных участков составляет соответсвенно 40—9—5% максимальной освещенности на открытом месте, а доля дальней красной радиации (680—850 *ммк*) от 10 до 25% интегральной. С уменьшением потока радиации и, возможно, его качественным изменением резко сокращается общий вес растений. В самых темных участках леса сырой вес целого растения составляет всего 4% от контроля. При этом непропорционально изменяется вес листьев, ствола и корней: листья составляют 1,5% от контроля, стволы — 5%, корни — 7%. Если у контроля отношение веса листьев к весу остальных органов составляет 1 : 1, то у самых угнетенных расте-

ний оно равно уже 1 : 5. Это невыгодно для растения, так как с точки зрения баланса органического вещества только листья являются продуцирующими органами, стволы же и корни лишь расходуют вещество на дыхание. Вопрос накопления энергии дыхания здесь намеренно оставляется в стороне.

Расходная часть баланса представлена в нашей работе тратами на дыхание в течение 5 месяцев периода вегетации. Дыхание учитывалось по методу Бойсен—Иенсена [3] у отрезанных органов растения — отдельно для листьев, стволика и корней. При расчетах принималось во внимание изменение интенсивности дыхания, происходящее за счет нарушения целостности растения [4]. Из большого количества определений в течение лета в естественной обстановке были выведены средние интенсивности, послужившие для первой попытки сведения баланса органического вещества исследованных дубков [5].

Здесь предлагается другой, уточненный способ расчета баланса, основанный на тех же исходных данных. Разница состоит в том, что в данном случае были построены температурные кривые дыхания листьев, ствола и корней; по данным метеостанции Немчиновка был высчитан процент дней со среднесуточной температурой, соответствующей определенным отрезкам температурной кривой дыхания. По средней интенсивности дыхания для каждого отрезка кривой и числу дней с соответствующей среднесуточной температурой были рассчитаны средневзвешенные интенсивности дыхания для сезона 1963 г. (табл. 2). Как видно из данных табл. 2, самым низким дыханием обладают стволики; дыхание корней выше в 5 раз, листьев — в 16 раз. По наблюдениям И. С. Малкиной [6] растения в нижнем ярусе леса синтезируют 10 *час* в сутки в течение 4 месяцев. Полученные Малкиной величины интенсивности фотосинтеза составляют 3,30—1,75—0,76 *мг* CO_2/*г* · *час* соответственно для участков с сомкнутостью крон 0,2—0,6—0,9 [7]. Эти величины соответствуют наблюдаемому фотосинтезу, т. е. разнице между истинным фотосинтезом и дыханием.

Таблица 2

Средняя интенсивность дыхания подроста дуба за V—IX 1963 г.

Орган		Дыхание	
		мгCO_2/*г* сутки	*мг*CO_2/*г* сезон
Листья	дневное	5,2	798
	ночное	2,5	390
Ствол		0,5	84
Корни		2,3	356

Для составления баланса нужно знать интенсивность фотосинтеза и дыхания, время действия каждого процесса и массу работающих органов [8]. Таким образом, для листьев следует учесть дыхание в течение 14 *час* за 153 дня, а для ствола и корней — за 24 часа в течение 153 дней (май—сентябрь). Рассчитанный таким образом баланс органического вещества представлен в табл. 3. Из-за сравнительной грубости методики и ряда допусков такой расчет следует считать лишь ориентировочным *.

* В настоящее время еще не предложено расчета баланса органического вещества, свободного от допусков. У нас они следующие: для растений из разных местообитаний принята одинаковая интенсивность дыхания, учтена только температурная зависимость дыхания, не приняты во внимание случаи повышенного ночного выделения CO_2 и нулевого газообмена — днем. Принято, что температура почвы в слое 0—15 *см* на 6° ниже температуры воздуха в приземном слое, что основано на непосредственных измерениях в лесу.

Таблица 3

Схематический баланс органического вещества у 6-летнего подроста дуба

Сомкнутость крон	Расход на дыхание за V—IX. 63 г. ($мгCO_2$)				Общий приход ($мг$ CO_2)	Расход (% от прихода)
	Листья	Ствол	Корни	Общий		
0,2	16400	1600	10000	28000	166000	17
0,6	1130	310	1800	3242	6100	53
0,9	234	76	750	1060	545	195

У растений контрольного участка (поляна) баланс устойчиво положительный — расход составляет 17% прихода. У подроста в окнах полога (сомкнутость крон 0,6) расход составляет половину прихода, у дубков в темных участках расход вдвое больше прихода, т. е. баланс резко отрицательный. Такое ухудшение баланса создается, с одной стороны, падением интенсивности фотосинтеза соответственно в 2 и 4 раза, с другой — перестройкой морфологии растения.

Чтобы выделить воздействие на баланс именно структуры растения, сохраним фактическую интенсивность фотосинтеза и общий вес растения и примем, что отношение веса органов у растений на всех участках будет такое же, как у контрольных (табл. 1: листья 47%, ствол 21%, корни 32%). Составим для этих воображаемых растений условную таблицу баланса (табл. 4) и убедимся, что в этом случае расход составил бы 32% у дубков в окне полога и 72% — в темных участках, т. е. всюду был бы положительным. Таким образом, одно только соотношение веса органов имеет большое значение для растения.

Таблица 4

Баланс органического вещества у дуба при условном соотношении веса органов за V—IX

Сомкнутость крон	Сырой вес ($г$)				Приход ($мг$ CO_2)	Расход ($мгCO_2$)				
	Общий	Листья	Ствол	Корни		Листья	Ствол	Корни	Сумма	% расхода от прихода
0,6	11,8	5,5	2,5	3,8	11550	2140	210	1350	3700	32
0,9	3,6	1,7	0,8	1,1	1550	660	67	390	1117	72

Но вернемся к фактическому положению. Если пересчитать баланс с углекислоты на углеводы, то окажется, что за май—сентябрь контрольные дубки удвоили свой вес (прибыль 83 $г$ или 93%), в окнах полога прибавили 1,7 $г$ (14%), в темных участках потеряли 0,3 $г$ (8% веса). Может показаться странным существование растений с отрицательным годовым балансом органического вещества. Однако и в самых темных участках леса развившийся за счет запасных веществ жолудя дубок достигает в первый год жизни примерно 20 $см$ в высоту. На другой же год прироста почти не образуется, зачастую наблюдается уменьшение диаметра стволика, и на третий—шестой год дубки отмирают из-за углеводного голодания.

Из приведенного материала можно сделать следующее заключение. Баланс органического вещества зависит от многих факторов. Для целенаправленного воздействия на баланс необходимо изучить все эти факторы в их взаимовлиянии. На примере работ [7, 9], а также данной статьи мы хотели показать, что уменьшение потока радиации много-

образно угнетает развитие подроста дуба: и через фотосинтез, и ухудшением морфологической структуры. Поэтому первым этапом борьбы за сохранение подроста дуба является его осветление.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ван дер Вин Р., Мейер Г., Свет и рост растений, Сельхозиздат, М., 1962.
2. Цельникер Ю. Л., Князева И. Ф., Акулова Е. А., сб. Световой режим, фотосинтез и продуктивность леса изд. «Наука», М., 1967.
3. Boysen-Jensen, P., Die Stoffproduktion der Pflanzen, Gustav Fischer Verlagsbuchhandlung, Jena, 1932.
4. Якшина А. М., Бот. ж., **51**, № 1, 1966.
5. Якшина А. М., Бот. ж., **50**, № 6, 1965.
6. Малкина И. С., сб. Стационарные биогеоценотические исследования в южной подзоне тайги, изд. «Наука», М., 1964.
7. Малкина И. С., Приходная часть баланса органического вещества древесного подроста в зависимости от световых условий выращивания, настоящий сб., стр. 348.
8. Иванов Л. А., Сб. работ по физиологии растений памяти К. А. Тимирязева, 1941.
9. Цельникер Ю. Л., Распределение ФАР на открытом месте и в лесу в зависимости от погоды, настоящий сб., стр. 344.

Н. Н. Выгодская

Лаборатория лесоведения АН СССР, Московская область

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В СЛОЖНОМ НАСАЖДЕНИИ

N. N. Vygodskaya

Forestry Laboratory, USSR Academy of Sciences, Moscow Region

THE RESULTS OF THE MEASUREMENT OF THE RADIATION CHARACTERISTICS IN COMPOUND PLANT COVER

Введение

Большое значение для лесоводов имеет изучение трансформации солнечной энергии в лесных ассоциациях, так как свет, по образному выражению Бека, — «это рычаг, которым лесовод изменяет течение процессов в лесу в желательную для него сторону». Решение проблемы рационального использования лесом лучистой энергии Солнца требует детального изучения поглощения и пропускания общего потока радиации как всем пологом, так и каждым ярусом в отдельности, ибо для создания оптимальных насаждений необходимо знать о распределении поглощенной радиации между элементами лесных ценозов.

В последнее десятилетие значительно расширился объем теоретических и экспериментальных работ по изучению радиационного режима внутри растительного покрова. Однако количество работ, посвященных изучению радиационного режима ярусов очень ограничено. Следует отметить работы М. И. Сахарова [1], Л. А. Иванова и сотрудников [2], отдельные сведения встречаются в статьях В. А. Алексеева [3].

В своих исследованиях мы поставили задачу изучить трансформа-

цию радиационных потоков в процессе развития снытево-осоковой дубравы от стадии одноярусного жердняка до перестойного 3-х ярусного древостоя. Работа носит экспериментальный характер.

В статье приводятся результаты анализа материалов по изучению радиационного режима в перестойной снытево-осоковой дубраве. Наблюдения проводились летом 1965 г. в Теллермановском опытном лесничестве (Воронежская обл.). Тип леса, выбранный для наблюдений, наиболее распространен в данном массиве и занимает 36% территории. Дубняк, ясеневый, снытево-осоковый (*Flaxineto — Quercetum aegopodioso — caricosum*) в возрасте 225—230 лет (II бонитет) характеризуется трехярусной структурой.

Измерения радиационных характеристик проводились по методике, которая была изложена на ленинградском совещании по вопросам биологической продуктивности наземных растительных сообществ в январе 1966 г. Данная методика обеспечивает получение информации о величинах компонент радиационного баланса по горизонтальному профилю над каждым ярусом. Мы рассматриваем опыт работы по этой методике как попытку избежать ошибок в измерениях за счет глазомерного выбора нерепрезентативных точек для наблюдений.

Анализ результатов

При обработке материала проводилось осреднение данных по горизонтальным профилям для одних значений высоты Солнца. Так в условиях ясной и малооблачной погоды для каждой градации $h_\odot$ обрабатывалось до 190 замеров, при пасмурной — 98—100. Анализ экспериментальных данных позволил получить осредненные величины радиационных характеристик для каждого яруса.

Расчеты радиационных характеристик проводились по следующей методике [4]:

$$B_0 = W_0 - E_0, \tag{1}$$

где

$$W_0 = Q_0 - R_0. \tag{2}$$

Для полога леса имеем следующие выражения:

$$B_1 = W_1 + E_1, \quad W_1 = W_0 - W_2, \quad E_1 = E_0 - E_2, \tag{3}$$

где Q_0 — суммарная радиация, поступающая к верхней границе леса, R_0 — отраженная всем деятельным слоем радиация, W_0 — коротковолновый баланс всего деятельного слоя, E_0 — длинноволновый баланс того же слоя, индекс 1 у символов обозначает величины, характеризующие потоки для полога леса, индекс 2 — под пологом.

Баланс W_1 можно также записать и как сумму потоков коротковолновой радиации для каждого яруса

$$W_1 = W^1 + W^2 + W^3, \tag{4}$$

где

$$\begin{aligned} W^1 &= Q_0 - Q^1 - R^1 + R^2, \\ W^2 &= Q^1 - Q^2 - R^2 + R^3, \\ W^3 &= Q^2 - Q^3 - R^3 + R_2. \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь Q^1 — суммарная радиация, проникшая через верхний ярус ко 2-му ярусу, Q^2 — суммарная радиация, проникшая через 2-ой ярус к подлеску, Q^3 — радиация, поступившая под полог, R_2 — отраженная радиация от почвы, травяного покрова, подстилки, R^1; R^2 и R^3 — отраженная радиация, измеренная непосредственно над каждым ярусом. (Так как третий древесный ярус выражен слабо (сомкнутость его 0,1)

и не оказывает существенного влияния на энергетические процессы внутри полога, при расчетах мы выделили 3 вертикальных зоны: верхний ярус, 2-й и 3-й яруса, зона подлеска.)

В таблице представлены суммы составляющих баланса коротковолновой радиации, средние за вегетационный период.

Составляющие баланса коротковолновой радиации
(*кал/см²* · сутки)

Компоненты баланса / Слои	*Q*	*R*	*A*	*W*	*p%* (коэффициент пропускания)	*γ%* (коэффициент поглощения)
Деятельный слой леса	463,6	77,7	16,7	385,9		83,3
Полог леса	463,6	77,7	16,7	356,9	10,2	77,1
Под пологом леса	47,1	18,0	38,3	29,1		6,3

Определяющим в балансе деятельного слоя является баланс полога, что закономерно при высокой сомкнутости древостоя. (На долю полога в поглощении суммарной радиации приходится более 80%.)

Следует отметить, что поглощение радиации пологом жердняка практически не отличается от указанного, однако в одноярусном древостое сомкнутый древесный ярус является доминантом в процессе поглощения. В сложном насаждении радиация внутри полога распределяется между вертикальными зонами, соответствующими числу ярусов. На рис. 1 изображена структура коротковолнового баланса внутри полога

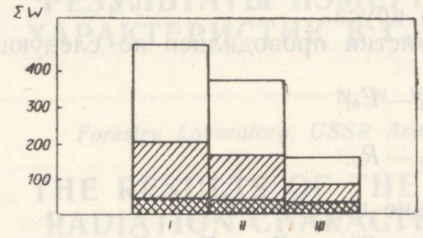


Рис. 1. Структура коротковолнового баланса ΣW (*кал/см²* · *мин*) внутри полога при различных условиях облачности.

при различных условиях облачности. В сложном насаждении (средние данные за вегетационный период) верхний ярус поглощает 44% от общего коротковолнового потока, 2-ой — 24%, подлесок — 10%. В пасмурную погоду коэффициент поглощения подлеска несколько возрастает при относительно стабильных коэффициентах верхних ярусов. Это возрастание объясняется тем, что основной состав подлеска составляют теневыносливые породы, хорошо усваивающие рассеянные потоки радиации. При этом при меньшей площади листьев на 1 *га* (более чем в 2 раза), каждый квадратный метр листовой поверхности 1 яруса поглощает почти в 3 раза больше радиации, чем та же единица площади листьев у нижних ярусов, т. е. большая поверхность листьев нижних древесных ярусов компенсирует недостаток радиации в этих зонах.

Характеристикой распределения падающей суммарной радиации между элементами деятельного слоя леса служит также величина альбедо. При полном развитии листовой поверхности средне-взвешенное значение интегрального альбедо снытево-осоковой дубравы составляет 16—17%, 2-ой ярус отражает несколько больше 20% падающей энергии, подлесок более 25%. Увеличение интегрального альбедо внутри полога леса вызвано наряду с другими факторами многократным доба-

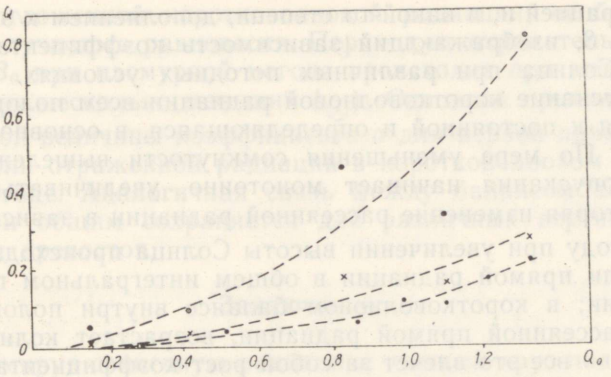


Рис. 2. Соотношение между приходящей энергией Q_0 и энергией, прошедшей к одному из ярусов Q.

вочным отражением от элементов кроны, увеличением доли рассеянной радиации в общем потоке, проникающей в полог леса.

На рис. 2 приведены кривые, характеризующие соотношение между приходящей энергией и энергией, прошедшей к одному из ярусов. Форма кривых, скорее всего, связана с характером изменения суммарной радиации с высотой Солнца. Естественно, что поток приходящей радиации к верхнему ярусу богаче прямыми лучами; по мере углубления в полог древостоя возрастает доля диффузных потоков радиации за счет добавочного рассеяния от элементов кроны и рассеяния отраженной радиации от подстилающей поверхности нижних ярусов. Зависимость диффузных потоков от высоты Солнца выражена слабее, что и вызывает в свою очередь, уменьшение кривизны функции. При пасмурной погоде, особенно при развитой облачности нижнего яруса, вид функций Q^1/Q_0; Q^2/Q_0; Q^1/Q_0 приближается к прямолинейному.

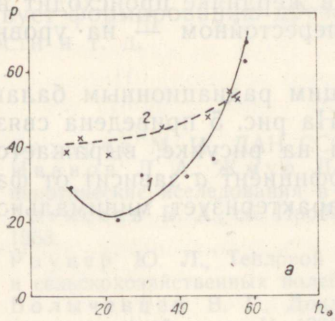


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания p (в %) от высоты Солнца $h_\odot$ при: *1* — ясной, *2* — пасмурной погоде.

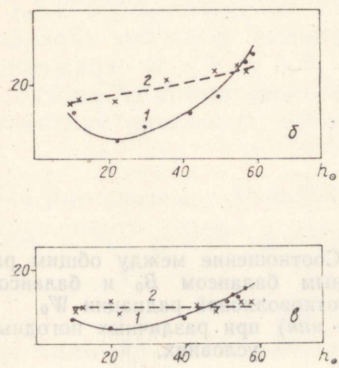
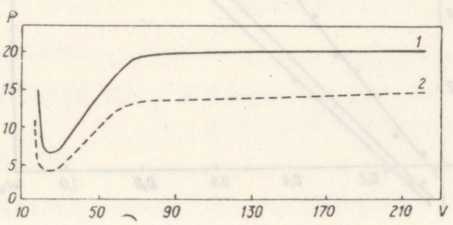


Рис. 4. Зависимость коэффициента пропускания p (в %) от возраста V (лет). Кривые: *1* — Q, *2* — $Q_{ФАР}$.



Иллюстрацией и, в какой-то степени, дополнением к этому процессу служит рис. 3, изображающий зависимость коэффициента пропускания от высоты Солнца при различных погодных условиях. В пасмурную погоду пропускание коротковолновой радиации всем пологом есть величина близкая к постоянной и определяющаяся, в основном, структурой насаждения. По мере уменьшения сомкнутости вышележащих ярусов функция пропускания начинает монотонно увеличиваться с высотой Солнца, повторяя изменение рассеянной радиации в зависимости от $h_{\odot}$. В ясную погоду при увеличении высоты Солнца происходит резкое возрастание доли прямой радиации в общем интегральном потоке падающей радиации; в коротковолновом балансе внутри полога увеличивается доля рассеянной прямой радиации, возрастает количество и размер бликов, — все это влечет за собой рост коэффициента пропускания на всех уровнях. Минимум пропускания в ясную погоду наблюдается при $h_{\odot}$ около 20—22°. Как следует из рис. 3 величина p для всех ярусов и всего полога в целом в пасмурную погоду до высоты Солнца 50—53° больше, чем пропускание при ясной погоде.

Коэффициент пропускания является очень характерным показателем для каждого древостоя. В процессе развития насаждения какого-либо типа происходит изменение формы, состава, сомкнутости насаждения и т. д. Максимум пропускания энергии, очевидно, приходится на 60—70 лет (рис. 4). В этом возрасте продолжается сильное изреживание древесного яруса, благодаря чему увеличивается интенсивность освещения под пологом. Позднее происходит дальнейшее расчленение древостоя на яруса, развитие подлеска. Коэффициент пропускания в спелом и перестойном древостое достаточно стабилен. Аналогичные данные получены и для ФАР, которая рассчитывалась по методике, предложенной Ю. Л. Цельникер с учетом количества просветов в пологе.

Сравнивая изменение коэффициента пропускания с высотой в древостое для стадии жердняка и перестойного насаждения следует отметить, что ослабление потока радиации вдвое в жердняке происходит на уровне 0,7 от общей высоты древостоя, в перестойном — на уровне $0{,}5H$.

Остановимся на соотношении между общим радиационным балансом и балансом коротковолновой радиации. На рис. 5 приведена связь между B_0 и W_0; зависимость, изображенная на рисунке, выражается семейством прямых типа $y = ax + b$, где коэффициент a зависит от фаз вегетации и условий погоды. Величина b характеризует минимальное

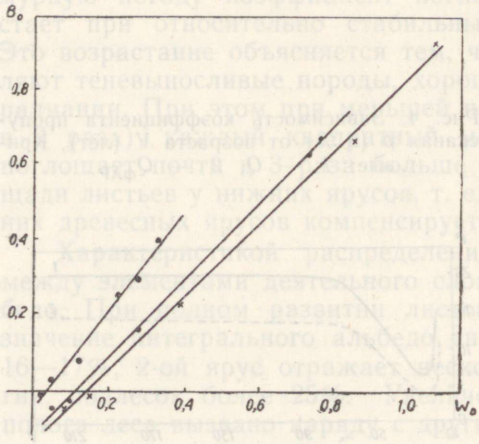


Рис. 5. Соотношение между общим радиационным балансом B_0 и балансом коротковолновой радиации W_0 ($кал/см^2 \cdot мин$) при различных погодных условиях.

количество поглощенной коротковолновой радиации, необходимое для установления лучистого равновесия. Переход от отрицательного к положительному B_0 при пасмурной погоде происходит при меньших значениях W_0 (и при несколько меньших $h_\odot$). Основной причиной возрастания абсолютной величины коэффициента a для первой прямой является увеличение доли отраженной радиации в коротковолновом балансе при пасмурной погоде. Аналогичная связь между балансом коротковолновых потоков и общим сохраняется для различных вертикальных зон внутри полога древостоя.

Заключение

Трансформируя солнечную радиацию, каждый ярус под своим пологом создает специфичный фитоклимат, изменяя температуру и влажность воздуха, биомассы и т. д. В этом фитоклимате развиваются нижерасположенные ярусы растительного покрова. Интенсивность профильтрованной пологом радиации сказывается на возобновлении пород. Естественное возобновление дуба в перестойной дубраве, рассматриваемого типа, неудовлетворительное. Подроста других пород значительно больше. В зеленой тени под пологом хорошо себя чувствует теневыносливый клен остролистный. Ясень — порода светолюбивая, но по своему возобновлению следует за кленом, благодаря лабильности. Свойство лабильности имеет большое хозяйственное значение при создании оптимальных сложных форм насаждения. Дуб, как порода, не отличается такой лабильностью. Для нормального развития подроста дуба до 7 лет [5] необходима освещенность не менее 20% от поступающего потока. В исследуемом насаждении при $p = 10{,}2\%$ самосев дуба страдает от затенения, хорошее возобновление наблюдается только в окнах. Если мы обратимся еще раз к формуле насаждения, то увидим, что каждый нижний ярус образуется породами, световая потребность которых не больше, чем у пород верхнего яруса. Таким образом, потребность пород в определенном количестве энергии способствует формированию древостоя определенного состава, формы, сомкнутости и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сахаров М. И., ДАН СССР, 62, № 5, 1948.
2. Иванов Л. А., Жмур Д. Г., Цельникер Ю. Л., сб. Стационарные биогеоценотические исследования в южной подзоне тайги, 1964.
3. Алексеев В. А., сб. Проблемы экологии и физиологии лесных растений, вып. 1, 1963.
4. Раунер Ю. Л., Тепловой и радиационный баланс естественной растительности и сельскохозяйственных полей, 1965.
5. Болычевцев В. Г., Докл. ТСХА, вып. 115, Агрохимия, почвоведение, физиология растений, часть II, 1965.

В. П. Рвачев, С. Г. Гуминецкий, В. К. Полянский
Черновицкий государственный университет

РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ЭЛЕМЕНТАМИ РАСТИТЕЛЬНОГО ПОКРОВА

V. P. Rvachov, S. G. Guminetsky, V. K. Polyansky
Tshernovitsy State University

SCATTERING OF THE POLARIZED LIGHT BY THE ELEMENTS OF PLANT COVER

Применение поляризованного света для изучения оптических характеристик светорассеивающих объектов позволило авторам работы [1] почти вдвое расширить предел, в котором результаты эксперимента совпадают с результатами расчета, по сравнению с методом, использующим естественный свет [2]. В основу упомянутого метода [1] положено допущение, что «поверхностная» компонента отраженного потока сохраняет состояние поляризации падающего света, тогда как «внутренняя» — полностью деполяризуется. Этот метод разделения компонент был использован для исследования структуры световых пучков, отраженных биологическими объектами (листьями растений), И. А. Шульгиным и др. [3—4]. Однако указанное допущение, на котором основывался данный метод, оказывается весьма приближенным, что обуславливает необходимость его уточнения.

Обоснование экспериментальной методики

Пусть на плоскую матовую поверхность (например, поверхность листа) (рис. 1, *а*) падает параллельный пучок плоскополяризованного света под углом β к нормали N. Состояние поляризации падающего пучка характеризуется азимутальным углом φ (угол между плоскостью падения и плоскостью колебания электрического вектора). Наблюдение проводится также в параллельных лучах под углом α к той же нормали. Рассматривая матовую поверхность как совокупность разнообразно ориентированных микроплощадок [2, 5], приходим к очевидному выводу, что в направлении α распространяются лишь лучи, отражаемые микроплощадками, ориентированными единственным способом. Если угол падения луча относительно нормали n_0 к микроплощадке обозначить через i, то как видно из рис. 1, *а*

$$\alpha + \beta = 2i. \tag{1}$$

Разложив световой вектор падающего пучка на нормальную (A_S) и тангенциальную (A_p) составляющие и применив формулы Френеля, нетрудно найти амплитуды составляющих A'_S и A'_p в отраженном пучке. Отношение этих компонент определяет ориентацию φ' плоскости колебаний электрического вектора в этом пучке. Выполнив указанные расчеты получим

$$\operatorname{tg}\varphi' = -\operatorname{tg}\varphi \cos(i-r)/\cos(i+r), \tag{2}$$

где угол падения i и угол преломления r связаны между собой инвариантом Снеллиуса

$$\sin i = n \sin r. \tag{3}$$

Выражение (2) характеризует поворот плоскости поляризации при

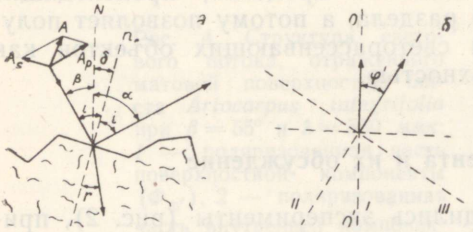


Рис. 1. Общая картина отражения поляризованного света от поверхности светорассеивающего объекта — *а*, расположение главной плоскости анализатора при исследовании структуры отраженного пучка — *б*.

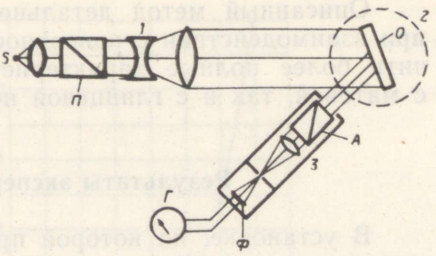


Рис. 2. — Схема измерительной установки: *1* — осветитель, *S* — источник света, *П* — поляризатор; *2* — гониометр, *О* — образец; *3* — приемник, *А* — анализатор, *Ф* — фотоумножитель; *Г* — гальванометр.

отражении поляризованного пучка как от матовой, так и от зеркально-гладкой поверхности (в последнем случае $i = \alpha = \beta$).

Общая картина отражения поляризованного света от поверхности светорассеивающего объекта может быть описана таким образом. Если световой вектор в падающем пучке ориентирован под углом φ к плоскости падения то: а) поверхностная компонента отраженного пучка ($\Phi_{\varphi'}$) остается поляризованной, но плоскость колебаний светового вектора повернется и окажется ориентированной под углом φ', определяемым уравнением (2); б) пучок, проходящий внутрь листа, полностью деполяризируется и лишь некоторая часть (Φ_0) этой внутренней компоненты, в результате взаимодействия с поверхностью раздела при выходе изнутри объекта, полностью поляризируется таким образом, что колебания светового вектора для нее будут происходить в плоскости падения; в) в отраженном пучке будет присутствовать также и полностью деполяризованная часть (Φ_*) внутренней компоненты. Таким образом, весь отраженный поток можно записать в виде суммы:

$$\Phi = \Phi_{\varphi'} + \Phi_0 + \Phi_*. \tag{4}$$

Описанную выше картину отражения можно иллюстрировать рис. 1, *б*. Здесь I — плоскость падения луча, совпадающая в нашем случае с плоскостью наблюдения; II — плоскость, образующая угол φ' с плоскостью I; III — плоскость нормальная к направлению φ'.

Если на установке, изображенной на рис. 2 и рассчитанной на измерение яркости B в отраженном пучке, осуществить три измерения при неизменном положении поляризатора, то показания прибора N_1, N_2 и N_3 при ориентации главной плоскости анализатора в плоскостях I, II и III (рис. 1, *б*) можно (учитывая пропорциональность величин B и Φ) записать соответственно так:

$$\begin{aligned} N_1 &= \Phi_{\varphi'} \cos^2 \varphi' + \Phi_0 + \Phi_*/2, \\ N_2 &= \Phi_{\varphi'} + \Phi_0 \cos^2 \varphi' + \Phi_*/2, \\ N_3 &= 0 + \Phi_0 \sin^2 \varphi' + \Phi_*/2. \end{aligned} \tag{5}$$

Решение системы уравнений (5), дающей значение искомых компонент отраженного потока в относительных единицах, имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_{\varphi'} &= (N_2 - N_1)/2 \sin^2 \varphi' + (N_1 - N_3)/2 \cos^2 \varphi', \\ \Phi_0 &= (N_1 - N_3)/2 \sin^2 \varphi' \cos^2 \varphi' + (N_3 - N_2) 2 \sin^2 \varphi', \\ \Phi_* &= (N_3 - N_1)/\cos^2 \varphi' + N_2 + N_3. \end{aligned} \tag{6}$$

Описанный метод детальнее учитывает процессы, происходящие при взаимодействии с поверхностью раздела, а потому позволяет получить более полные характеристики светорассеивающих объектов как с матовой, так и с глянцевой поверхностью.

Результаты эксперимента и их обсуждение

В установке, на которой проводились эксперименты (рис. 2), приемником служил фотоумножитель ФЭУ-19, сигнал которого подавался на оптическое отсчетное устройство УФ-206. При необходимости он усиливался измерительным усилителем постоянного тока. Показатель преломления исследуемых объектов, измеренный по углу Брюстера, для большинства листьев составлял $n = 1{,}4$. Угол падения β составлял 55°; азимутальный угол, характеризовавший состояние поляризации падающего пучка, имел значение $\varphi = 45°$. Величина азимутального угла в отраженном пучке определялась из выражения (2).

Следует отметить, что поляризованная компонента отраженного пучка (Φ_φ) отображает функцию распределения микроплощадок, которая может быть определена, таким образом, в пределах углов до 30°; это соответствует выводам А. П. Иванова и А. С. Топорца [1].

Структуру поверхностной компоненты в отраженном от листьев растений пучке детальнее можно изучить на объектах, не дающих внутренней компоненты. С этой целью было исследовано отражение от матовой поверхности черного стекла с $n = 1{,}52$, для которого внутренняя компонента практически не существует ($\Phi_i \leqslant 5 \cdot 10^{-3} \Phi_e$). Полученные при этом результаты свидетельствуют о том, что поверхностная компонента не полностью поляризована, а содержит в себе и деполяризованную часть, т. е.

$$\Phi_e = \Phi_{\varphi'} + \Phi_{e*}, \tag{7}$$

где

$$\Phi_{e*} = k\Phi_{\varphi'}. \tag{8}$$

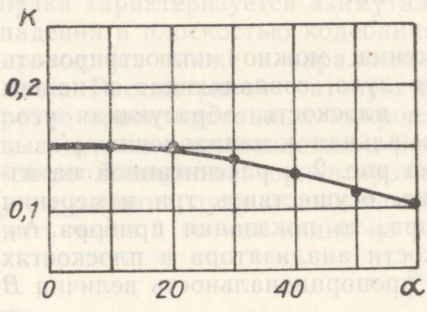


Рис. 3. — Деполяризация на поверхности черного стекла и матовых листьев с $\Delta h \approx 7$—9 *мк* при $\beta = 55°$.

Для матовой поверхности k может изменяться в некоторых пределах в зависимости от степени ее шероховатости и угла наблюдения (рис. 3). Для идеально гладкой поверхности $k = 0$. На основании изложенного, оценка величины внутренней компоненты Φ_i, приведенная в работах [1, 3, 4], кажется несколько завышенной. Точнее эту компоненту можно определить из следующего выражения:

$$\Phi_i = \Phi_* - k\Phi_{\varphi'}. \tag{9}$$

Значение коэффициента k зависит лишь от характера рельефа поверхности (при условии неизменного показателя преломления). Исследованное матовое черное стекло характеризовалось микрорельефом поверхности, подобным микрорельефу поверхности листа *Artocarpus integrifolia*.

Соответствующие измерения, проделанные по описанной выше методике на листьях этого растения, позволили представить отраженный (рассеянный) ими световой пучок в виде суммы четырех парциальных составляющих, изображенных на рис. 4.

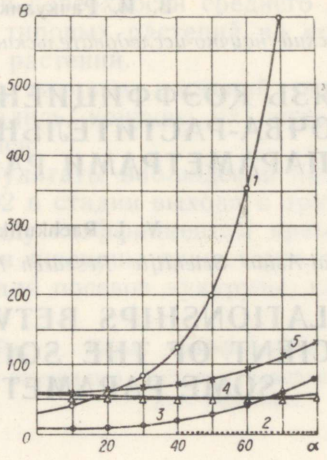


Рис. 4. Структура светового потока, отраженного матовой поверхностью листа *Artocarpus integrifolia* при $\beta = 55°$ и $\lambda = 550$ *ммк*: *1* — поляризованная часть поверхностной компоненты ($\Phi_{\varphi'}$), 2 — поляризованная часть внутренней компоненты (Φ_0), *3* — деполяризованная часть поверхностной компоненты (Φ_{e*}), *4* — деполяризованная часть внутренней компоненты (Φ_{i*}), *5* — деполяризованная часть всего отраженного листом потока (Φ_*).

Выводы

1. Описанный метод разделения в отраженном пучке удается успешно применить к живым объектам — листьям растений, имеющим как гладкую, так и шероховатую поверхность.

2. Исследуя явление отражения от листьев растений в поляризованном свете, можно разделить поляризованную и деполяризованную компоненты отраженного потока.

3. Поляризованную часть отраженного потока нельзя отождествлять с поверхностной компонентой; последняя содержит в себе некоторую долю деполяризованного света.

4. При отражении света от листьев растений при углах наблюдения до 40° можно пренебречь частичной поляризацией внутренней компоненты. При углах наблюдения больших 40° становится заметной частичная поляризация, возникающая в результате взаимодействия с границей раздела в процессе выхода луча наружу (см. рис. 4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. П., Топорец А. С., Журнал технической физики, **26**, 623 и 631, 1956.
2. Гершун А. А., Попов О. И., Труды ГОИ, **24**, вып. 143, 3, 1955.
3. Шульгин И. А., Хазанов В. С., Ржанова Т. Б., Научные доклады высшей школы, сер. биол. науки, № 3, 1962.
4. Шульгин И. А., Хазанов В. С., ДАН СССР, **141**, 1493, 1961.
5. Бугер П., Оптический трактат о градации света, изд. АН СССР, М., 1950.

В. И. Рачкулик, М. В. Ситникова

Среднеазиатский научно-исследовательский гидрометеорологический институт, Ташкент

СВЯЗЬ КОЭФФИЦИЕНТА ЯРКОСТИ СИСТЕМЫ ПОЧВА-РАСТИТЕЛЬНОСТЬ С НЕКОТОРЫМИ ПАРАМЕТРАМИ РАСТИТЕЛЬНОГО СЛОЯ

V. I. Rachkulik, M. V. Sitnikova

Central-Asian Scientific Research Hydrometeorological Institute, Tashkent

RELATIONSHIPS BETWEEN THE BRIGHTNESS COEFFICIENT OF THE SOIL-VEGETATION SYSTEM AND SOME PARAMETERS OF PLANT COVER

Анализ ранее полученных данных [1] показывает, что чем больше контраст пары почва — плотный растительный покров (покров, который полностью экранирует отражение от почвы), тем в большей мере проявляется связь между коэффициентом яркости системы почва-растительность и количеством надземной растительной массы.

При контрастах, больших 0,50 зависимость коэффициента яркости системы почва-растительность от количества надземной растительной массы можно приближенно выразить формулой (1) работы [1], полученной рядом авторов для дисперсных сред [3, 9]

$$R_{\text{п}\,p} = \frac{R_p[R_{\text{п}}R_p - 1] + [R_p - R_{\text{п}}]\exp(-\alpha EM)}{[R_{\text{п}}R_p - 1] + R_p[R_p - R_{\text{п}}]\exp(-\alpha EM)}, \qquad (1)$$

где $E = (1 - R_p^2)/R_p$, $R_{\text{п}p}$ — коэффициент яркости системы почва-растительный покров, $R_{\text{п}}$ — коэффициент яркости почвы, R_p — коэффициент яркости плотного растительного покрова, M — количество надземной растительной массы, приходящейся на единицу площади, α — постоянная величина. При этом средняя квадратичная ошибка в определении надземной растительной массы составляет $\pm$ (0,5—1) *ц/га* (в сухом весе), что для многих практических целей является достаточным. В дальнейшем были проведены опыты по выявлению зависимости коэффициента яркости посевов некоторых сельхозкультур от площади листовой поверхности. Коэффициенты яркости измерялись с помощью трубчатого фотометра с углом зрения 35°, в области спектра с эффективной длиной волны 628 *ммк*, в направлении нормали к исследуемой поверхности. Выбор указанного участка спектра обусловлен тем, что в нем контраст исследовавшихся пар почва-растительность достигает высоких значений (0,60—0,80).

Для облегчения определения площади листовой поверхности посевов была построена связь между площадью листа пшеницы и произведением его длины на ширину. Такая же связь была построена для листьев кукурузы и сахарной свеклы. Подобные связи получены ранее Польстером для ячменя [4]. Однако в конце периода кущения пшеницы, когда посев содержит большое количество листьев, определение площади листовой поверхности посева методом произведения длины на ширину листа является очень трудоемким. Поэтому в дальнейшем была построена связь между весом стебля пшеницы и площадью листьев на нем. По весу и числу стеблей с помощью этой связи определялась площадь листьев на фотометрируемом участке. Площадь листовой поверхности посевов хлопчатника определялась умножением количества растений на фотометрируемом участке на площадь листовой поверхности

среднего куста. За площадь листовой поверхности среднего куста принималась средняя площадь из 5—6 типовых растений на исследуемом участке, содержащем обычно 25—35 растений.

Площадь листовой поверхности типовых растений определялась следующим образом. Растения срезались, контуры их листьев наносились на бумагу и планиметрировались.

На рис. 1 точками нанесены результаты наблюдений над посевами озимой пшеницы Красная звезда 8702 в стадии выхода в трубку. Полученные данные показывают, что между коэффициентом яркости и площадью листовой поверхности посевов пшеницы существует связь. Аналогичная связь наблюдается также для посевов кукурузы, хлопчатника

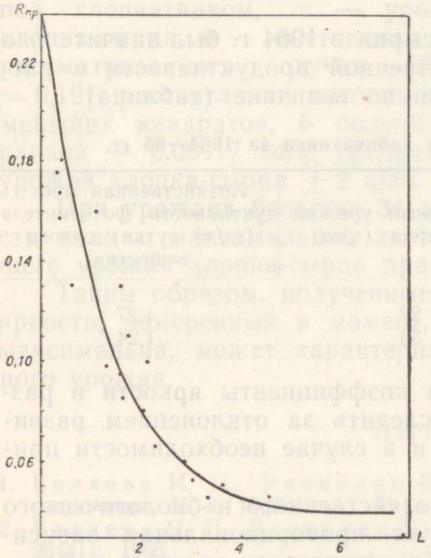
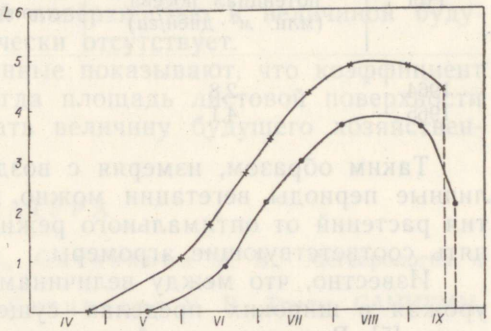


Рис. 1. Связь коэффициента яркости $R_{пр}$ с площадью листовой поверхности L посевов пшеницы.

Рис. 2. Ход роста площади листьев в посевах хлопчатника: × — 1965 г., ● — 1964 г.



и сахарной свеклы. Однако коэффициенты яркости посевов кукурузы, хлопчатника и свеклы зависят от высоты Солнца. Поэтому коэффициенты яркости этих посевов необходимо приводить к определенной высоте Солнца [2]. Если указанную связь (рис. 1) выразить формулой (1), в которой надземную растительную массу M заменить индексом листовой поверхности L, то постоянная α, найденная методом наименьших квадратов для пшеницы Красная звезда 8702 (*Fr. activum pasuob. graccum*) будет равна 0,0322, для хлопчатника 108 Ф — 0,0345, для кукурузы ВИР 42 — 0,0247; средняя квадратичная ошибка в определении площади листовой поверхности пшеницы $\sigma = \pm 0{,}4L$, посевов хлопчатника и посевов кукурузы $\sigma = \pm 0{,}2L$. Для посевов кукурузы и хлопчатника приводятся α и σ, соответствующие высоте Солнца 60°.

Существование связи между коэффициентом яркости посевов и площадью листовой поверхности позволяет проследить с воздуха за изменением листовой поверхности во времени и рассчитать фотосинтетические потенциалы посевов.

В 1964—65 гг. были проведены инструментальные авиаобследования хлопковых полей Среднеазиатского института механизации и электрификации сельского хозяйства (САИМЭ), общей площадью около 100 *га*. В задачу обследований входило измерение коэффициентов яркости хлопковых полей в различные периоды вегетации. Коэффициенты яркости определялись относительным методом с помощью трубчатых фотометров с углом зрения 35°, установленных на вертолете. За эталон принималось вспаханное поле площадью около 2 *га*. Яркость

пашни определялась каждый раз после облета двух-трех хлопковых карт (площадь каждой карты 5—10 *га*). Коэффициент яркости пашни определялся в дни полетов по наземным измерениям. Для измерений был выбран участок спектра с эффективной длиной волны 628 *ммк*.

В результате авиаобследования были построены графики нарастания площади листовой поверхности в различные периоды вегетации. На рис. 2 приведено такое построение для хлопковой карты № 20 САИМЭ за вегетационные периоды 1964 и 1965 гг. Поздний посев и недостаточное количество поливов в 1964 г. привели к тому, что хлопчатник имел менее развитую листовую поверхность и значительно меньший фотосинтетический потенциал, чем в 1965 г. Так урожай 1965 г. был сформирован в результате работы 4,1 млн. листодней, в то время как урожай 1964 г. — 2,8 млн. листодней.

В результате этого урожай хлопка-сырца в 1964 г. был значительно ниже, чем в 1965 г. Величины хозяйственной продуктивности в рассматриваемые годы оказались близкими по величине (таблица).

Сравнительные характеристики посевов хлопчатника за 1964—65 гг.

Год	Фотосинтетический потенциал посева (млн. $м^2$ · дней/*га*)	Хозяйственный урожай хлопка-сырца (*ц/га*)	Хозяйственная продуктивность фотосинтеза [(*г*/$м^2$ сутки) сухого вещества]
1964	2,8	22	1,27
1965	4,1	33	1,24

Таким образом, измеряя с воздуха коэффициенты яркости в различные периоды вегетации можно проследить за отклонением развития растений от оптимального режима и в случае необходимости принять соответствующие агромеры.

Известно, что между величинами хозяйственного и биологического урожая в широких пределах существует пропорциональная зависимость [5]. Величины хозяйственного и биологического урожаев в большой степени могут характеризоваться максимальными величинами площади листовой поверхности и надземной растительной массы посевов [6—8]. Поскольку отражательные свойства посева определяются площадью листовой поверхности (надземной растительной массой), то можно ожидать, что коэффициент яркости, измеренный в момент достижения посевом максимальной листовой поверхности, т. е когда биологический урожай в основном сформировался, будет характеризовать величину хозяйственного урожая. С целью проверки этого предположения в период с 1 по 17. VIII 1965 г. (когда хлопчатник имел максимальную площадь листовой поверхности) были проведены измерения коэффициентов яркости хлопковых полей Среднеазиатского института механизации и электрификации сельского хозяйства и опытного хозяйства «Малек». Общая площадь обследуемых полей около 1,5 тыс. *га*. Измерения проводились с вертолета МИ-1 относительным методом в области спектра с эффективной длиной волны 628 *ммк*.

Коэффициенты яркости почвы под хлопчатником в выбранном участке спектра находились в пределах 0,18—0,20. На рис. 3 приведены значения коэффициентов яркости хлопковых карт и соответствующие им величины урожая хлопка-сырца. Анализ полученных данных показывает, что в пределах урожая хлопка-сырца от 0 до 34 *ц/га*, между коэффициентом яркости хлопкового поля, с максимальной листовой поверхностью и величиной будущего урожая хлопка-сырца существует прямая зависимость, которую можно приближенно выразить следующей формулой:

$$R_{п,р} = R_п + bm,$$

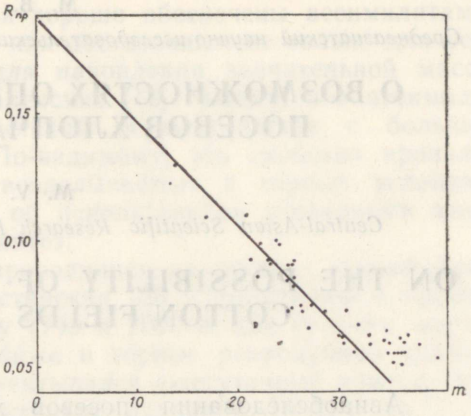


Рис. 3. Связь между коэффициентом яркости $R_{пр}$ хлопкового поля и величиной урожая хлопка-сырца m.

где $R_{пр}$ — коэффициенты яркости хлопкового поля с максимальной площадью листовой поверхности, $R_п$ — коэффициент яркости почвы под хлопчатником, m — урожай хлопка-сырца, b — постоянная для рассматриваемого случая ($R_п = 0{,}19$), рассчитанная методом наименьших квадратов, b получилась равной — 0,00417 *га/ц*, средняя квадратичная ошибка в определении урожая хлопка-сырца ± 2 *ц/га*.

При урожаях больших 34 *ц/га* связь между коэффициентом яркости поля с максимальной листовой поверхностью и величиной будущего урожая хлопка-сырца практически отсутствует.

Таким образом, полученные данные показывают, что коэффициент яркости, измеренный в момент, когда площадь листовой поверхности максимальна, может характеризовать величину будущего хозяйственного урожая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляева И. П., Рачкулик В. И., Ситникова М. В., Метеорология и гидрология, № 8, 1965.
2. Беляева И. П., Рачкулик В. И., Ситникова М. В., Труды САНИГМИ, 26(41), 1966.
3. Степанов Б. И., Изв. АН СССР, сер. физическая, **21**, № 1, 1957.
4. Von Polster, H., u. Reichenbach, Biologisches Zentralblatt, **77**, 3, 1958.
5. Ничипорович А. А., Строгонова Л. Е., Чмора С. И., Власова М. П., Фотосинтетическая деятельность растений в посевах, изд. АН СССР, М., 1961.
6. Насыров Ю. С., Труды Института ботаники АН ТаджССР, 60, 1956.
7. Устенко Г. П., сб. Фотосинтез и вопросы продуктивности растений, изд. АН СССР, М., 1963.
8. Чирков Ю. И., сб. Фотосинтез и вопросы продуктивности растений, изд. АН СССР, М., 1963.
9. Шифрин К. С., Труды ГГО, вып. 39(101), 1953.

Abstract

It is established that there exists a connection between the brightness coefficient of the soil-vegetation cover system and the leaf surface area of the plants.

Proceeding from this connection some problems of the determination of the state of the crops from the air are studied.

М. В. Ситникова

Среднеазиатский научно-исследовательский гидрометеорологический институт, Ташкент

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПОСЕВОВ ХЛОПЧАТНИКА С ВОЗДУХА

M. V. Sitnikova

Central-Asian Scientific Research Hydrometeorological Institute, Tashkent

ON THE POSSIBILITY OF DETERMING THE STATE OF COTTON FIELDS FROM HELICOPTER

Авиаобследования посевов хлопчатника, проведенные в 1964—65 гг. показали, что каждому полю, в зависимости от его состояния и фазы развития, соответствует определенный коэффициент яркости. Данные, полученные в результате авиаобследований, позволили проследить за накоплением биологического урожая и увеличением площади листовой поверхности хлопчатника во времени.

Исходя из связи между надземной биомассой и площадью листовой поверхности хлопчатника для обследованных полей были получены показатели чистой продуктивности фотосинтеза в различные фазы развития. Полученные данные позволили определить показатели фотосинтетической мощности посевов и рассчитать чистую и хозяйственную продуктивность фотосинтеза хлопчатника.

В. П. Беденко

Институт ботаники АН КазССР, Алма-Ата

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ НА ФОТОСИНТЕЗ В ПОСЕВАХ ЯРОВОЙ ПШЕНИЦЫ, ВОЗДЕЛЫВАЕМЫХ В ГОРНЫХ УСЛОВИЯХ

V. P. Bedenko

Kazakh Botanical Institute, Alma-Ata

UTILIZATION OF SOLAR ENERGY ON THE PHOTOSYNTHESIS IN SPRING WHEAT CROPS CULTIVATED IN MOUNTAINS

Работы по возделыванию культурных растений в ряде горных районов показали влияние специфических особенностей горного климата (интенсивность и спектральный состав солнечной радиации, режим температуры и влажности воздуха и почвы) на формирование высоких урожаев у картофеля и других овощных культур, а также высокой зерновой продуктивности у отдельных сортов пшеницы и ячменя [1—8]. Это явление связано, прежде всего, с тем, что фотосинтетическая деятельность культурных растений, интродуцируемых в различных по климатическим условиям высокогорных районах, в большинстве случаев повышается с высотой возделывания [3,9—13]. Отме-

чая тот факт, что горные растения хорошо обеспечены ассимилятами, количество которых оказывается у них достаточным не только для осуществления цикла жизни, но и для накопления значительной массы органического вещества, О. В. Заленский [12] считает, что ассимиляционная деятельность горных растений осуществляется с большей энергетической эффективностью. По-видимому, это свойство проявляется и у культурных растений, возделываемых в горных условиях. В связи с этим возникает вопрос об использовании последними энергии солнечной радиации на фотосинтез.

Исследования в этом плане проводились на посевах яровой пшеницы Эритроспермум 841 и Казахстанская 126 в предгорной и среднегорной зонах Заилийского Ала-Тау (740 и 1500 *м* над уровнем моря). В среднегорной зоне изучались также и горные репродукции указанных сортов. В течение вегетации учитывался ежесуточный приход суммарной Q и фотосинтетически активной радиации (ФАР) на 1 $м^2$ посева [14, 15]; подекадно определялись площадь листовой поверхности и накопление сухой биомассы на 1 $м^2$ посева [16, 17], теплотворная способность сухой биомассы растений [18]. Полученные величины позволили рассчитать коэффициенты использования Q и ФАР на фотосинтез за отдельные периоды и в целом за вегетацию [19].

Из данных табл. 1 следует, что оба сорта пшеницы, впервые высеваемые в горных условиях, развивают за вегетацию большую, в сравнении с предгорной зоной, потенциальную фотосинтетическую мощность посева, которая обеспечивает и большее накопление сухой биомассы. Вместе с тем с высотой возделывания наблюдается некоторое падение чистой продуктивности фотосинтеза. Это обстоятельство указывает на то, что фотосинтетическая активность листового аппарата с высотой возделывания существенно не изменяется и, следовательно, большее накопление сухого вещества связано с большей листовой поверхностью. В то же время, как показывают данные по калорийности листьев и общей биомассе растений, характер синтезируемых продуктов заметно смещается в направлении увеличения их восстановленности, что, наряду с большей биомассой, определяет и большую степень аккумуляции энергии. В результате наблюдается повышение коэффициентов использования Q и ФАР на фотосинтез с высотой возделывания несмотря на возрастание прихода Q и ФАР.

Повышение коэффициентов использования световой энергии на фотосинтез в горных условиях, видимо, во многом способствовало однозначному увеличению у обоих сортов общей и зерновой продуктивности. Величины коэффициентов использования были особенно велики в период вегетации, когда площадь листовой поверхности уже полностью сформировалась. Это значительно продлило время активной жизнедеятельности листового аппарата посевов в горных условиях. Следует отметить, что коэффициенты использования Q и ФАР на фотосинтез у сорта Эритроспермум 841 в предгорной и среднегорной зонах несколько выше, чем у Казахстанской 126.

Таким образом, у яровой пшеницы Казахстанская 126 и Эритроспермум 841, впервые высеваемых в среднегорной зоне, величины коэффициентов использования Q и ФАР на фотосинтез повышаются по сравнению с предгорной зоной.

Более высокие коэффициенты использования наблюдаются и у горных репродукций отдельных сортов пшеницы, причем условия радиационного режима в период вегетации существенно влияют на использование радиации посевами последних (табл. 2). В 1964 г., отличающемся повышенным приходом радиации за исследуемый период вегетации, у горных репродукций обоих сортов отмечается возрастание коэффициентов использования радиации по сравнению с контролем.

Таблица 1

Элементы фотосинтетической деятельности посевов пшеницы, возделываемых на разных высотах

Сорт	Высота посева (*м* над уровнем моря)	Потенциальная фотосинтетическая мощность посева (*м*² сутки)	Накопление сухой биомассы за период вегетации (*г*/*м*² посева)	Чистая продуктивность фотосинтеза (средняя за вегетацию) (*г*/*м*² сутки)	Теплотворная способность сухой биомассы (*кал*/*г*)	Аккумулированная энергия за период вегетации (*ккал*/*м*² посева)	Приход радиации за период вегетации (*ккал*/*м*² посева)		Коэффициент использования радиации на фотосинтез (% от упавшей)	
							ФАР	*Q*	ФАР	*Q*
Казахстанская 126	740	51	737	14,4	3852	2800	134000	295000	2,08	0,94
	1500	61	800	13,1	3972	3200	137100	360000	2,33	0,89
Эритроспермум 841	740	59	714	12,2	4014	2900	134000	295000	2,16	0,98
	1500	85	862	10,1	4096	3600	137100	360000	2,62	1,00

Элементы фотосинтетической деятельности горных репродукций пшеницы Таблица 2

Сорт	Высота возделывания в м над уровнем моря	Потенциальная фотосинтетическая мощность посева (тыс. м² сутки)	Накопление сухой биомассы за период вегетации (г/м² посева)	Чистая продуктивность фотосинтеза (средняя за вегетацию) (г/м² сутки)	Теплотворная способность сухой биомассы (кал/г)	Аккумулированная энергия за период вегетации (ккал/м² посева)	Приход радиации за период вегетации (ккал/м² посева)		Коэффициент использования радиации на фотосинтез (% от упавшей)	
							ФАР	Q	ФАР	Q
				1964 г.						
Казахстанская 126 (контроль)	1500	61	800	13,1	3972	3200	137100	360000	2,33	0,89
Казахстанская 126 1 год репродукции	1500	72	990	13,7	4095	4100	137100	360000	2,99	1,14
Эритроспермум 841 (контроль)	1500	85	862	10,1	4096	3600	137100	360000	2,62	1,00
Эритроспермум 841 1 год репродукции	1500	59	1060	18,0	4061	4400	137100	360000	3,20	1,22
Эритроспермум 841 2 года репродукции	1500	70	1140	16,2	3969	4500	137100	360000	3,28	1,25
				1965 г.						
Казахстанская 126 (контроль)	1500	108	586	5,4	4142	2500	50500	217000	4,95	1,14
Казахстанская 126 1 год репродукции	1500	112	533	4,7	4209	2300	50500	217000	4,55	1,06
Казахстанская 126 2 года репродукции	1500	102	596	5,8	4183	2600	50500	217000	5,14	1,19
Эритроспермум 841 (контроль)	1500	144	870	6,0	4057	3500	50500	217000	6,93	1,61
Эритроспермум 841 2 года репродукции	1500	122	570	4,6	4029	2300	50500	217000	4,57	1,06
Эритроспермум 841 3 года репродукции	1500	138	727	5,2	4128	3000	50500	217000	5,94	1,38

В 1965 г. в условиях пониженного прихода радиации у горных репродукций Эритроспермум 841 происходит заметное снижение коэффициентов использования, тогда как у Казахстанской 126 они близки к контролю. Вместе с тем следует отметить, что в условиях пониженного прихода радиации абсолютные величины коэффициентов использования ее у посевов контрольных растений и их репродукций значительно выше. Рассмотрим элементы фотосинтетической деятельности растений в связи с условиями радиационного режима.

При большем приходе радиации за вегетацию потенциальная фотосинтетическая мощность посева развивается в меньшей степени. Однако при этом листовой аппарат работает более эффективно, определяя высокие накопления сухой биомассы и чистой продуктивности фотосинтеза по сравнению с условиями меньшего прихода радиации. Теплотворная способность сухой биомассы у контроля и горных репродукций сорта Эритроспермум 841 почти не изменяется в зависимости от условий радиационного режима; у сорта Казахстанская 126 наблюдается возрастание величин калорийности биомассы при меньшем приходе радиации. Однако при больших различиях в накоплении сухой биомассы колебания в калорийности последней не оказывают существенного влияния на величину аккумулированной энергии. В результате, энергии, аккумулированные растениями за период вегетации в условиях большего прихода радиации, более высокие. Но, поскольку приход радиации велик, особенно ФАР, соответственно уменьшаются и величины коэффициентов использования радиации на фотосинтез.

Полученные данные показывают, что у исследуемых сортов пшеницы проявляются значительные сортовые различия по использованию радиации в горных условиях. Так у посевов Эритроспермум 841 коэффициенты использования ФАР и Q выше, чем у Казахстанской 126, что говорит о более продуктивном использовании радиации, особенно в условиях меньшего ее прихода.

Анализируемый материал позволяет сделать следующие выводы:

1. У сортов яровой пшеницы Эритроспермум 841 и Казахстанская 126, впервые возделываемых в среднегорной зоне, и их горных репродукций повышаются коэффициенты использования радиации на фотосинтез. Степень их повышения зависит от условий радиационного режима, складывающихся в горах в период исследований, и от сортовых особенностей растений.

2. В условиях бóльшего прихода радиации у горных репродукций обоих сортов происходит увеличение коэффициентов использования радиации на фотосинтез по сравнению с контролем. При уменьшении количества падающей радиации за исследуемый период вегетации у горных репродукций Эритроспермум 841 наблюдается снижение коэффициентов использования радиации, а у репродукций Казахстанская 126 этот показатель близок к контролю.

3. Более высокий коэффициент использования световой энергии на фотосинтез в среднегорной зоне, по-видимому, во многом способствовал увеличению у обоих сортов общей и зерновой продуктивности растений. Этот факт указывает на возможность использовать среднегорную зону Заилийского Ала-Тау для выявления и усиления потенциальных возможностей различных сортов пшеницы по их продуктивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бобров Л. Г., Баюнова З. Г., Картофель на юге Казахстана, Алма-Ата, 1963.
2. Виленская Р. М., Влияние природных условий различных вертикальных зон Заилийского Ала-Тау на рост, развитие и урожай некоторых сельскохозяйственных культур, диссертация, Алма-Ата, 1950.

3. Воробьева Ф. М., Труды Тебердинского государственного заповедника, вып. III, 1962.
4. Гурский В. А., Остапович Л. Ф., Соколов Ю. Л., Проблемы ботаники, VII, Вопросы биологии и физиологии растений в условиях высокогорий, изд. «Наука». М.—Л., 1965.
5. Логинов М. А., Насыров Ю. С., Труды отд. физиолог. и биофиз. растений АН ТаджССР, 3, Вопросы физиол. и биохимии культурных растений Таджикистана, 1964.
6. Малышев А. А., Труды Тебердинского госзаповедника, вып. III, 1962.
7. Удольская Н. Л., Биологические основы селекции яровой пшеницы, Алма-Ата, 1963.
8. Winkler, E., Veröff. Museum Ferdinandeum Innsbruck, **39**, 1959 (1960).
9. Глаголева Т. А., Филиппова Л. А., Проблемы ботаники, VII, Вопросы биологии и физиологии растений в условиях высокогорий, изд. «Наука», М.—Л., 1965.
10. Заленский О. В., сб. Вопросы ботаники, М.—Л., 1964.
11. Заленский О. В., Труды Бот. института им. В. Л. Комарова АН СССР, сер. IV, Экспериментальная ботаника, вып. 10, 1955.
12. Заленский О. В., Второе совещание по вопросам изучения и освоения флоры и растительности высокогорий, Тезисы докладов, Л., 1961.
13. Шакирова С. В., Изв. АН ТаджССР, отдел. биол. наук, № 1 (15), 1964.
14. Гуляев Б. И., Физиол. раст., **10**, вып. 5, 1963.
15. Янишевский Ю. Д., Актинометрические приборы и методы наблюдений, Гидрометиздат, Л., 1957.
16. Бегишев А. Н., Труды Института физиологии растений им. К. А. Тимирязева АН СССР, 8, вып. 1, 1953.
17. Ничипорович А. А., Изв. АН СССР, сер. биол., № 4, 1952.
18. Томмэ М. Ф., Методика определения калорийности кормов и веществ, М., 1956.
19. Ничипорович А. А., Строгонова Л. Е., Чмора С. Н., Власова М. П., Фотосинтетическая деятельность растений в посевах, изд. АН СССР, М., 1961.

Г. Н. Мартьянова

Институт географии СО АН СССР, Иркутск

А. А. Горшкова

Институт биологии СО АН СССР, Иркутск

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТЕПНЫХ ФИТОЦЕНОЗОВ ЗАБАЙКАЛЬЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ВНУТРИ НИХ

G. N. Martyanova

Institute of Geography, Siberian Section of USSR Academy of Sciences, Irkutsk

A. A. Gorshkova

Institute of Biology, Siberian Section of USSR Academy of Sciences, Irkutsk

STRUCTURAL PECULIARITIES OF STEPPE PHYTOCENOSIS OF BAIKAL AND THEIR RADIATION BALANCE

1. Особенности структуры фитоценозов раскрывают форму использования среды растениями. От структуры фитоценоза зависит количество радиации, проникающей внутрь его, а значит и его радиационный и световой режимы. Наблюдения за распределением радиационного баланса внутри травостоя проводились нами на степном стационаре Института географии Сибири и Дальнего Востока СО АН СССР. Отличительными чертами природных условий территории являются резкая континентальность климата, сочетающаяся с недостаточным увлажнением, широкое распространение вечной мерзлоты, обилие солнечного света (доля прямой радиации летом достигает 83%) и отрицательные среднегодовые температуры воздуха.

2. Исследования велись с помощью микробалансомера системы Б. А. Айзенштата с 10 июля по 24 августа 1965 г. через 2 часа (с 6 до 18 часов). Измерения производились вблизи поверхности травостоя и внутри него на высоте 6 *см* от поверхности почвы по 8 румбам.

Наблюдения проводились в четырех фитоценозах: пижмовой степи на вершине сопки, вострецово-ковыльной степи на южном склоне, красоднево-пижмовой на северном склоне, вострецовой с чией на террасе озера Большой Чиндант. Наблюдали по 3—4 ясных дня в каждом фитоценозе.

3. Особенностью структуры фитоценозов Забайкалья является их разреженность, небольшая видовая и экземплярная насыщенность на единицу площади. Общее проективное покрытие колеблется от 45 до 80%. Количество видов на 100 $м^2$ не превышает 36—57, на 1 $м^2$ — 20—25. Незначительное проективное покрытие приводит к слабой выраженности ярусов и небольшому их числу. По этим показателям степи Забайкалья в два-три раза беднее, менее насыщены по сравнению с луговыми Курскими степями. Большинство растений по своей экологии являются криоксерофитами. Вследствие крайне выраженных ксероморфных черт листовые пластинки растений сильно расчленены, очень мелки по своим размерам, имеют опушение и восковой налет.

4. Как показали наблюдения, суточный ход радиационного баланса внутри фитоценозов симметричен относительно полудня. Наибольший коэффициент пропускания (R_2/R_0), равный 0,85—1,00, отмечен в пижмовой степи на вершине и в красоднево-пижмовой на северном

склоне. Это связано с тем, что при общем проективном покрытии 60% индекс листовой поверхности составил только 1,0.

В вострецово-ковыльной степи южного склона коэффициент пропускания оказался равным 0,60—0,85, что также связано с площадью листовой поверхности, индекс которой в два раза больше, чем в фитоценозе северного склона.

5. Отдельные компоненты фитоценозов существенно различаются между собой по степени ослабления радиационного баланса. Большинство из них дают незначительное ослабление (например, для пижмы, вострец R_2/R_0 составляет 0,80—1,00).

Другие высокорослые виды с большой листовой поверхностью, как дернина чия и вострец на бутане северного склона, дают наибольшее ослабление радиационного баланса, R_2/R_0 соответственно составляет 0,10 и 0,40.

6. Диаграмма, построенная на основании данных по объему растений для каждого слоя в 5 *см* показывает, что в красоднево-пижмовой степи основное количество растительной массы находится в слое 0—15 *см*, а в вострецово-ковыльной — в слое 0—35 *см* от поверхности почвы. В этих же слоях происходит и наибольшее поглощение солнечной радиации. Выше количество растительной массы резко уменьшается, а коэффициент пропускания увеличивается.

Н. И. Никитинская

Ленинградская лесотехническая академия

О СПЕКТРАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ В ДНЕВНОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ НАД УРОВНЕМ МОРЯ В СВЯЗИ С ОСОБЕННОСТЯМИ ГОРНЫХ РАСТЕНИЙ

N. I. Nikitinskaya

Leningrad Forestry Academy

ON SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION IN THE DAYTIME ILLUMINATION ON DIFFERENT ALTITUDES IN CONNECTION WITH PECULIARITIES OF MOUNTAIN PLANTS

Не касаясь вопроса постановки задачи исследования влияния радиации на растения в общем виде, отметим, что на наш взгляд в опытах подобного рода всегда желательно учитывать спектральную освещенность в более широком диапазоне длин волн, чем это обычно делается. Такой учет существенен не только потому, что некоторые участки спектра не включаемые в ФАР (как например, область 290—315 *ммк*) могут оказывать значительное биологическое воздействие на растения, причем возможны какие-то оптимальные сочетания различных областей спектра [1, 2], но также и вследствие того, что радиация любого диапазона длин волн в значительной степени поглощается растениями и может изменять температурный фон, на котором будут протекать биохимические реакции в листьях растений. В подтверждение этого

можно привести примеры из опытов по выращиванию растений на искусственных источниках: при выращивании растений на лампах накаливания обычно совершенно невозможно обойтись без опускания этих ламп в кюветы с циркулирующей водой — в противном случае инфракрасная радиация лампы сожжет листья; вместе с тем опыты идут вполне успешно без водяных светофильтров, при отрицательных температурах воздуха [3] .

Эти примеры наводят на мысль о том, не создается ли в условиях Памира, т. е. в местности, которая многими рассматривается как совершенно особое место с точки зрения флоры, какой-то оптимальный температурный фон для фотохимических реакций в листьях растений? Ответить на этот вопрос да или нет — невозможно в связи с отсутствием необходимых данных о спектральном распределении энергии в суммарной радиации на разных высотах над уровнем моря и в разных высокогорных местностях, а также о температуре листьев, их транспирации и т. п., которые при этом создаются.

Ниже приводятся некоторые расчеты в пользу того, что распределение энергии в дневной освещенности не только на разных, но и на приблизительно одинаковых высотах в отдельных пунктах земного шара в некоторых случаях может заметно отличаться. Поэтому изложенное выше предположение о благоприятном температурном фоне листьев памирских растений не лишено оснований

Проведено сравнение довольно многочисленных результатов измерений спектральной прозрачности толщи атмосферы в горных и равнинных условиях. Эти данные с точки зрения исследования дневной освещенности в горах представляют существенный интерес, позволяют рассчитать спектральный состав прямой солнечной радиации. Если же учесть, что в горных районах вклад рассеянной радиации в суммарную, как правило, значительно меньше, чем в пунктах, расположенных на уровне моря, особенно в инфракрасной области спектра (где вклад неба вообще незначителен), то оказывается, что для этих районов замена суммарной радиации прямой радиацией Солнца в длинноволновых участках спектра, не связана со значительными погрешностями.

В табл. 1 приводятся ориентировочные расчеты возможных ошибок, связанных с заменой суммарной радиации прямой на основании

Таблица 1

Соотношение между рассеянной F_D и суммарной $I_\lambda \cos 60° + F_D$ радиацией Солнца в различных участках спектра при теоретическом подсчете суммарной радиации на уровне моря и на высоте 3 км

$\Delta\lambda$ (мк)	$F_D(I_\lambda \cos 60° + F_D)^{-1}$		$\Delta\lambda$ (мк)	$F_D = (I_\lambda \cos 60° + F_D)^{-1}$	
	$z = 0$	$z = 3$ км		$z = 0$	$z = 3$ км
0,29—0,30	0,0	0,0	0,74—0,79	22	17
0,30—0,32	86	62	0,79—0,84	17	14
0,32—0,34	77	55	0,84—0,86	19	16
0,34—0,36	70	50	0,86—0,99	13	10
0,36—0,38	64	45	0,99—1,03	16	14
0,38—0,40	58	42	1,03—1,23	11	8
0,40—0,44	51	37	1,23—1,25	13	11
0,44—0,48	43	32	1,25—1,38	6	3
0,48—0,52	37	28	1,38—1,50	5	3
0,52—0,56	33	25	1,50—1,53	5	3
0,56—0,60	29	23	1,53—1,54	4	2
0,60—0,64	26	21			
0,64—0,68	24	19			
0,68—0,70	23	18			
0,70—0,74	18	14			

данных работы [4] (табл. 2—4). В таблице I_λ и F_D — интенсивности прямой и рассеянной радиации, $I_\lambda \cos 60°$ — доля прямой радиации Солнца в суммарной радиации на горизонтальной площадке при $m = 2$. Расчеты произведены для τ_0 ($\lambda = 550$ *ммк*) $= 0{,}3$, содержания водяных паров в толще атмосферы $W = 2{,}1$ *см*, среднего содержания озона и $m = 2$ ($h_\odot = 30°$). Отношение $F_D/(I_\lambda \cos 60° + F_D)$ для высоты над уровнем моря $z = 3$ *км* заведомо завышено: ввиду отсутствия данных для F_D при $z = 3$ *км* пришлось пользоваться данными для уровня Земли.

Как следует из табл. 1, для стандартной атмосферы в области 0,30—0,32 *мк* доля неба в суммарной радиации на уровне Земли составляет 86%, соответственно для высоты над уровнем моря $z = 3$ *км* — приблизительно 62%, в области спектра 0,6—0,64 *мк* — около 26% и не более 21%, для 1,03—1,23 *мк* — 11% и не более 8% и, наконец, для 1,25—1,38 *мк* — 6% и не более 3%.

Таким образом, чем больше высота Солнца, выше пункт наблюдения, прозрачнее атмосфера и больше длина волны, тем больше оснований для того, чтобы пренебрегать долей неба в ориентировочных расчетах спектральной освещенности горизонтальной площадки. Особенно, если учесть при этом вообще сравнительно низкую точность измерений суммарной радиации.

Для того, чтобы сравнить спектральное распределение энергии в прямой солнечной радиации на разных высотах обработаны средние кривые спектральной прозрачности, полученные экспериментальным путем в 9 разных пунктах: пик Терскол — 2200 *м* и Ледовая база — 3700 *м* на Кавказе (45 и 35 дней наблюдений, главным образом в июле и августе [5], а также близкие к ним данные для этих же пунктов работы [6]), результаты измерений на горе Маунт Вильсон на высоте 1750 *м*, полученные за три года наблюдений [7], данные, полученные вблизи г. Алма-Ата [8] на высоте 1400 *м* (20 дней наблюдений, главным образом в сентябре месяце), а также результаты, опубликованные в [6], для гор Клаймекс и Сакраменто-Пик (3400 и 2800 *м*). Наконец, нами произведены собственные исследования спектральной прозрачности толщи атмосферы в 1962 г. на острове Сухо (Ладожское озеро) — 18 дней наблюдений в июле—августе и в двух пунктах на Памире в июле—августе 1963 г.: на высоте 2300 *м* в г. Хороге (Западный Памир) 18 дней наблюдений и на высоте 3800 *м* в поселке Чечекты

Таблица 2

Спектральная прозрачность толщи атмосферы p_λ и аэрозольная компонента прозрачности $p_\lambda{}^*$ на Ладожском озере
(среднее околополуденное значение за 18 дней VII—VIII 1962 г.),
на Памире г. Хорог 2300 *м* над уровнем моря
(среднее околополуденное значение за 18 дней VII—VIII 1963 г.)
и поселке Чечекты 3800 *м* над уровнем моря
(29. VII 1963 г.)

λ (*ммк*)	Ладожское озеро		Хорог		Чечекты	
	p_λ	$p_\lambda{}^*$	p_λ	$p_\lambda{}^*$	p_λ	$p_\lambda{}^*$
348	0,434	0,803	0,485	0,802	0,587	0,890
403	0,618	0,843	0,611	0,799	0,700	0,889
453	0,704	0,865	0,663	0,785	0,782	0,898
525	0,788	0,880	0,730	0,800	0,832	0,897
595	0,841	0,898	0,763	0,807	0,841	0,889
682	0,884	0,920	0,773	0,799	0,881	0,905
745	0,896	0,920	0,788	0,806	0,883	0,900
864	0,922	0,936	—	—	—	—
1005	0,934	0,941	0,803	0,809	0,891	0,896

(Восточный Памир) в дополуденные часы 29. VII 1963 г. Для определения коэффициентов спектральной оптической толщи атмосферы поселка Чечекты пришлось воспользоваться методом Бугера—Ламберта. В остальных случаях определялись внеземные значения радиации з различных узких спектральных участках для избранных устойчивых дней наблюдения и руководствуясь ими вычислялись мгновенные значения коэффициентов спектральной прозрачности для дней с переменными оптическими свойствами атмосферы. Методика этих исследований описана ранее [9, 10].

На рис. 1 приводятся кривые спектральной прозрачности для некоторых из упомянутых выше высокогорных пунктов. При построении кривых в некоторых случаях приходилось прибегать к экстраполяции, так как, к сожалению, большинство исследователей ограничивалось изучением только сравнительно узких участков солнечного спектра. Кроме того, не учитывалось влияние селективного поглощения парами

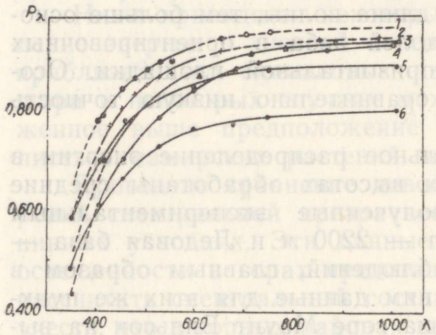


Рис. 1. Прозрачность атмосферы p_λ (%) в зависимости от длины волны λ (*мк*): *1* — Ледовая база 3700 *м*, *2* — Пик Терскол 2200 *м*., *3* — Алма-Ата 1400 *м*., *4* — Ленинградская область, остров Сухо, уровень моря, *5* — Чечекты, Восточный Памир 3800 *м*., 29. VII, *6* — Хорог, Западный Памир 2300 *м*.

воды и озоном в полосах Шаппюи. С этой целью вводились поправки в соответствии с работой [11]. При построении кривой *3* из работы [8] взяты данные только для некоторых участков спектра и затем использованы соответствующие средние значения. В частности, на этом рисунке имеются данные, полученные вблизи Алма-Ата (1400 *м*) и на Ледовой базе (3700 *м*). Они являются верхней и нижней границами литературных данных, касающихся значения p_λ, в высокогорных условиях.

Как видно из рис. 1, средняя кривая спектральной прозрачности, полученная в Хороге, ниже чем в Алма-Ата, несмотря на то, что пункт почти на 1000 *м* выше Астрофизической обсерватории Казахской ССР, расположенной вблизи города. Эта прозрачность столь низка, что начиная приблизительно с 400 *ммк* прозрачность на Ладожском озере оказывается в среднем выше чем на Памире. Ход кривых p_λ для Ладожского озера оказывается существенно отличным от хода кривых p_λ в других пунктах: на Ладожском озере много инфракрасной радиации (почти столько же, как в горах) и сильно ослаблена ультрафиолетовая область прямой солнечной радиации.

Анализ кривых рис. 1 показывает, что вид их определяется не только высотой пункта и замутненностью атмосферы, но и характером аэрозольного ослабления атмосферы. Аэрозольная компонента коэффициента прозрачности p_λ^* в горных условиях чаще всего не зависит от длины волны [5, 8], в том числе и на Памире. На Ладожском озере и вообще в Ленинградской области аэрозольное ослабление прямой солнечной радиации почти всегда следует закону $\lambda^{-\alpha}$, где α в среднем составляет 1,2. В результате оказывается, что значительное ослабление коротковолновых областей спектра в последнем пункте обусловлено, с одной стороны, сильным молекулярным ослаблением в соответствии

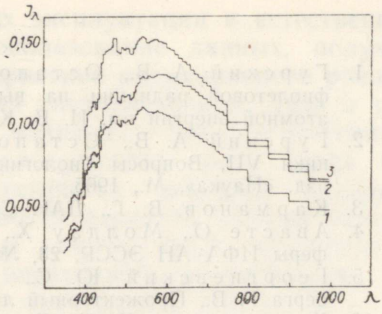


Рис. 2. Распределение энергии I_λ в спектре прямой солнечной радиации при $m = 2$: *1* — Хорог, *2* — Ладожское озеро, *3* — Пик Терскол.

с законом λ^{-4}, а с другой стороны, аэрозольным ослаблением в среднем в соответствии с законом $\lambda^{-1,2}$. По этой же причине в длинноволновых областях спектральные интенсивности радиации оказываются высокими.

Если считать аэрозольное ослабление горной атмосферы в среднем нейтральным, то отсюда следует, что спектральное распределение энергии в прямой солнечной радиации на равных высотах над уровнем моря должно быть одинаковым, но, конечно, сами энергии по абсолютной величине могут заметно отличаться. Пользуясь кривыми рис. 1 и данными работы [12] о распределении энергиии во внеземном солнечном спектре мы подсчитали среднее распределение прямой солнечной радиации в области 350—1000 *ммк* при $m = 2$ для трех пунктов: на Ладожском озере, на пике Терскол и в Хороге. Последние два пункта расположены практически на равных уровнях — 2200 и 2300 *м*. Результаты приведены на рис. 2, из которого видно, что все ординаты кривой, относящейся к пику Терскол почти в 1,5 раза выше, чем ординаты кривой для Хорога, а на Ладожском озере, как упоминалось, сильно занижена коротковолновая и завышена инфракрасная радиация. Реально ультрафиолетовой радиации в Ленинградской области, еще меньше за счет малой высоты Солнца над горизонтом и быстрого убывания этой высоты после летнего солнцестояния. Таким образом, оказывается, что растения, растущие на Памире (в Хороге) и других высокогорных районах (пик Терскол, гора Маунт Вильсон) находятся в различных радиационных режимах. На Памире в среднем приход лучистой энергии за счет прямой радиации Солнца в области 350—1000 *ммк* заметно меньше, чем в других горных районах (см. рис. 1). Знание спектрального состава прямой солнечной радиации, разумеется, совершенно не дает возможности сравнивать освещенность горизонтальной площадки в коротковолновых областях спектра, в частности в ультрафиолете, где доля неба может быть больше, чем доля Солнца. Поэтому из-за отсутствия соответствующих материалов мы принуждены отказаться от каких-либо сравнений в этих областях, хотя, принимая во внимание низкую в среднем прозрачность атмосферы на Памире, вряд ли можно ожидать, что содержание коротковолновых участков спектра в дневной освещенности завышено в этой местности по сравнению с другими горными районами, как это находят некоторые исследователи [1, 2].

Мы далеки, конечно, от мысли объяснять своеобразие памирской растительности особым распределением энергии в солнечном спектре, но изложенные факты, как нам кажется, наводят на мысль о необходимости более полно изучить тот режим, который задается растению в различных «естественных лабораториях светофизиологии». Особенно интересно, вероятно, изучить режим растений на Памире, которые иногда даже по внешнему виду не похожи на своих собратьев, обитающих в других местностях [1, 2, 12].

Результаты работы лишний раз подчеркивают насколько важны комплексные исследования при работе с растениями и правильный выбор схемы исследования, учитывающей их особенности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурский А. В., Остапович Л. Ф., Соколов Ю. Л., Влияние ультрафиолетовой радиации на высшие растения, отдельный оттиск, изд. Института атомной энергии им. И. В. Курчатова, 1961.
2. Гурский А. В., Остапович Л. Ф., Соколов Ю. Л., Проблемы ботаники VII, Вопросы биологии и физиологии растений в условиях высокогорий, изд. «Наука», М., 1965.
3. Карманов В. Г., ДАН СССР, **77**, вып. 5, 1951.
4. Авасте О., Молдау Х., Шифрин К. С., Исследования по физике атмосферы ИФА АН ЭССР, **23**, № 3, 1962.
5. Георгиевский Ю. С., Дривинг А. Я. и др. под редакцией Розенберга Г. В., Прожекторный луч в атмосфере, изд. АН СССР, М., 1960.
6. Кондратьев К. Я., Бадинов И. Я., Андреев О. В., Попова Л. В., Appl. Optics, **4**, No. 9, 1965.
7. Pettit, E., Astrophys. Journ., **91**, 159, No. 2, 1940.
8. Торопова Т. П. Изв. Астрофиз. института КазССР, вып. 6, 1958.
9. Никитинская Н. И., Труды ГГО, вып. 26, 1951.
10. Никитинская Н. И., Труды II Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике, Гидрометеоиздат, Л., 1961.
11. Vigroux, E. Ann. Phys., **8**, 709, 1953.
12. Проблемы ботаники VII, Вопросы биологии и физиологии растений в условиях высокогорий, изд. «Наука», М., 1965.
13. Johnson, F. S., Journ. of Meteorology, **11**, No. 6, 1954.

Abstract

Research on the influence of radiation on plants has so far been restricted to measuring photosynthetically active radiation only. But the absorption curve of a leaf includes other intervals of the spectrum as well. Thus the leaf temperature can vary according to the various quantities of radiation exercising no immediate biological influence. This results in changes in the cource of photosynthesis and related biological processes.

Calculations show the importance of taking these circumstances into consideration.

В. С. Хазанов

Всесоюзный научно-исследовательский светотехнический институт, Москва

Ю. Л. Цельникер

Лаборатория лесоведения АН СССР, Московская область

ИЗМЕРЕНИЕ ФОТОСИНТЕТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ РАДИАЦИИ В ЛЕСУ С ПОМОЩЬЮ ЛЮКСМЕТРА

V. S. Hazanov

All-Union Scientific Research Institute of Lightning, Moscow

J. L. Tselniker

Forestry Laboratory, USSR Academy of Sciences, Moscow Region

MEASUREMENT OF THE PHOTOSYNTHETICALLY ACTIVE RADIATION IN FOREST WITH AN ILLUMINATION-METER

Применение селективных приемников, в первую очередь люксметров, для измерения радиации под растительным покровом имеет большой практический интерес. Это связано как с широким распростране-

нием люксметров, так и с простотой их эксплуатации в естественных условиях. Однако непосредственное использование данных, полученных с помощью люксметра, для характеристики радиационного режима фотосинтетической деятельности растений затруднительно. Дело в том, что люксметр градуируется в световых единицах — люксах, учитывающих спектральную чувствительность человеческого глаза, тогда как ботаников интересует поток фотосинтетически активной радиации (ФАР). Поэтому, чтобы иметь возможность перевода данных измерений, выраженных в люксах, в единицы энергии ФАР, неоднократно предпринимались попытки вычисления переходного коэффициента, который получил название энергетического эквивалента люкса.

Такие эквиваленты приводятся А. Ф. Клешниным [1], И. А. Шульгиным [2], В. П. Рвачевым и соавторами [3], Б. И. Гуляевым [4] как для искусственных источников радиации, так и для естественного освещения на открытом месте при различных высотах Солнца и погодных условиях. Для естественного освещения под растительным покровом таких данных нет, так как до сих пор не было точных данных о спектральном составе радиации в этих условиях.

Мы сделали попытку рассчитать энергетические эквиваленты люкса для радиации, прошедшей сквозь полог лиственного или хвойного леса. Наряду с этим рассчитывался также энергетический эквивалент люкса для радиации на открытом месте, поскольку численные значения эквивалента, приводимого разными авторами, несколько расходятся.

Основой для расчетов послужили данные о спектральном составе радиации на открытом месте и в лесу, полученные с помощью фильтрового спектрофотометра. В спектрофотометре излучение воспринимается двумя сменными насадками, которые позволяют производить измерение среднесферической облученности и облученности горизонтальной поверхности. Обе насадки закреплены на тубусах, внутри которых расположены экранирующие диафрагмы. После тубуса свет проходит через сменные поглотитель и светофильтр, а затем попадает на катод фотоумножителя ФЭУ-27. Неселективные поглотители изготовлены из черненых металлических сеток с коэффициентами пропускания: 0,33; 1,0; 3,3; 10; 33%. Для выделения отдельных участков спектра в фотометре использованы интерференционные светофильтры с максимумами пропускания — 410; 442; 542; 626; 664; 710; 750 *ммк*. Питание фотоумножителя осуществляется от сухих батарей. Измерения проводились параллельно тремя приборами: спектрофотометром, люксметром Ю-16 и пиранометром Янишевского. Это позволило проверить результаты расчетов непосредственными измерениями и, кроме того, получить переходный коэффициент от интегральной радиации к ФАР и к люксам.

Объектами исследований служили чистые одноярусные древостои высотой 15—20 *м*. Измерения велись в ясную и малооблачную погоду только в затененных участках, где свет более всего изменен по составу, а также в пасмурную погоду с кучеводождевыми облаками. Измерения показали, что под пологом хвойного и лиственного леса спектральный состав радиации различен: у лиственных значительно сильнее выражена селективность пропускания радиации, особенно в области дальних красных лучей. Те же закономерности были отмечены ранее другими авторами [5—7].

Наряду с этим нами выявлена зависимость спектрального состава рассеянной радиации от ажурности полога леса: если под сомкнутым пологом преобладают дальние красные и зеленые лучи, то под ажурным возрастает доля синих лучей. Данные о составе радиации при высоте Солнца в 45° на открытом месте и под пологом пяти различ-

Относительная спектральная плотность радиации на открытом месте и в лесу и энергетический эквивалент люкса (K)

Место измерений	Открытое место	Липняк 7,3 **	Березняк 63,8	Дубняк 82,0	Дубняк 10,0	Ельник 13,0	Сосняк 50,0
Погода * / λ (*ммк*)	S_4B_3	S_4B_1	S_4B_3	S_4B_{1-2}	S_0B_{10}	S_4B_3	S_4B_2
380 ***	45	43	78	82	62	55	80
410	72	49	90	93	67	65	90
442	85	55	108	108	73	72	100
542	100	100	100	100	100	100	100
626	80	54	68	69	59	62	81
662	72	38	52	67	48	46	64
710	61	122	88	76	70	93	93
K, 10^{-6} *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$	5,70	5,82	5,84	5,89	5,73	5,80	5,89

* — S_4 — ясно, S_0 — пасмурно, B_0 — облака отсутствуют, B_{10} — небо сплошь покрыто облаками,

** — относительная площадь просветов в %,

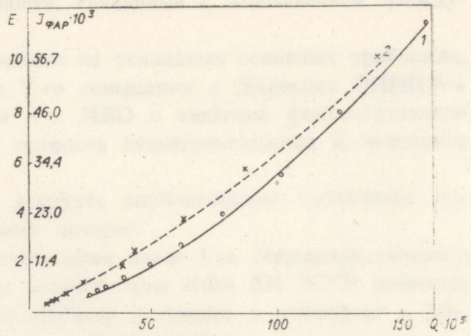
*** — экстраполировано.

ных древостоев представлены в таблице. В нижней строке таблицы приведены результаты расчета энергетического эквивалента люкса K для радиации в границах 380—710 *ммк*. Как видно из таблицы, расчет дает почти постоянную величину K для леса и для открытого места. Таким образом, оказывается возможным, применяя люксметр для измерения ФАР в лесу, использовать те же самые энергетические коэффициенты для перевода *лк* в *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$, что и на открытом месте.

В литературе не раз поднимался вопрос о применении для измерений вместо плоских сферических или полусферических приемников. Несомненно, что в ряде случаев сферические приемники имеют преимущество перед плоскими. Чтобы сопоставлять между собой данные, полученные с теми и другими приемниками, Б. И. Гуляев [8] дал формулу пересчета величины облученности горизонтальной поверхности на сферическую облученность. Мы попытались провести сопоставление спектрального состава радиации при измерении ее приемниками различной формы. Для этого при измерениях плоская насадка спектрофотометра периодически заменялась сферической.

Оказалось, что и на открытом месте и в лесу спектральный состав «среднесферической» и «горизонтальной» облученности различен: в «среднесферической» облученности на открытом месте преобладают длинноволновые лучи, в «горизонтальной» — спектр смещен к коротковолновой части. При измерении под пологом леса облученности с помощью сферической и плоской насадок установлено, что среднесферическая облученность характеризуется, по сравнению с горизонтальной облученностью, бо́льшим ослаблением синефиолетовых и красных лучей. Тем не менее вычисления энергетического эквивалента люкса для «среднесферической» облученности дают почти ту же величину, что и для облученности плоской горизонтальной поверхности. Различия в составе радиации, идущей с разных направлений, говорят о том, что световые условия фотосинтеза у верхних, нижних и боковых листьев могут быть неодинаковыми не только по количеству падающей на них радиации, но и по ее составу, и это может привести к разнокачественности продуктов фотосинтеза листьев с различным расположением [9, 10].

Наряду с изучением энергетического эквивалента люкса мы провели расчеты соотношений между интегральной облученностью и ФАР (выраженной как в *кал · см*$^{-2}$ · *мин*$^{-1}$, так и в *лк*).



Интенсивность ФАР и освещенность E под пологом лиственных и хвойных древостоев разной степени сомкнутости в зависимости от пропускания интегральной радиации Q: *1* — лиственные породы, *2* — хвойные породы. Измерения проводились в ясные и малооблачные дни при $h_{\odot} = 45°$.

Результаты расчетов, полученные на 36-ти пробных площадях, даны на графике. В отличие от энергетического эквивалента люкса, который оказался практически постоянным во всех пунктах исследований, соотношение между интегральной радиацией и ФАР оказалось в сильной степени зависящим от состава древостоя (лиственный или хвойный) и от ажурности полога. Пользуясь проведенным нами расчетом можно легко сопоставлять между собой данные, полученные при помощи пиранометра, люксметра или фотоинтегратора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клешнин А. Ф., Растение и свет, изд. АН СССР, М., 1954.
2. Шульгин И. А., Лучистая энергия и методы ее измерения в светофизиологии растений, изд. МГУ, М., 1962.
3. Рвачев В. П., Бердников В. Ф., Ващенко В. И., Физиология растений, **10**, 5, 1963.
4. Гуляев В. И., сб. Фотосинтез и продуктивность растений, изд. «Наукова думка», Киев, 1965.
5. Knuchel, H., Mitt. Schweiz. Ztschr. Forstl. Versuchswesen, Nr. 11, 1914.
6. Egle, K., Planta, **26**, H. 4, 1937.
7. Алексеев В. А., Проблемы экологии и физиологии лесных растений, I, изд. ЛТА, 1963.
8. Гуляев Б. И., Физиология растений, **10**, 5, 1963.
9. Воскресенская Н. П., Фотосинтез и спектральный состав света, изд. «Наука», М., 1965.
10. Белл Л. Н., Физиология растений, **13**, 1, 1966.

РЕЗОЛЮЦИЯ ШЕСТОГО МЕЖВЕДОМСТВЕННОГО СОВЕЩАНИЯ ПО АКТИНОМЕТРИИ И АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКЕ

1. Шестое Межведомственное совещание по актинометрии и атмосферной оптике, созванное Комиссией по радиации при секции метеорологии и физики атмосферы Межведомственного геофизического комитета АН СССР и Института физики и астрономии АН ЭССР (ИФА АН ЭССР) состоялось в г. Тарту 13—18 июня 1966 г. Организация совещания была возложена на ИФА АН ЭССР и осуществлялась Оргкомитетом: проф. К. Я. Кондратьев (председатель), зав. сектором Ю. К. Росс (зам. председателя), ученый секретарь О. А. Авасте (секретарь), проф. А. Я. Киппер, зав. лабор. М. С. Малкевич, проф. А. А. Ничипорович, проректор И. К. Таммеорг, доктор физ.-мат. наук Е. М. Фейгельсон, проф. М. Е. Швец, проф. К. С. Шифрин, зав. лабор. Ю. Д. Янишевский.

В совещании приняли участие 230 делегатов, представляющих 65 учреждений. Было заслушано и обсуждено 93 доклада. В прениях выступили 57 человек.

Заслушанные доклады дали хорошее представление о состоянии работ по актинометрии и атмосферной оптике в СССР, о разделах, где наша наука опережает зарубежные работы, а также об исследованиях, в которых мы отстаем. В выступлениях и дискуссиях были выяснены актуальные вопросы и перспективные направления развития актинометрии и атмосферной оптики.

Совещание обращает внимание руководителей учреждений на то, что ряд докладов повестки дня не состоялся из-за отсутствия докладчиков и что это помешало работе совещания и, в частности, заслушиванию других предложенных докладов.

2. Совещание отмечает, что в течение трех лет, прошедших со времени предыдущего совещания в июле 1963 г., исследования в области актинометрии и атмосферной оптики успешно развивались. Этому способствовало, в частности, развитие исследований по разработке оптических методов метеорологических измерений с ИСЗ, по распространению лазерного излучения и по биоактинометрии. Улучшилась также координация исследований и взаимная информация, чему способствовало, в частности, проведение Комиссией по радиации специальных совещаний:

а. По прозрачности атмосферы в ИК-области (Томск, июнь 1965 г.).

б. По учету радиации в прогнозе погоды (Тарту, февраль 1965 г.; Ленинград, ноябрь 1965 г.; Москва, апрель 1966 г.).

в. Всесоюзное сравнение балансомеров и пиргеометров (Тарту, март 1963; Ташкент, сентябрь 1963).

Кроме того, Гидрометслужба СССР организовала международные сравнения пиргелиометров в Ташкенте и пиранометров в Ленинграде, а также приняла участие в международном сравнении актинометрических радиозондов в США и ФРГ.

3. Вместе с тем совещание отмечает, что недостатки в организации исследований, отмеченные в Решении V-го совещания, сохранились и по сей день и обращает внимание исследователей на необходимость их преодоления. Совещание также отмечает, что к списку основных проблем, сформулированному на V совещании, который сохраняет свое значение и сегодня, должны быть добавлены:

а. Исследование распространения в атмосфере лазерного излучения.

б. Актинометрическое приборостроение, особенно в части разработки методов спектральных измерений.

в. Проблемы биоактинометрии, в частности, связанные с выполнением Международной биологической программы.

Совещание рекомендует сосредоточить усилия на указанных основных проблемах.

4. Совещание отмечает, что обращение V-го совещания к Дирекции ВНИИМ-а о восстановлении Лаборатории актинометрии и к МВО о введении факультативного курса атмосферной оптики в университетах остались безрезультатными и повторяет эти обращения.

5. Совещание считает целесообразным ускорить опубликование табличного материала исследований, представляющего общий интерес.

6. Совещание отмечает, что за время, прошедшее после I-го Межведомственного совещания в г. Тарту в 1957 г., лаборатория актинометрии ИФА АН ЭССР добилась больших успехов в области приборостроения, переноса излучения в атмосфере и биоактинометрии и заняла одно из ведущих мест в нашей стране.

7. Совещание просит Главную геофизическую обсерваторию организовать летом 1968 г. очередное, седьмое совещание по актинометрии и атмосферной оптике и поручает Комиссии по радиации подготовить повестку дня этого совещания. Совещание отмечает, что проведение заседаний симпозиумов по отдельным проблемам является удачным и рекомендует сохранить это и в дальнейшем. Совещание также поручает Комиссии по радиации провести в 1967 году специализированные совещания по рассеянию света в атмосфере и по прозрачности атмосферы для ИК волн. Совещание считает полезным работу межведомственного семинара по радиационному теплообмену в атмосфере — «Радиационный клуб» и рекомендует клубу в дальнейшей деятельности добиться лучшего контакта со специалистами по динамической метеорологии, а также сосредоточить внимание на главных задачах исследования радиационного теплообмена.

8. Совещание рекомендует дальнейшее укрепление и расширение контактов между Комиссией по радиации и Научным советом «Фотосинтез» АН СССР и просит оба органа составить программу исследований по биоактинометрии в рамках Международной биологической программы.

9. Совещание просит ИФА АН ЭССР взять на себя подготовку к печати трудов совещания, а Междуведомственный геофизический комитет организовать их опубликование.

Тексты докладов (не больше 10 стр.), подготовленные к печати по правилам издательства «Наука», должны быть представлены в ИФА АН ЭССР не позднее 15 июля 1966 г.

10. Совещание поручает Ю. К. Россу организовать подготовку информационных сообщений о совещании в «Изд. АН СССР, серия физика атмосферы и океана» и журналах «Оптика и спектроскопия» и «Метеорология и гидрология».

11. Совещание отмечает большую работу, проделанную ИФА АН ЭССР по подготовке и проведению настоящего совещания и выражает благодарность Дирекции и сотрудникам ИФА АН ЭССР, обеспечившим хорошие условия для работы совещания.

СОДЕРЖАНИЕ

I. симпозиум. Радиационный режим атмосферы Земли

К. С. Шифрин. Метеорологические исследования с ИСЗ и радиационные исследования атмосферы 7
М. С. Малкевич. Методы интерпретации радиационных измерений со спутников 7
В. П. Козлов. К вопросу о восстановлении высотного профиля температуры по спектру уходящей радиации 14
И. А. Горчакова, М. С. Малкевич. О влиянии некоторых физических параметров атмосферы на решение обратных задач 15
В. Г. Болдырев, Л. И. Копрова, Л. В. Медведева, Э. А. Яковлева. Использование статистических характеристик вертикальной структуры полей температуры и влажности при определении температуры подстилающей поверхности по радиационным измерениям со спутника 15
К. Я. Кондратьев, Е. П. Новосельцев, Н. Е. Тер-Маркарянц. Определение температуры подстилающей поверхности и облаков с метеорологических спутников Земли 21
Н. Е. Тер-Маркарянц, В. Ф. Жвалев, Л. Н. Гусева, Л. В. Муравьева. О возможности обнаружения облачности на ночной стороне Земли с метеорологических спутников 22
К. Е. Якушевская. О влиянии второстепенных факторов на угловое и спектральное распределение длинноволновой уходящей радиации 23
Л. М. Романова, Л. И. Копрова. Учет рассеянной радиации в надоблачном слое в полосе поглощения O_2 0,76 *мк* 23
В. И. Дробышевич. Связь статистических характеристик полей облачности и уходящей коротковолновой радиации 24
Г. В. Розенберг, А. Б. Сандомирский. Измерения высотного хода коэффициента рассеяния по яркости дневного горизонта, наблюдаемой с космического корабля 30
О. И. Попов, Е. О. Федорова, И. С. Решетникова, Е. Д. Шолохова, Г. И. Лобанова. Экспериментальные исследования спектров восходящего излучения в свободной атмосфере в диапазоне 2—6 *мк* 30
С. В. Ащеулов, К. Я. Кондратьев. Самолетные измерения собственного излучения Земли и атмосферы 31
А. К. Городецкий, А. С. Гурвич, А. В. Мигулин, Г. Ф. Филиппов. Изучение уходящей радиации в диапазоне 8—12 *мк* в самолета 34
М. Г. Коробов, Н. Г. Маркина, Л. А. Пахомова, Радиационные характеристики подстилающей поверхности и облаков по данным экспериментальных полетов на самолете ИЛ-18 в 1964—65 гг. 34
В. И. Кушпиль, К. Ф. Хазак. Измерения яркости Земли как планеты . . . 47
Г. Н. Костяной. Некоторые новые возможности использования актинометрических радиозондов 48
З. Ф. Белова, Г. Н. Костяной. Некоторые результаты работы сети актинометрического радиозондирования атмосферы в Советском Союзе 48
Н. А. Зайцева, Г. Н. Костяной. Пространственное распределение поля длинноволновой радиации по данным АРЗ 49
С. В. Ащеулов, К. Я. Кондратьев, Д. Б. Стыро. Исследование эмиссионных спектров противоизлучения атмосферы 50
К. Я. Винников. Некоторые вопросы интерпретации результатов измерений интегрального длинноволнового уходящего излучения на метеорологических спутниках Земли 59
Ю. А. Шафрин. Статистические характеристики озоносферы как источник дополнительной информации в спутниковой и наземной озонометрии 60
А. А. Дмитриев, Т. В. Евневич. Моделирование задачи определения температуры рек со спутников 66
Н. И. Бурангулов. Влияние уходящего излучения на орбиты ИСЗ 69
А. А. Дмитриев, Р. Г. Инджгиа. Расчет истинной яркости по сглаженной 70

II симпозиум. Радиация и погода

М. Е. Щвец. Потребность данных радиации в современном гидродинамическом прогнозе . . . 85
Е. М. Фейгельсон. Современное состояние данных о радиационном притоке и методы учета радиации в прогнозе . . . 85
Е. М. Фейгельсон. Длинноволновый радиационный приток в облачной атмосфере . . . 87
Л. В. Петрова, Е. М. Фейгельсон. Основные притоки тепла в облачных условиях и их влияние на развитие облачности . . . 88
М. Е. Швец, Л. Р. Дмитриева-Арраго, В. П. Мелешко, Б. Е. Шнеерров. Расчет радиационных притоков тепла применительно к многоуровенной схеме численного прогноза погоды . . . 88
Ф. Н. Шехтер. О расчете лучистого притока тепла . . . 89
О. А. Авасте. Приток тепла коротковолновой радиации в безоблачной и облачной атмосфере . . . 96
Г. Н. Гаевская. Радиационные потоки и лучистый приток тепла в облачной атмосфере . . . 102
К. Я. Кондратьев, Г. А. Никольский, Е. Н. Есипова. Радиационные потоки и компоненты ослабления прямой солнечной радиации с тропосфере и стратосфере . . . 109
С. В. Зверева. О поглощении солнечной радиации атмосферным водяным паром . . . 117
М. И. Юдин, Л. В. Руховец. Учет притоков тепла в малопараметрической прогностической модели . . . 121
Л. Н. Дьяченко, К. Я. Кондратьев. О сравнении расчетных величин баланса длинноволновой радиации атмосферы и его составляющих с результатами спутниковых и радиозондовых измерений . . . 122
К. Я. Кондратьев, Х. Ю. Нийлиск, Р. Ю. Ноорма. Результаты вычисления спектрального распределения радиационных притоков тепла в свободной атмосфере . . . 128
Н. П. Есакова. Использование радиационных характеристик и облачности в долгосрочном прогнозе температуры . . . 129
А. В. Ткаченко, Н. И. Гойса. Исследование влияния облачных слоев на распределение радиационных потоков в нижней тропосфере (до 6 *км*) . . . 130
Е. П. Новосельцев. Излучательная способность облаков различных ярусов 131
К. Я. Кондратьев, Ю. М. Тимофеев. Численный эксперимент по исследованию функций пропускания атмосферных газов . . . 131
Х. Ю. Нийлиск. К вопросу об уточнении расчетов теплового излучения в атмосфере . . . 137
Л. М. Градус, Х. Ю. Нийлиск, Е. М. Фейгельсон. Построение функции пропускания атмосферы для учета длинноволнового радиационного притока в задачах динамической метеорологии . . . 143
Ф. Н. Шехтер. К вопросу о зависимости функции пропускания от температуры источника излучения . . . 147
А. М. Броунштейн, К. В. Казакова. О зависимости интегральной функции пропускания от температуры черного излучения . . . 149
К. А. Таварткиладзе. К вычислению эффективного излучения . . . 150
С. П. Малевский, М. П. Тимофеев. Изучение водной поверхности в проблеме теплообмена вода-атмосфера . . . 153
Т. В. Кириллова. Альбедо водохранилищ . . . 154

III симпозиум. Актинометрические приборы

Ю. Д. Янишевский. Актинометрические приборы для сети и перспективы их развития . . . 161
В. Л. Гаевский, Ю. И. Рабинович, А. И. Решетников. Самолетная актинометрическая обсерватория . . . 162
Г. Н. Костяной, В. И. Шляхов. Результаты международных сравнений актинометрических радиозондов в 1965 г. . . . 162
А. К. Городецкий, А. М. Касаткин. Радиометр для определения температуры земной поверхности и облаков . . . 163
В. И. Сячинов, А. М. Касаткин. Сканирующий телефотометр . . . 166
Л. Б. Красильщиков. Определение спектральных характеристик двухлучевых радиометров . . . 168
Е. П. Новосельцев. Влияние фильтра на точность определения уходящего излучения . . . 168
А. А. Елисеев. К вопросу о возможности прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере . . . 169

Б. П. Козырев. Высокочувствительный неселективный пиранометр с черной приемной поверхностью и с ксеноновым наполнением 170
Б. П. Козырев. Компенсированный термоэлектрический балансомер с белой и блестящей приемными поверхностями, защищенными от воздушных потоков полусферами из КРС-5 178
Б. П. Козырев. Термоэлектрический фитопиранометр с полусферическими фильтрами из стекол БС-8 и КС-19 185
Б. П. Козырев, В. А. Бученков, Л. М. Василевская, А. И. Парамонов. Методы и результаты исследований параметров новых актинометрических приборов системы ЛЭТИ и покрытий поверхностей 193
Г. П. Фарапонова. Исследование радиационных термоэлементов, предназначенных для измерения радиационных потоков в атмосфере 202
Г. П. Фарапонова, Р. Г. Тимановская. Полевые испытния радиационных термоэлементов 212
А. М. Броунштейн, К. Д. Лебедева, С. И. Сивков. Влияние спектральных характеристик приемных поверхностей приборов на точность измерения радиационных потоков 218
В. А. Клеванцова, И. А. Покровская. О влиянии околосолнечной радиации на показания пиргелиометров с разными длинами трубок 226
Л. В. Гульницкий, А. И. Перевертун, Е. С. Сарсенбаев, Я. А. Фишер, Л. Ф. Ильина, Д. А. Уралбаев, М. П. Остяков. Абсолютные измерения основных актинометрических элементов 229
К. Д. Лебедева, С. И. Сивков, К. А. Фатеева, Ю. Д. Янишевский, Т. К. Ястребова. О сравнимости показаний пиранометров и балансомеров разных типов 230
М. А. Сулев. Методика и результаты градуировки балансомеров по длинноволновой радиации 238
Г. Е. Мамаенко, Н. Г. Стефанов, В. Д. Андреев. О результатах измерения температуры внутренних поверхностей двустороннего пиргеометра . . . 239
Д. А. Шкловер, Е. И. Незваль. Применение кремниевых фотоэлементов для измерения солнечной радиации 242
И. А. Шатунов. Система установок для измерения фотосинтетически активной радиации 243
Д. Н. Лазарев, Т. М. Фролова. К проектированию облучательных установок для изучения роста растений 244
В. В. Саханов, В. А. Саханова. Результаты сличения саратовского болометра Вьюшкова-Склярова со стокгольмским пиргелиометром Онгстрема № 569 248

IV симпозиум. Радиация и растительность

Ю. К. Росс. Современное состояние изучения радиационного режима растительного покрова 255
А. А. Ничипорович. Солнечная радиация и формирование высоких урожаев 261
Ю. К. Росс, Т. А. Нильсон. Математическая модель радиационного режима растительного покрова 263
Ю. К. Росс, В. А. Росс, Т. А. Нильсон, Х. Э. Мяги. Геометрическая структура некоторых посевов сельскохозяйственных культур и ее влияние на режим ФАР 281
Б. И. Гуляев. Данные о распределении ФАР в различных посевах и оценка влияния на продуктивность фотосинтеза 282
Ю. К. Росс, Х. Г. Тооминг. Ослабление прямой и суммарной радиации внутри посевов сельскохозяйственных культур и описывающие ее полуэмпирические формулы 283
С. С. Савина. Поглощение прямой радиации посевами кукурузы в зависимости от относительной площади листьев и высоты Солнца 288
Е. А. Буриков. Особенности радиационного режима растительного покрова в зависимости от его структуры 289
А. П. Ларин, С. И. Лебедев. Поглощение и использование солнечной энергии посевами при различных условиях произрастания 293
В. А. Росс. Применение методов математической статистики при изучении геометрической структуры посевов сельскохозяйственных культур 297
И. А. Шульгин. Спектральное распределение солнечной радиации в течение дня как фактор фотоморфогенеза растений 298
А. И. Будаговский, Ю. К. Росс, Х. Г. Тооминг. Вертикальное распределение потоков длинноволновой радиации и радиационного баланса в растительном покрове 299
Ю. Л. Раунер, Л. М. Ананьева. О радиационном балансе внутри естественных травостоев (по измерениям с помощью микробалансомера Б. А. Айзенштата) 308
Ф. А. Муминов. Радиационный режим и тепловой баланс хлопкового поля и урожай хлопчатника 309

С. П. Малевский. Температурный и радиационный режим орошаемых рисовых полей 314
Ф. Я. Сидько, И. А. Немченко, Н. С. Ерошин, В. Н. Белянин. К определению светового режима во взвесях микроводорослей 319
Ф. Я. Сидько, В. Н. Белянин, Н. С. Ерошин, Г. Ф. Береснев, И. А. Немченко. К теории фотосинтеза микроводорослей 326
К. А. Мокиевский, М. А. Рычкова. Зависимость фотосинтеза погруженной водной растительности от интенсивности проникающей радиации 331
Ю. Л. Раунер. Биометрические показатели лесной растительности в связи с изучением ее радиационного режима 335
Н. И. Руднев. Радиационный баланс некоторых типов леса лесостепной зоны и его связь с таксационными и биометрическими характеристиками древостоя 343
Ю. Л. Цельникер. Распределение ФАР на открытом месте и в лесу в зависимости от погоды 344
И. С. Малкина. Приходная часть баланса органического вещества древесного подроста в зависимости от световых условий выращивания 348
А. М. Якшина. Расходная часть баланса органического вещества у подроста дуба в зависимости от световых условий 353
Н. Н. Выгодская. Результаты измерений радиационных характеристик в сложном насаждении 356
В. П. Рвачев, С. Г. Гуминецкий, В. К. Полянский. Рассеяние поляризованного света элементами растительного покрова 362
В. И. Рачкулик, М. В. Ситникова. Связь коэффициента яркости системы почва-растительность с некоторыми параметрами растительного слоя 366
М. В. Ситникова. О возможностях определения состояния посевов хлопчатника с воздуха 370
В. П. Беденко. Использование энергии солнечной радиации на фотосинтез в посевах яровой пшеницы, возделываемых в горных условиях 370
Г. Н. Мартьянова, А. А. Горшкова. Структурные особенности степных фитоценозов Забайкалья и распределение радиационного баланса внутри них 376
Н. И. Никитинская. О спектральном распределении энергии дневной освещенности на разных высотах над уровнем моря в связи с особенностями горных растений 377
В. С. Хазанов, Ю. Л. Цельникер. Измерение фотосинтетически активной радиации в лесу с помощью люксметра 382
Резолюция Шестого Межведомственного совещания по актинометрии и атмосферной оптике 386

CONTENTS

I. Symposium. Radiation Regime of the Earth Atmosphere

K. S. Shifrin. Meteorological Investigations Made from Satellites and Radiation Investigations of Atmosphere 7

M. S. Malkevich. Methods of Interpreting Satellite Radiation Measurements 7

V. P. Kozlov. On Restoration of Temperature on the Spectrum of Outgoing Radiation 14

I. A. Gorchakova, M. S. Malkevich. Influence of Some Physical Parameters of Atmosphere on the Solution of Reverse Problems 15

V. G. Boldyrev, L. I. Koprova, L. V. Medvedyeva, E. A. Yakovleva. Use of Statistical Characteristics of the Vertical Profiles of Temperature and Moisture for Determination the Temperature of Underlaying Surface from Satellites Radiation Data 15

K. Y. Kondratiev, E. P. Novoseltsev, N. E. Ter-Markaryants. Determination of the Temperature of Unterlaying Surface and Clouds from Meteorological Satellites 21

N. E. Ter-Markaryants, V. F. Zvalyev, L. N. Gusseva, L. V. Muravyova. On the determination of Clouds at the Night Side of the Earth from Meteorological Satellites 22

K. E. Yakushevskaya. On the Influence of Secondary Factors to the Angular and Spectral Distribution of Long-Wave Outgoing Radiation 23

L. M. Romanova, L. I. Koprova. Consideration of Scattered Radiation in Upper Clouds Layer in Absorption Band O_2 0.76 μ 23

V. I. Drobyshevich. Relation of Statistical Characteristics of Cloud Fields to Outgoing Short-Wave Radiation 24

G. V. Rosenberg, A. B. Sandomirsky. Measurements of Altitude Variation of Scattering Coefficient by Sky Brightness of the Daytime Horizon Observed from the Space Ship 30

O. I. Popov, E. O. Fjodorova, I. S. Reshetnikov, E. D. Sholokhova, G. I. Lobanova. The Experimental Investigations of the Spectrum of Upward Radiation in Free Atmosphere in the Spectral Region 2—6 μ 30

S. V. Ashcheulov, K. Y. Kondratiev. Earth Surface and Atmosphere Radiation Measurements from Plane 31

A. K. Gorodetsky, A. S. Gurvich, A. V. Migulin, G. F. Filippov. Study of the Outgoing Radiation from Aeroplane in the Region 8—12 μ . . 34

M. G. Korobov, H. G. Markina, L. A. Pakhomova. Radiation Characteristics of Underlaying Surface and Clouds from the Experimental Flights on the Aeroplane Il-18 in 1964—65 34

V. I. Kushpil, K. F. Hazak. Brightness Measurements of the Earth as a Planet 47

G. N. Kostyanoy. Some New Possibilities in the Use of Actinometric Radiosondes 48

Z. F. Belova, G. N. Kostyanoy. Some Results in the Work of Actinometric Radio Soundings Set of Atmosphere in Soviet Union 48

N. A. Zaitseva, G. N. Kostyanoy. Spatial Distribution of Long-Wave Radiation Field Based on Actinometric Radio Soundings Data 49

S. V. Ashcheulov, K. Y. Kondratiev, D. B. Styro. Sky Emission Spectra Analysis 50

K. Y. Vinnikov. Some Problems of the Estimation of Results of Measurements of Integral Long Wave Outgoing Radiation from Meteorological Satellites 59

Y. A. Shafrin. Statistical Characteristics of the Ozonosphere as a Source for Additional Information in Satellite and Land Ozonometry 60

A. A. Dmitriev, T. Yevnevich. The Modelling of the Problem of Determining the Temperature of Rivers from Satellites 66

N. I. Burangulov. Influence of the Outgoing Radiation on the Orbit of the Artifical Satellite of the Earth 69

A. A. Dmitriev, R. G. Indzgia. The Calculation of the Real Brightness by Smoothened One 70

II Symposium. Radiation and Weather

M. E. Shvets. Need in Radiation Data in the Modern Hydrodynamical Forecast 85
E. M. Feigelson. The Present State of the Information on Radiation Flux Divergence and on Methods of Accounting Radiation in Weather Forecast . . 85
E. M. Feigelson. The Long-Wave Radiation Flux Divergence in Cloudy Atmosphere 87
L. V. Petrova, E. M. Feigelson. The Main Radiation Flux Divergences in Cloudy Conditions and Their Influence to the Evolution of Clouds 88
M. Y. Shvets, L. R. Dmitriyeva-Arrago, V. P. Meleshko, B. Y. Shneyerov. Calculation of the Radiation Flux Divergences Used in Multilevel Scheme of Numerical Weather Forecast 88
F. N. Shekhter. About Calculation of Radiative Inflow of Heat 89
O. A. Avaste. The Short-Wave Radiation Flux Divergence in Clear and Cloudy Atmospheres 96
G. N. Gayevskaya. The Influence of Clouds to the Radiation Flux Divergence in the Atmosphere 102
K. Y. Kondratiev, G. A. Nikolsky, E. N. Yesipova. Radiation Fluxes and the Extinction Components of Direct Solar Radiation in the Troposphere and Stratosphere 109
S. V. Zvereva On the Absorption of Sun Radiation in the Atmospheric Water Vapour 117
M. I. Yudin, L. V. Rukhovets. On the Radiation Flux Divergences in Low-Parametric Model 121
L. N. Dyachenko, K. Y. Kondratiev. Comparison of the Calculated Values of the Long-Wave Radiation Balance of the Atmosphere and Its Components with the Results of Measurements by the Use of Satellites and Radiosondes . 122
K. Y. Kondratiev, H. J. Niilisk, R. J. Noorma. Results of the Computations of Spectral Distribution of the Radiation Flux Divergence in the Free Atmosphere 128
N. P. Yesakova. Use of the Radiation Characteristics and Clouds in Long-Term Weather Forecast 129
A. V. Tkachenko, N. I. Goisa. Investigation of the Influence of Cloud Layers to the Distribution of the Radiation Fluxes in the Lower Troposphere (to 6 km) 130
Y. P. Novoseltsev. The Emissivity of Clouds of the Various Levels . . . 131
K. Y. Kondratiev, J. M. Timofeyev. Numerical Experiment on the Study of Transmission Functions of Atmospheric Gases 131
H. J. Niilisk. Some Problems of Accurating the Computations of Thermal Radiation in the Atmosphere 137
L. M. Gradus, H. J. Niilisk, E. M. Feigelson. Construction of the Transmission Function for Accounting the Long-Wave Radiation Flux Divergence in the Problems of Dynamical Meteorology 143
F. N. Shekhter. To the Problem of the Dependence of Transmission Function on Temperature of the Radiation Source 147
A. M. Brounstein, K. V. Kazakova. On the Dependence of Integral Transmission Function on the Temperature Black Radiation 149
K. A. Tavartkiladze. To the Computation of the Net Radiation 150
S. P. Malevsky, M. P. Timofeyev. Investigation of the Water Surface in the Problem of "Water-Atmosphere" Heat Exchange 153
T. V. Kirillova. The Albedo of Reservois 154

III. Symposium. Actinometric Apparatus

Y. D. Yanishevsky. Actinometric Instruments for Network and Their Perspective of Development 161
V. L. Gayevsky, Y. I. Rabinovich, A. I. Reshetnikov. Aerial Actinometric Observatory 162
G. N. Kostyanoy, V. I. Shlyakhov. Results of the International Comparison of Actinometrical Radiosondes 162
A. K. Gorodetsky, A. M. Kasatkin. Radiometer for Determing Temperature of Earth Surface and Clouds 163
V. I. Syachinov, A. M. Kasatkin. Scanning Telephotometer 166
L. B. Krasilshchikov. Determination of Spectral Characteristics of Double-Beam Radiometers 168
E. P. Novoseltsev. Influence of Filter on the Accuracy Determination of Terrestrial Radiation 168
A. A. Yeliseyev. On Possibility of Direct Measurement Radiation Convergence in Atmosphere 169

B. P. Kozyrev. High-Sensitive Non-Selective Xenon-Pilled Pyranometer with Black Receiving Surface 170
B. P. Kozyrev. Compensated Thermoelectrical Net Radiometer with White and Polished Receiving Surfaces Protected with KRS-5 Hemispheres 178
B. P. Kozyrev. Thermoelectrical Phytopyranometer with Hemispherical БС-8 and КС-19 Filters 185
B. P. Kozyrev, V. A. Buchenkov, L. M. Vasilevskaya, A. I. Paramonov. Methods and Results of Investigation of Parameters of New Actinometric Instruments and Receiving Surfaces Worked Out at Leningrad Electrotechnical Institute 193
G. P. Faraponova. Investigation of radiation thermoelements for Measuring Short and Long Wave Radiation Fluxes in the Atmosphere 202
G. P. Faraponova, R. G. Timanovskaya. Field Tests of Radiation Thermoelements 212
A. M. Brounstein, K. D. Lebedeva, S. I. Sivkov. Influence of Spectral Characteristics of Receiving Surfaces of Instruments on the Accuracy of Measuring Radiant Fluxes 218
V. A. Klevantsova, I. A. Pokrovskaya. On Influence of the Sun's Oreol Radiation on Readings of Pyrheliometers with Various Lenghts of Tubes . . 226
L. B. Gulnitsky, A. Y. Fischer, A. I. Perevertun, E. S. Sarsenbayev, L. F. Iljina, D. A. Uralbayev, M. Ostiakov. Absolute Measurements of Basic Actinometric Elements 229
K. D. Lebedeva, S. I. Sivkov, K. A. Fateyeva, Y. D. Yanishevsky, T. K. Yastrebova. Comparativity of Measurements Made with Different Types of Pyranometers and Net Radiometers 230
M. A. Sulev. Methods and Results of Long-Wave Calibration of Net Radiometers 238
G. E. Mamayenko, N. G. Stefanov, V. Andreyev. On the Resuits of Temperature Measurements Internal Surfaces of Double Net Radiometer . . . 239
D. A. Shklover, E. I. Nezval. Application of Silicium Photocells for Solar Radiation Measurements 242
I. A. Shatunov. Equipment for Measuring Photosynthetically Active Radiation 243
D. N. Lazarev, T. M. Frolova. Designing of Illumination Equipment for the Research of Plant Growth 244
V. V. Sakhanov, V. A. Sakhanova. Results of Comparison of the Vyushkov-Sklyarov Bolometric Pyrheliometer with Stockholm Ångström Pyrheliometer № 569 248

IV. Symposium. Radiation and Plants

J. K. Ross. The Present State of Investigation in the Radiation Regime of the Plant Cover 255
A. A. Nichiporovich. The Solar Energy and High Crop Capasity 261
J. K. Ross, T. A. Nilson. A Mathematical Model of Radiation Regime of the Plant Cover 263
J. K. Ross, V. A. Ross, T. A. Nilson, H. E. Mägi. The Geometric Structure of Some Crops and Its Influence on the Regime of Photosynthetically Active Radiation 281
B. I. Gulyayev Data on the Distribution of the Photosynthetically Active Radiation in Various Crops and Estimation of Its Influence on the Photosynthetical Productivity 282
J. K. Ross, H. G. Tooming. Extinction of Direct Solar and Global Radiation within the Crops and Semiempirical Formulas for Describing this Phenomenon 283
S. S. Savina. Absorption of Direct Solar Radiation in Corn Crops Depending on the Leaf Area Index and the Sun's Altitude 288
J. A. Burikov. The Peculiarities of the Radiation Regime of the Plant Cover Depending on Its Structure 289
A. P. Larin, S. I. Lebedev. Absorption and Utilization of the Solar Energy by Crops under Various Growth Conditions 293
V. A. Ross. Use of Statistical Methods in the Geometric Structure of Agricultural Crops Study 297
I. A. Shulgin. The Daily Course of Spectral Distribution of the Direct Solar Radiation as a Photomorphogenetic Factor of Plants 298
A. I. Budagovsky, J. K. Ross, H. G. Tooming. Distribution of the Long-Wave Radiation Fluxes and Radiation Balance in Plant Cover 299
J. L. Rauner, L. M. Ananyeva. On the Radiation Balance within Natural Plant Cover (On the Base of Measurements with Aisenstadt's Micro Net Radiometer) 308
F. A. Muminov. The Radiation Regime and the Heat Balance of the Cotton Field and the Productivity of the Cotton 309

S. P. Malevsky. The Temperature and Radiation Regime of Irrigated Rice Plantation 314
F. J. Sidko, J. A. Nemchenko, N. S. Yeroshin, V. N. Belyanin. On the Determination of the Radiation Regime in the Suspensions of Algae . . . 319
F. J. Sidko, V. N. Belyanin, N. S. Yeroshin, G. F. Beresnev, J. A. Nemchenko. To the Theory of the Photosynthesis of Algae . . . 326
K. A. Mokievsky, M. A. Rytshkova. Dependence of the Photosynthesis of Immersed Water Plants from Intensity of Penetrating Radiation 331
J. L. Rauner. Radiation Regieme and Biometric Characteristics of the Forest Vegetation 325
N. I. Rudnev. Radiation Balance of Some Types of Forests of the Forest-Steppe Zone and the Tariff and Biometric Characteristics of Forest 343
J. L. Tselniker. Distribution of Photosynthetically Active Radiation over Open Country and in the Forest Depending on the Weather 344
I. S. Malkina. Received Part of Balance of Organic Matter of Forest Juvenile Depending on the Light Conditions 348
A. M. Yakshina. Timber Fall of Juvenile Forest Depending on the Light Conditions 353
N. N. Vygodskaya. The Results of the Measurement of the Radiation Characteristics in Compound Plant Cover 356
V. P. Rvachov, S. G. Guminetsky, V. K. Polyansky. Scattering of the Polarized Light by the Elements of Plant Cover 362
V. I. Rachkulik, M. V. Sitnikova. Relationships between the Brightness Coefficient of the Soil-Vegetation System and Some Parameters of Plant Cover 366
M. V. Sitnikova. On the Possibility of Determing the State of Cotton Fields from Helicopter 370
V. P. Bedenko. Utilization of Solar Energy on the Photosynthesis in Spring Wheat Crops Cultivated in Mountains 370
G. N. Martyanova, A. A. Gorshkova. Structural Peculiarities of Steppe Phytocenosis of Baikal and their Radiation Balance 376
N. I. Nikitinskaya. On Spectral Energy Distribution in the Daytime Illumination on Different Altitudes in Connection with Peculiarities of Mountain Plants 377
V. S. Hazanov, J. L. Tselniker. Measurements of the Photosynthetically Active Radiation in Forest with an Illumination-Meter 382
Resolution of the Sixth Interdepartment Symposium on Actinometry and Atmospheric Optics 386

АКТИНОМЕТРИЯ И ОПТИКА АТМОСФЕРЫ

(Труды Шестого Межведомственного совещания по актинометрии и оптике атмосферы, июнь 1966 г., Тарту)

На русском и английском языках

Издательство «Валгус». Таллин. Пярнуское шоссе, 10.

Редактор Л. Рийвес
Художественный редактор А. Сяде
Технический редактор И. Вахтре
Корректоры Э. Биттер и Х. Кулль

Сдано в набор 9 I 1968. Подписано к печати 2 IX 1968. Бумага 70 × 108/16. Печатных листов 24,75 + 26 приложений. Условно-печатных листов 36,6. Учетно-издательских листов 32,3. Тираж 1200. МВ-00123. Заказ № 316. Типография им. Ханса Хейдеманна, Тарту, ул. Юликооли 17/19. II

Цена руб. 2.48

X
1B-3553

TÜ RAAMATUKOGU
1 0300 00863928 0

УДК 551.508.25

Методы и результаты исследований параметров новых актинометрических приборов системы ЛЭТИ и покрытий поверхностей. Козырев Б. П., Бученков В. А., Василевская Л. М., Парамонов А. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 193.

Приводятся методика и результаты исследования параметров новых актинометрических приборов ЛЭТИ: величины приемной площади, электросопротивления, интегральной чувствительности, отступлений от закона косинуса, отступлений от линейности между величиной сигнала и облученностью, коэффициента диффузного отражения белых и черных поверхностей, спектральной чувствительности. Рисунков 7. Библ. 15 назв.

УДК 551.508.25

Исследование радиационных термоэлементов (РТЭ), предназначенных для измерения коротковолновых и длинноволновых потоков радиации в атмосфере. Фарапонова Г. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 202.

Исследуются радиационные термоэлементы, разработанные в ЛЭТИ проф. Б. П. Козыревым. РТЭ обладают достаточной стабильностью; показания их в зависимости от мощности облучения линейны: чувствительность РТЭ увиолевых составляет в среднем 15 $мв/кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$ и РТЭ-КРС-5 10 $мв/кал \cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$; температурный коэффициент чувствительности для области температур от —20 до $+50^{\circ}$ C составляет в среднем 0,4 % на град; отклонение от косинусной характеристики в пределах углов от 0 до 85° не превышает 2—5 %. Рисунков 11. Библ. 5 назв.

УДК 551.508.25

Полевые испытания радиационных термоэлементов. Фарапонова Г. П., Тимановская Р. Г., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 212.

С помощью отдельных экземпляров РТЭ конструкции Б. П. Козырева можно получить составляющие радиационного баланса с достаточной надежностью. Большинство же РТЭ требует существенной доработки. Следует устранить такие недостатки как влияние коротковолновой радиации на показания РТЭ-КРС-5; недостаточно надежную герметичность баллона датчика. Рисунков 6. Библ. 6 назв.

УДК 551.501.721.

Влияние спектральных характеристик приемных поверхностей приборов на точность измерения радиационных потоков. Броунштейн А. М., Лебедева К. Д., Сивков С. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 218.

Для выявления вопроса о точности актинометрических измерений ГГО совместно с ЛЭТИ было произведено определение спектральных характеристик различных образцов черных и белых покрытий и приемных поверхностей пиранометров и балансомеров. Излагается методика и некоторые результаты оценки точности различных актинометрических приборов. Рисунков 9. Библ. 8 назв.

УДК 551.508.21

О влиянии околосолнечной радиации на показания пиргелиометров с разными длинами трубок. Клеванцова В. А., Покровская И. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 226.

Влияние околосолнечной радиации на показания пиргелиометров (П) Онгстрема с разными длинами трубок исследовалось экспериментально в зависимости от произведения фактора мутности по Линке T на оптическую массу по Бемпораду m. Даже небольшие изменения mT, при которых обычно проводится поверка П, вызывают ощутимое изменение в разности показаний П с разными длинами трубок, что свидетельствует о необходимости унификации углов отверстий П. Рисунков 3. Библ. 2 назв.

УДК 551.508.25

Абсолютные измерения основных актинометрических элементов. Гульницкий Л. В., Фишер Я. А., Перевертун А. И., Сарсенбаев Е. С., Ильина Л. Ф., Уралбаев Д. А., Остяков М. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 229.

Разработан и построен малоинерционный двойной радиометр ГП-2, позволяющий измерять и регистрировать все основные актинометрические элементы абсолютными методами с точностью, на порядок превышающей существующий в актинометрической практике измерений. Установлено, что ошибки абсолютных измерений не превышают: для прямой радиации ±0,002, для рассеянной радиации ±0,004, для радиационного баланса ±0,01 *кал/см² · мин*.

УДК 551.508.25

О сравнимости показаний балансомеров и пиранометров разных типов. Лебедева К. Д., Сивков С. И., Фатеева К. А., Янишевский Ю. Д., Ястребова Т. К., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 230.

Приводятся результаты сравнений пиранометров П3 × 3 Янишевского, Дирмхирн, Молля-Горчинского, Эппли и балансомеров Шульце, Функа, Кью и М10 Янишевского. Рисунков 5.

УДК 551.501.721

Методика и результаты градуировки балансомеров по длинноволновой радиации. Сулев М. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 238.

На основе полученного узкоугольным приемником распределения длинноволнового излучения атмосферы методом численного интегрирования определяется поток на горизонтальную поверхность. Найденное таким путем значение потока длинноволновой радиации используется для градуировки балансомеров. Приведены некоторые результаты градуировки балансомеров Янишевского, Курвуазье и Шульце.

УДК 551.508.25

О результатах измерения температуры внутренних поверхностей двустороннего пиргеометра. Мамаенко Г. Е., Стефанов Н. Г., Андреев В. Д., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 239.

Приводятся данные о температуре черного тела (ЧТ) и разности температур ЧТ и внутренних поверхностей балансомеров при обдуве и без обдува в модели двустороннего пиргеометра Укр.НИГМИ, изготовленной в Институте прикладной геофизики. Библ. 6 назв.

УДК 551.508.25

Применение кремниевых фотоэлементов для измерения солнечной радиации. Шкловер Д. А., Незваль Е. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 242.

Исследования фотометрических характеристик кремниевых фотоэлементов (КФ) показали, что они отличаются высокой чувствительностью, линейностью световой характеристики, хорошей стабильностью и малым температурным коэффициентом. Разработан и изготовлен прибор для измерения спектра прямого солнечного излучения в области спектра 0,4—1,2 *мк*, использующий КФ с набором интерференционных фильтров. Результаты измерений подтвердили целесообразность применения КФ в актинометрии.

УДК 551.508.25

Система установок для измерения фотосинтетически активной радиации. Шатунов И. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 243.

Эталонная установка состоит из интегрирующей сферы, диска с фильтрами для измерения раздельно в участках спектра 300—380, 380—535, 535—620, 620—710, 710—3000 *ммк*, ФЭУ-51 и электронного потенциометра ЭППВ-60. Полевой регистратор ФАР состоит из интегрирующей сферы, диска с фильтрами, ФЭУ-51 и шлейфового осциллографа Н—700. Питание — от аккумуляторов 27 *в*. Градуировка осуществляется с помощью актинометра АТ-50 с фильтрами.

УДК

К проектированию облучательных установок для изучения роста растений. Лазарев Д. Н., Фролова Г. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 244.

Излагаются принципы конструкции осветительных установок с ксеноновыми лампами. Рекомендуется поглощать избыток ультрафиолетовой радиации с помощью органического стекла СТ-1, а избыток инфракрасного излучения — комбинацией теплозащитного фильтра СЗС, слоя воды и интерференционного светоделителя. Рисунков 7. Библ. 9 назв.

УДК 551.508.21

Результаты сличения саратовского болометра Вьюшкова-Склярова со стокгольмским пиргелиометром Онгстрема № 569. Саханов В. В., Саханова В. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 248.

Проведено 14 серий определения постоянной болометра ПБ-1м по показаниям пиргелиометра № 569. Расчетная постоянная болометра занижена по сравнению с экспериментально определенной на 5,7%. После улучшения конструкции болометрический пиргелиометр можно использовать для определения переводных множителей относительных актинометрических приборов. Рисунков 1. Ббил. 7 назв.

УДК 581.132 + 551.586

Современное состояние изучения радиационного режима растительного покрова. Росс Ю. К., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 255.

Обзорная статья. Отмечается три стороны радиации в жизнедеятельности растительного покрова (РП):

1. Тепловой,
2. Фотосинтетический и
3. Фотоморфогенетический эффект радиации в процессе роста и развития. Начинается с ультрафиолета, охватывает видимую область и небольшую часть близкой инфракрасной области, оканчиваясь около 0,75 *мк*.

Радиационный режим растительного покрова (РП) определяется следующими четырьмя факторами:

1. Спектральный состав и пространственная структура падающей на РП радиации Солнца и неба,
2. Оптические свойства подстилающей поверхности под РП.
3. Оптические свойства элементов РП и
4. Геометрическая структура (размеры, форма, местонахождение и пространственная ориентация элементов биомассы).

УДК 581.132

Солнечная радиация и формирование высоких урожаев. Ничипорович А. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 261.

Обзорная статья. Показано, что вся работа по повышению урожайности должна быть строго подчинена принципу формирования фотосинтезирующих систем (посевов, насаждений), способных наилучшим образом использовать приходящую энергию солнечной радиации с наиболее высокими коэффициентами полезного действия света. Для этого необходимо:

1. Иметь точные данные о приходах в разных зонах энергии фотосинтетически активной части радиации.
2. Уточнить теоретически возможные коэффициенты использования энергии солнечной радиации на фотосинтез и формирование урожаев.

По современным представлениям это 4—5% от приходящей за время вегетации энергии ФАР, причем средние массовые коэффициенты составляют 0,5—1,5%.

3. Уточнить необходимую для этого обеспеченность посевов и насаждений водой и минеральным питанием, а также уточнить необходимые показатели фотосинтетической деятельности.

УДК 581.132 + 578.087.1

Математическая модель радиационного режима растительного покрова. Росс Ю. К., Нильсон Т. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 263.

Радиационное поле внутри растительного покрова разделяется на 4 компоненты:

1. Часть прямой радиации Солнца, которая доходит до данного уровня z без взаимодействия с листьями

$$S(z, r_\odot) = S_0(r_\odot) \exp\left[-\sec\vartheta_\odot \int_z^{z_0} u(z')\, G(\ldots, r_\odot)\, dz'\right], \qquad (*)$$

где $S_0(r_\odot)$ — плотность падающего на растительность потока прямой радиации Солнца, $r_\odot = (\vartheta_\odot, \varphi_\odot)$ — координаты Солнца, $u(z)$ — плотность площади биоэлементов и $G(z, r_\odot)$ — функция эффективной площади биоэлементов в направлении $r_\odot$.

2. Часть потока рассеянной радиации неба $D(z)$, которая доходит до данного уровня z без взаимодействия с листьями, определяемая интегрированием формулы (*) (с умножением на $\cos\vartheta_\odot$) по направлению $r_\odot$. В частном случае равномерного распределения листовых нормалей ($G = 1/2$) и при изотропном небе

$$D(z) = 2E_3(1/2 L), \quad L = \int_z^{z_0} u(z')\, dz'.$$

Наибольшие трудности в изучении радиационного режима РП вызывает учет его исключительно многообразной и сложной геометрической структуры.

Достигнутые в последние годы важнейшие результаты в изучении радиационного режима РП следующие:

1. Определены предварительные коэффициенты перехода от интегральной радиации к ФАР и составлены карты прихода ФАР.

2. Путем модификации и приближенного решения уравнения переноса разработан первый вариант математической модели радиационного режима РП.

3. Для определения потоков радиации в РП предлагается ряд полуэмпирических формул.

4. Получены первые результаты описания геометрической структуры РП методами математической статистики.

5. Для определения статистических и горизонтально осредненных характеристик радиационного поля РП сконструирован комплекс приборов.

6. Получены надежные экспериментальные данные о радиационном режиме и геометрической структуре некоторых с.-х. посевов и отдельных типов леса.

7. Математическим моделированием выяснено, что существующие в природе различные геометрические структуры РП оказывают меньшее влияние на радиационный режим РП, чем предполагалось раньше. Таблиц 3.

X
1B-3553 III
1/2240 35
IRU Kanagawa

3. Интенсивности нисходящих потоков $i_1(z, r)$ дополнительного радиационного поля, возникающие за счет рассеяния вниз радиации на элементах растительности.

4. Интенсивности восходящих потоков $i_2(z, r)$ дополнительного радиационного поля.

Суммарный нисходящий поток определяется сложением первых трех компонент

$$F_1(z) = S(z, r_{\odot})\cos\vartheta_{\odot} + D(z) + \int_{2\pi} i_1(z, r)\cos\vartheta\, d\Omega.$$

Дополнительное радиационное поле i_1 и i_2 определяется из модифицированного Ю. Россом уравнения переноса, которое решается приближенным методом Шварцшильда. Для горизонтальных матовых листьев это уравнение решается точно.

Проведенные расчеты показывают:

а. Для режима ФАР влияние многократного рассеяния не превышает 0,5% от падающего на растительность суммарного потока Q_0 и им можно пренебречь, что существенно упрощает расчеты дополнительного радиационного поля i_1 и i_2;

б. При ясной погоде нисходящий поток с погрешностью не более 20% определяется только пропусканием прямой радиации;

в. Для режима близкой инфракрасной радиации влияние многократного рассеяния существенное и им нельзя пренебречь.

4. Учесть фактически существующие коэффициенты использования энергии солнечной радиации на формирование реальных урожаев и выяснить причины несоответствия между теоретически возможными и фактическими показателями.

5. Разрабатывать принципы и приемы максимального сокращения несоответствий между теоретически возможными и фактически наблюдаемыми к. п. д. использования энергии.

УДК 581.132

Геометрическая структура некоторых посевов сельскохозяйственных культур и ее влияние на режим ФАР. Росс Ю. К., Росс В. А., Нильсон Т., Мяги Х. Э., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 281.

Приводятся экспериментальные данные об относительной площади листьев и других надземных органов растения, а также о вертикальном распределении относительной площади листьев $u(z)$ и пространственной ориентации листьев $g(\vartheta, \varphi)$ кукурузы, сорго, подсолнечника, хлопчатника, пшеницы, ячменя и конских бобов. Рассматривается влияние геометрической структуры посева на поглощение ФАР и определяется толщина активного слоя (т. е. слой, в котором поглощается 90% падающей на посев ФАР) в случае прямой радиации. Сравнивается влияние отклонения действительной ориентации листьев от равномерной на поглощение ФАР при высоте Солнца 20 и 60°.

УДК 581.132 + 551.586

Данные о распределении ФАР в различных посевах и оценка его влияния на продуктивность фотосинтеза. Гуляев Б. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 282.

Изучено распределение ФАР в посевах кукурузы, сахарной свеклы, озимой ржи и пшеницы при использовании специально сконструированной аппаратуры с малогабаритными приемниками радиации с интегратором. В посевах кукурузы исследовались также площади затенения по слоям методом Лопухина.

УДК 581.132 + 578.087.1 + 551.586

Ослабление прямой и суммарной радиации внутри посевов сельскохозяйственных культур и описывающие ее полуэмпирические формулы. Росс Ю. К., Тооминг Х. Г., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 283.

Приводятся резлуьтаты экспериментального исследования ослабления прямой и суммарной радиации, полученные в рамках экспедиции в Молдавии, Эстонии и Таджикистане.

Предложены полуэмпирические формулы, удовлетворительно связывающие коэффициенты пропускания с относительной площадью листьев и с высотой Солнца для посевов кукурузы, сорго, подсолнечника и хлопчатника. Рисунков 4. Библ. 6 назв.

УДК 581.132 + 551.586

Поглощение прямой радиации посевами кукурузы в зависимости от относительной площади листьев и высоты Солнца. Савина С. С., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 288.

Предлагается эмпирическая формула для расчета коэффициента пропускания прямой радиации посевом кукурузы.

УДК 581.132 + 551.586

Особенности радиационного режима растительного покрова в зависимости от его структуры. Буриков Е. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 289.

Приведены данные об изменении характеристик радиационного режима редких посевов кукурузы в течение вегетационного периода и их зависимости от высоты Солнца, соотношения потоков прямой и рассеянной радиации над посевом, относительной площади листовой поверхности и геометрической структуры посевов. Установлены особенности изменений характеристик радиационного режима в зависимости от азимута Солнца. Таблиц 1. Рисунков 3. Библ. 5 назв.

УДК 581.132 + 551.586

Поглощение и использование солнечной радиации посевами при различных условиях произрастания. Ларин А. П., Лебедев С. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 293.

В течение четырех лет изучены особенности поглощения и использования ФАР посевами (чистые и совместные) сои, кормовых бобов и кукурузы, посевами ячменя и кукурузы при различной густоте стояния растений и различных условиях минерального питания, при разных сроках и способах посева и др. Оказалось, что совместные посевы имели фотосинтетический потенциал больше, чем чистые посевы этих культур, в этих посевах было накоплено также больше энергии солнечной радиации. Таблиц 4.

УДК 587.087.1 + 551.586

Применение методов математической статистики при изучении геометрической структуры посевов сельскохозяйственных культур. Росс В. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 297.

Описывается метод математической статистики для детальной количественной характеристики геометрической структуры посева. Сбор и хранение информации о структурных параметрах отдельных растений в посевах целесообразно реализовать при помощи дуальных перфокарт, позволяющих данные измерений наносить прямо в полевых условиях и производить обработку перфорационными и электро-вычислительными машинами. Разработан соответствующий макет перфокарты.

УДК 581.035 + 581.14

Спектральное распределение прямой солнечной радиации в течение дня как фактор фотоморфогенеза растений. Шульгин И. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 298.

Исходя из развиваемых автором представлений о хроматической адаптации растений к свету, рассчитано спектральное распределение солнечной радиации для указанных областей в течение дня для различных месяцев и географических широт (от 0 до 70° сев. шир.). В основу расчетов положена радиационная модель атмосферы (Авасте, Молдау, Шифрин, 1962).

Рассмотрено соотношение между красными и синими лучами, синими и дальними красными лучами. Рассчитаны длительность периодов с преобладанием синих лучей по сравнению с красными и дальними красными для различных широт.

Рассматривается вопрос о связи географического происхождения растений со спектральным составом солнечной радиации.

УДК 578.087.1 + 551.586

Вертикальное распределение потоков длинноволновой радиации и радиационного баланса в растительном покрове. Будаговский А. И., Росс Ю. К., Тооминг Х. Г., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 299.

Приводятся теоретические формулы, описывающие вертикальное изменение длинноволновых потоков радиации в растительном покрове и полуэмпирические формулы для описания вертикального распределения радиационного баланса внутри растительного покрова.

Расчеты по формулам сравниваются с экспериментальными данными. Рисунков 3. Библ. 12 назв.

УДК 551.586

О радиационном балансе внутри естественных травостоев (по измерениям с помощью микробалансомера Б. А. Айзенштата). Раунер Ю. Л., Ананьева Л. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 308.

Приведены результаты измерения радиационного баланса внутри растительного покрова некоторых видов естественных степных фитоценозов на территории Центрально-Черноземного заповедника (Курская область). Для измерений использовался микробалансомер конструкции Б. А. Айзенштата.

УДК 581.132 + 551.586

Радиационный режим и тепловой баланс хлопкового поля и урожай хлопчатника. Муминов Ф. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 309.

Установлены количественные связи между составляющими радиационного и теплового баланса посевов и урожаем хлопчатника, а также другими элементами продуктивности растений. Рисунков 4. Библ. 11 назв.

УДК 551.586

Температурный и радиационный режим орошаемых рисовых полей. Малевский С. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 314.

Приводится методика и некоторые результаты измерений температуры деятельной поверхности и исследования горизонтальной изменчивости метеорологических характеристик применительно к орошаемым полям. Измерения температуры поверхности проводились с помощью радиационного термометра; горизонтальная изменчивость исследовалась при помощи вертолета, на котором устанавливались датчики температуры и влажности воздуха, температуры поверхности и отраженной радиации. Предлагаемая методика позволяет оценить изменчивость величин радиационного баланса и испарения. Рисунков 3. Библ. 1 назв.

УДК 581.132 + 578.087.1 + 582.26

К определению светового режима во взвесях микроводорослей. Сидько Ф. Я., Немченко И. А., Ерошин Н. С., Белянин В. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 319.

Излагаются результаты теоретического исследования светового режима во взвесях микроводорослей. Последние рассматриваются как взвеси эллипсоидных тел с определенным соотношением осей. Рассматриваются некоторые закономерности ослабления направленного светового потока на участке, где средний оптический путь распространяющихся лучей мало отличается от геометрического пути.

Экспериментально установлена зависимость затухания интегрального светового потока для некоторых источников света от оптической толщины взвеси микроводорослей. Рисунков 4. Библ. 4 назв.

УДК 581.132 + 578.087.1 + 582.26

К теории фотосинтеза микроводорослей. Сидько Ф. Я., Белянин В. Н. Ерошин Н. С., Береснев Г. Ф., Немченко И. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 326.

Работа посвящена исследованию влияния света на интенсивность фотосинтеза хлореллы. Приведены формулы для эффективности усвоения лучистой энергии и для продуктивности с учетом дыхания микроводорослей. Определены оптимальные значения освещенностей при культивировании плотных суспензий микроводорослей.

УДК 581.132

Зависимость фотосинтеза погруженной водной растительности от интенсивности проникающей радиации. Мокиевский К. А., Рычкова М. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 331.

Исследовано влияние интенсивности проникающей радиации на фотосинтез ряда погруженных растений с целью выяснения на каких глубинах и при какой прозрачности прекращается развитие растений в результате приостановления процесса фотосинтеза и, следовательно, накопления органического вещества в растениях.

Фотосинтез растений определялся скляночным методом в его кислородной модификации. Интенсивность проникающей радиации определялась с помощью высокочувствительного подводного пиранометра. Также измерялась и приходящая на поверхность водоема суммарная радиация. Рисунков 3. Библ. 2 назв.

УДК 551.586 + 634.0

Биометрические показатели лесной растительности в связи с изучением ее радиационного режима. Раунер Ю. Л., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 335.

Исследованы некоторые биометрические характеристики лесной растительности. Получена общая формула для определения относительной площади листьев главного яруса древостоя леса по его таксационным показателям. Получены функции пропускания для суммарной радиации и радиационного баланса и проанализирована их связь с биометрическими характеристиками для различных высот Солнца. Таблиц 3. Рисунков 4. Библ. 11 назв.

УДК 551.586 + 634.0

Радиационный баланс некоторых типов леса лесостепной зоны и его связь с таксационными и биометрическими характеристиками древостоя. Руднев Н. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 343.

Исследован радиационный режим нескольких типов леса, характерных для лесостепной зоны ЕТС.

УДК 581.132 + 551.586 + 634.0

Распределение ФАР на открытом месте и в лесу в зависимости от погоды. Цельникер Ю. Л., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 344.

Вычислено распределение интенсивности падающей ФАР в течение вегетационного периода для Москвы на основании:

1. Кривой зависимости интенсивности ФАР от высты Солнца в ясные дни;
2. Данных об интенсивности ФАР в зависимости от состояния Солнца (покрыто или не покрыто облаками);
3. Средних многолетних данных о вероятности облачности в разные часы суток.

Распределение ФАР в лесу получено путем измерений, произведенных при пасмурной и ясной погоде. Полученные данные могут служить основой для расчетов продуктивности фотосинтеза по световым кривым как на открытом месте, так и под пологом леса. Таблиц 3. Рисунков 6. Библ. 1 назв.

УДК 581.132 + 634.0

Приходная часть баланса органического вещества древесного подроста в зависимости от световых условий выращивания. Малкина И. С., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 348.

Приводятся экспериментальные данные по влиянию световых условий выращивания на закономерное изменение средней интенсивности фотосинтеза, величины светового насыщения его и уровня плато (интенсивность фотосинтеза при насыщающем освещении). Вариабельность этих величин увеличивается с увеличением функциональной лабильности листьев.

Показано, что знание функциональной лабильности листьев и распределение освещенностей в лесу помогает подобрать участки, на которых происходит ассимиляция максимального количества CO_2. Таблиц 3. Рисунков 1. Библ. 7 назв.

УДК 581.12 + 634.0

Расходная часть баланса органического вещества у подроста дуба в зависимости от световых условий. Якшина А. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 354.

Изучено влияние освещенности на морфологическое строение 6-летнего дуба в Подмосковье под пологом дубняка 80 лет.

Найдено, что уменьшение потока радиации под пологом леса и относительное увеличение в нем доли дальних красных лучей вызывает ухудшение состояния подроста дуба. В зависимости от метеорологических условий года доля дыхания от суточной нettопродукции составляет от 30 до 50% в лучших условиях освещенности и от 70 до 200% — в худших.

Устойчивый положительный баланс в изученных условиях дубки имеют в том случае, если вес листьев у них равен весу стволика и корней. Если это отношение равно 1 : 3, баланс положителен только в благоприятные годы; при отношении веса листьев к весу незеленых органов, равном 1 : 4, баланс органического вещества отрицательный, и растения быстро отмирают. Таблиц 4. Библ. 9 назв.

УДК 581.132 + 551.586 + 634.0

Результаты измерений радиационных характеристик в сложном насаждении. Выгодская Н. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 356.

Изучено распределение радиационных характеристик по ярусам в перестойной осоково-снытевой дубраве.

При полном развитии листовой поверхности весь полог насаждения поглощает и отражает в зависимости от погодных условий 80—90% всей поступающей радиации. Верхний ярус древостоя отражает и поглощает почти половину всего поступающего потока радиации, ко второму ярусу проникает в среднем 50—53%, к подлеску 20—23%.

При полном развитии листовой поверхности среднесуточное альбедо осоково-снытевой дубравы составляет 16—17%. Второй ярус в этих условиях отражает около 20% поступающей к его поверхности радиации, подлесок — 26—28%. Под пологом при больших высотах Солнца альбедо около 30%. Верхний ярус поглощает в среднем 31,5% от общего интегрального потока радиации, второй — 18,5%, подлесок — 7,1%. Таблиц 1. Рисунков 5. Библ. 5 назв.

УДК 581.103

Рассеяние поляризованного света элементами растительного покрова. Рвачев В. П., Гуминецкий С. Г., Полянский В. К., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 362.

Описан метод и результаты исследования состава световых пучков, отраженных матовой поверхностью листьев растений. Измерения проводились в поляризованном свете. Выделены составляющие: а) поляризованная и б) деполяризованная части внешней компоненты, в) поляризованная и г) деполяризованная части внутренней компоненты. Показано, что применение поляризованного света позволяет получить более полную информацию о механизмах рассеяния света. Рисунков 4. Библ. 5 назв.

УДК 581.132 + 551.586

Связь коэффициента яркости системы почва—растительность с некоторыми параметрами растительного слоя. Рачкулик В. И., Ситникова М. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 366.

Установлено, что коэффициент яркости системы почва—растительный покров зависит от надземной зеленой массы, площади листовой поверхности и высоты растений. Исходя из этой связи рассматриваются некоторые вопросы определения состояния посевов сельскохозяйственных культур с воздуха.

В результате авиаобследований установлено, что связь коэффициента яркости с урожаем хлопка-сырца может быть достаточно удовлетворительно выражена предлагаемым уравнением. Таблиц 1. Рисунков 3. Библ. 8 назв.

УДК 581.132 + 551.586

О возможностях определения состояния посевов хлопчатника с воздуха. Ситникова М. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 370.

Авиаобследованием получены данные, которые позволяют проследить за накоплением биологического урожая и увеличением площади листовой поверхности хлопчатника во времени.

УДК 581.132

Использование энергии солнечной радиации на фотосинтез в посевах яровой пшеницы возделываемых в горных условиях. Беденко В. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 370.

Приводятся данные об использовании энергии солнечной радиации на фотосинтез у растений, возделываемых в горах, по сравнению с равниной. Исследования проводились на посевах яровой пшеницы в предгорной и среднегорной зонах Заилийского Ала-Тау.

Установлено, что коэффициенты использования Q и ФАР на фотосинтез повышаются в среднегорной зоне. Таблиц 2. Библ. 19 назв.

УДК 581.132 + 551.586

Структурные особенности степных фитоценозов Забайкалья и распределение радиационного баланса внутри них. Мартьянова Г. И., Горшкова А. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин. 1968, стр. 376.

Излагаются результаты наблюдений радиационного баланса внутри травостоя в степи Забайкалья в четырех фитоценозах. Исследования велись с помощью микробалансомера системы Б. А. Айзенштата на высоте 6 *см* от поверхности почвы по 8 румбам. Установлено, что отдельные компоненты фитоценозов существенно различаются между собой по степени ослабления радиационного баланса.

УДК 581.1.03 + 551.521.16

О спектральном распределении энергии дневной освещенности на разных высотах над уровнем моря в связи с особенностями горных растений. Никитинская Н. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 377.

Растения, растущие на разных горных местностях, находятся в различных радиационных режимах. Например, на Памире в среднем приход лучистой энергии за счет прямой радиации Солнца в области 350—1000 *ммк* заметно меньше, чем в других горных районах.

Исследована спектральная прозрачность толщи атмосферы в области 350—1000 *ммк*. Таблиц 2. Рисунков 2. Библ. 12 назв.

УДК 581.132 + 551.586 + 634.0

Измерение ФАР в лесу с помощью люксметра. Хазанов В. С., Цельникер Ю. Л., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 382.

Вычислены энергетические эквиваленты люкса при измерении радиации под пологом леса. Для этого использовались результаты параллельных измерений спектрального состава света с помощью спектрофотометра с интерференционными светофильтрами, освещенности с помощью люксметра Ю16 и облученности с помощью пиранометра Янишевского.

Установлено, что спектральный состав радиации в лесу закономерно зависит от сквозистости полога леса, отличаясь для лиственных и хвойных пород. Спектральные различия имеются также между облученностью горизонтальной и сферической поверхности. Определены коэффициенты перехода от освещенности, измеренной с помощью селенового фотоэлемента, и облученности в хвойном и лиственном лесу с разной густотой полога к энергии ФАР. Таблиц 1. Рисунков 1. Библ. 10 назв.

УДК 551.521 + 551.510

Метеорологические исследования с ИСЗ и радиационные исследования атмосферы. Шифрин К. С., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 7.

1. Обзор физических основ методов определения метеорологических параметров по радиационным измерениям с искусственных спутников Земли.
2. Методы решения обратной задачи, влияние ошибок измерений и расчета на точность обращения.
3. Задачи в области радиационных исследований атмосферы, решение которых необходимо для разработки методов метеорологических исследований.

УДК 551.521.32

Методы интерпретации радиационных измерений со спутников. Малкевич М. С., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 7.

Предлагается общий принцип решения задач интерпретации радиационных измерений со спутников. Атмосфера рассматривается как динамическая система с заданными или подлежащими определению физическими параметрами, регулярными или статистически распределенными. На вход этой системы поступают регулярные сигналы с заданными параметрами или случайный сигнал с известными статистическими характеристиками их структуры. Выходные сигналы, регистрируемые приборами, будут преобразованы в соответствии с физическим механизмом переноса радиации.

Указанный принцип реализуется в ряде прямых и обратных задач интерпретации радиационных измерений со спутников.

Устанавливаются количественные соотношения между статистическими характеристиками вертикальной и пространственной структуры поля длинноволнового излучения Земли и полей метеорологических элементов (температуры, влажности и облачности). Библ. 23 назв.

УДК 551.521.32 + 551.524.7

К вопросу о восстановлении высотного профиля температуры по спектру уходящей радиации. Козлов В. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 14.

Попытка восстановить профиль температуры по спектру уходящей радиации приводит к плохо обусловленной системе линейных уравнений, решение которой оказывается неустойчивым. Анализ статистической различимости распределений температуры при фиксированном методе измерения спектра вместе с использованием априорных данных о возможных распределениях температуры по высоте позволяет свести исходную плохо обусловленную систему уравнений к системе меньшего порядка. Общее число профилей температуры, различимых по спектрам уходящей радиации, измеренных с заданной точностью, которое естественно принять за меру эффективности решения рассматриваемой обратной задачи. Вычисления проведены для конкретного примера определения вертикального распределения температуры по спектру уходящего излучения в полосе поглощения углекислого газа.

УДК 551.521.32 + 551.510

О влиянии некоторых физических параметров атмосферы на решение обратных задач. Горчакова И. А., Малкевич М. С., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 15.

Рассматривается изменчивость поля излучения Земли в полосах поглощения CO_2 15 *мк* и H_2O 6,3 *мк* в зависимости от вариации профилей температуры и влажности атмосферы, излучательной способности подстилающей поверхности и вида функции пропускания. Исследуется влияние вариаций функции пропускания и влажности атмосферы (соответственно температуры атмосферы) на определение вертикального профиля температуры (соответственно профиля влажности). Определяется минимальное число спектральных интервалов, в которых необходимо измерить уходящую радиацию, чтобы получить профиль температуры (влажности) с заданной погрешностью.

УДК 551.521.32 + 551.571 + 551.524

Использование статистических характеристик вертикальной структуры полей температуры и влажности при определении температуры подстилающей поверхности по радиационным измерениям со спутника. Болдырев В. Г., Копрова Л. И., Медведева Л. В., Яковлева Д. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 15.

Определяется температура подстилающей поверхности по экспериментальным данным об уходящем излучении, полученным с помощью спутников. Для учета поглощения и собственного излучения атмосферы используются статистические характеристики вертикальной структуры полей температуры и влажности. Проведено испытание метода по данным измерений на спутнике «Тайрос». Вычисленные значения температуры уже в первом приближении довольно хорошо солгасуются с истинными. Метод чувствителен к выбору соответствующих средних профилей температуры и влажности для рассматриваемого района земного шара. Таблиц 4. Рисунков 2. Библ. 9 назв.

УДК 551.521.32 + 551.546

Определение температуры подстилающей поверхности и облаков с метеорологических спутников Земли. Кондратьев К. Я., Новосельцев Е. П., Тер-Маркарьянц Н. Е., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 21.

Рассмотрен вопрос о том, какое из «окон прозрачности» атмосферы является наиболее выгодным для измерения температуры подстилающей поверхности.

Рассмотрено влияние на точность измерения температуры подстилающей поверхности с ИСЗ следующих факторов:

а) влагосодержание атмосферы,

б) нечернота подстилающей поверхности,

в) погрешности эксперимента,

г) влияние частичной облачности на показания радиометра.

На основании расчета радиационной температуры (для 25 пунктов СССР в различные сезоны) предлагаются наиболее вероятные поправки к температуре подстилающей поверхности, измеренной с ИСЗ.

УДК 551.521.32 + 551.576

О возможности обнаружения облачности на ночной стороне Земли с метеорологических спутников. Тер-Маркарянц Н. Е., Жвалев В. Ф., Гусева Л. Н., Муравьева Л. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», 1968, стр. 22.

Произведены расчеты уходящей радиации и контрастов между радиационной температурой Земли и облаков в окнах прозрачности атмосферы 3,5—4,0 и 8—12 *мк* для ряда городов Советского Союза. Результаты расчета позволяют судить о том, где и в какое время года возможно обнаружение облачности на фоне подстилающей поверхности.

Показано, что в ночное время суток некоторым преимуществом при обнаружении облачности нижнего яруса обладает по сравнению с 8—12 *мк* окно прозрачности атмосферы 3,5—4,0 *мк*: контрасты между радиационной температурой Земли и облаков оказываются несколько большими.

Произведен анализ инфракрасных изображений облачности, полученных с ИСЗ «Нимбус 1».

УДК 551.521.32

О влиянии второстепенных факторов на угловое и спектральное распределение длинноволновой уходящей радиации. Якушевская К. Е., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 23.

По данным расчетов автора и других исследователей рассматривается влияние рефракции, второстепенных поглощающих компонентов атмосферы и угловой зависимости излучательной способности подстилающей поверхности на угловое и спектральное распределения длинноволновой уходящей радиации.

УДК 551.521.18 + 551.576

Учет рассеянной радиации в надоблачном слое в полосе поглощения O_2 0,76 *мк*. Романова Л. М., Копрова Л. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 23.

Рассчитывается рассеянная радиация в области полосы 0,76 *мк* при нормальном и наклонном падении излучения на верхнюю границу атмосферы. Расчеты проведены для различных высот верхней границы облаков, различных величин их альбедо, при разной степени замутненности атмосферы в полосе 0,76 *мк*.

Учитывается также и спектральный ход альбедо облака в этой полосе.

Оценены поправки, учитывающие роль рассеянной радиации при определении верхней границы облаков по измерениям отраженной радиации в области полосы 0,76 *мк* со спутника.

УДК 551.521 + 551.576

Связь статистических характеристик полей облачности и уходящей коротковолновой радиации. Дробышевич В. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 24.

Решена задача переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере, если альбедо подстилающей поверхности описывается случайной функцией и изучены статистические характеристики поля уходящего излучения (корреляционная функция, спектральная плотность). Рисунков 6. Библ. 4 назв.

УДК 551.510.42

Измерения высотного хода коэффициента рассеяния по яркости дневного горизонта, наблюдаемой с космического корабля. Розенберг Г. В., Сандомирский А. Б., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 30.

Описывается методика анализа фотографий дневного горизонта планеты, сделанных с космического корабля. Методика позволяет найти высотный ход коэффициента рассеяния воздуха в стратосфере. Анализируется влияние состояния подстилающей поверхности на яркостный профиль дневного горизонта планеты.

УДК 551.521.18 + 551.521.3

Экспериментальные исследования спектров восходящего излучения в свободной атмосфере в диапазоне 2—6 *мк*. Попов О. И., Федорова Е. О., Решетников И. С., Шолохова Е. Д., Лобанова Г. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 30.

С помощью разработанных в ГОИ спектрометров проведена серия самолетных измерений восходящего излучения и излучения неба с высот до 6 *км* при разрешении по спектру 0,07 *мк*.

Исследована зависимость спектров от высоты, направления наблюдения и условий освещения.

Отдельные измерения проведены с автоматическим спектрометром, поднимаемым на стратостатах ЦАО до высоты 25 *км*.

Измеренные спектры восходящего излучения сопоставлены с рассчитанными.

УДК 551.521.32

Самолетные измерения собственного излучения Земли и атмосферы. Ащеулов С. В., Кондратьев К. Я., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 31.

Приводятся результаты самолетных измерений распределения энергии в спектре восходящего теплового излучения земной поверхности и нижних (до 4 *км*) слоев атмосферы в зависимости от высоты точки наблюдения, вида подстилающей поверхности и т. д. Показано, что результаты хорошо согласуются с теоретическими представлениями. Рисунков 5. Библ. 2 назв.

УДК 551.521.32

Изучение уходящей радиации в диапазоне 8—12 *мк* с самолета. Городецкий А. К., Гурвич А. С., Мигулин А. А., Филиппов Г. Ф., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 34.

Приводятся данные измерений уходящей ИК-радиации в окне прозрачности атмосферы 8—12 *мк* на высотах 50—4500 *м*, полученных в полетах над районом Каспийского моря в декабре 1965 г. при различных метеоусловиях. Одновременно измерялись вертикальные профили температуры и влажности, а также температура поверхности моря. Проведено сравнение результатов измерений с расчетными величинами уходящей радиации на основе измерений профилей.

УДК 551.521.14

Радиационные характеристики подстилающей поверхности и облаков по данным экспериментальных полетов на самолете ИЛ-18 в 1964—65 гг. Коробов М. Г., Маркина Н. Г., Пахомова Л. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин 1968, стр. 34.

По данным полетов на самолете ИЛ-18 в 1964—65 гг. рассматривается угловая зависимость коэффициента яркости и интенсивности отраженной радиации в зависимости от отражательных свойств подстилающей поверхности и пространственной структуры облаков различных форм.

Проведено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. Таблиц 3. Рисунков 13. Библ. 9 назв.

УДК 551.521.3 + 551.571

Измерения яркости Земли как планеты. Кушпиль В. И., Хазак К. Ф., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 47.

Приводятся результаты измерений яркости Земли с различных высот (от 300 до 500 км) в ψ-полосе поглощения водяного пара и соседнем окне прозрачности с центром на 1,25 *мк*.

Из осредненных экспериментальных данных получены расчетным путем коэффициенты яркости при облачном покрове. По ним определено количество водяного пара над верхней границей облачности, которое сравнивается с данными аэрологического зондирования атмосферы.

УДК 551.508.2 + 551.508.822

Некоторые новые возможности использования актинометрических радиозондов. Костяной Г. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 48.

Актинометрические радиозонды (АРЗ), появившиеся в последнее время в ряде стран, используются для широкого изучения поля радиации в свободной атмосфере. Однако кроме восходящего и нисходящего потоков длинноволновой радиации и эффективного излучения АРЗ может дать ряд сведений неактинометрического характера.

Имеется возможность использовать АРЗ в качестве данных границ облачности, дымки и туманов.

Рассматривается возможность использования данных АРЗ для оценки поля турбулентности в атмосфере.

На основании ряда параметров атмосферы по данным АРЗ имеется возможность оценить распределение водяного пара в атмосфере по высоте.

УДК 551.506.7

Некоторые результаты работы сети актинометрического радиозондирования атмосферы в Советском Союзе. Белова З. Ф., Костяной Г. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 48.

Для упрощения учета влияния радиации на развитие атмосферных процессов необходимо получить обширный материал по изменению поля радиации в свободной атмосфере над большими территориями земного шара.

В Советском Союзе создана сеть АРЗ (15 пунктов) и проводятся регулярные исследования на кораблях погоды Гидрометслужбы в Тихом океане.

По материалу АРЗ, полученному с 8 станций, рассматривается изменение поля радиации в течение 2-х лет.

Рассматриваются особенности размещения сети в связи с решением отдельных геофизических задач.

УДК 551.506.7 + 551.521.32

Пространственное распределение поля длинноволновой радиации по данным АРЗ. Зайцева Н. А., Костяной Г. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 49.

Коротковолновая радиация трансформируется главным образом на границах раздела сред (подстилающая поверхность границы облаков). В то же время преобразование длинноволновой радиации осуществляется почти целиком в атмосфере.

По результатам АРЗ атмосферы в Советском Союзе, на кораблях погоды и по данным некоторых зарубежных станций рассматривается пространственный ход поля длинноволновой радиации. Анализируются некоторые особенности этого распределения.

УДК 551.521.32

Исследование эмиссионных спектров противоизлучения атмосферы. Ащеулов С. В., Кондратьев К. Я., Стыро Д. Б., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 50.

Сопоставлены спектры измеренных и рассчитанных величин противоизлучения атмосферы как для ясного, так и для облачного неба. Проводится оценка степени прозрачности облачности. Определены значения коэффициентов поглощения для континуума и полос поглощения в окне прозрачности 8—13 *мк* по спектрам противоизлучения атмосферы. Таблиц 2. Рисунков 9. Библ. 21 назв.

УДК 551.521.32

Некоторые вопросы интерпретации результатов измерений интегрального длинноволнового уходящего излучения на метеорологических спутниках Земли. Винников К. Я., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 59.

Исследуется предложенная Л. Р. Ракиповой схема интерпретации данных измерений длинноволнового уходящего излучения радиометрами с неограниченным полем зрения. С помощью этой схемы осуществляется пересчет потоков радиации на уровне метеорологического спутника в величины уходящего излучения на уровне условной верхней границы атмосферы, средние взвешенные по находящейся в поле зрения прибора части земного шара.

Вычислены случайные ошибки интерпретации данных измерений широкоугольных радиометров, обусловленные статистической структурой поля уходящего излучения.

Предлагается оптимальный метод пересчета единичных измерений широкосекторных радиометров в величины уходящего излучения, средние по площади «кругов» любого радиуса.

Предлагается метод оптимального согласования величин интегрального длинноволнового уходящего излучения, получаемых при одновременных измерениях тремя независимыми радиометрами на борту одного и того же спутника.

УДК 551.510.534

Статистические характеристики озоносферы как источник дополнительной информации в спутниковой и наземной озонометрии. Шафрин Ю. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 60.

По данным мировой озонометрической сети рассчитаны основные структурные параметры распределения озона и его связи с некоторыми метеорологическими элементами. Фильтрация непериодических колебаний озона за счет нефотохимических тропосферных факторов проводится путем разложения по эмпирическим ортогональным составляющим. Обсуждена информативность общего содержания озона и его вертикального распределения, определяемого со спутников или наземными способами. Рассматриваются возможные схемы расчета термодинамических характеристик атмосферы по наблюдениям озона со спутников и с Земли. Таблиц 2. Рисунков 3. Библ. 14 назв.

УДК 629.195.2 + 551.526.8

Моделирование задачи определения температуры рек со спутников. Дмитриев А. А., Евневич Т. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 66.

Поле истинной яркости реки на фоне окружающей суши можно представить в виде однородной полосы. При наблюдении широкоугольным устройством запись поля яркости вместо Π-образной формы имеет колоколообразный вид.

Исходя из схемы с замкнутым контуром визирования и представления решения интегрального уравнения в виде ряда Фурье, можно оценить истинное поле яркости в центре исследуемой полосы.

Приводятся результаты расчетов истинной яркости в центральной области, произведенные на основе измеренных искусственных полей со светлой полосой на темном фоне. Таблиц 2. Рисунков 2. Библ. 3 назв.

УДК 551.521.14 + 551.521.1

Влияние уходящего излучения на орбиты ИСЗ. Бурангулов Н. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 69.

Рассматривается воздействие прямой солнечной радиации на элементы орбит ИСЗ и оценивается вклад прямой радиации на изменение элементов орбит по сравнению с сопротивлением атмосферы.

Рассматривается альбедо системы Земля — атмосфера и его широтное распределение по земному шару. Анализируются данные по альбедо Земли как целого и влияние облачности на величину альбедо. Оцениваются результаты измерения радиации со спутников «Тайрос».

Изучается влияние уходящего излучения на вековые изменения элементов орбит ИСЗ. Исследуется ряд приближенных моделей излучения и вычисляются вековые возмущения периода орбиты и эксцентриситета. Делается вывод о необходимости принимать во внимание уходящую радиацию при расчетах плотности атмосферы по данным измерениям элементов ИСЗ.

УДК 551.521.14

Расчет истинной яркости по сглаженной. Дмитриев А. А., Инджгиа Р. Г., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 70.

При градуировке приборов с телесным углом зрения, отличным от 2π можно подходить с двух точек зрения — градуировки для определения потока или интенсивности.

Если требуется восстановить интенсивность, то можно воспользоваться численной схемой, предложенной А. А. Дмитриевым, не требующей знания сглаженной интенсивности на всем замкнутом или бесконечно-длинном контуре.

Численные эксперименты показывают, что, например, для Π-образных распределений интенсивности, небольших относительно полуширины кривой чувствительности, восстановленные интенсивности могут находиться с точностью до сотых долей процента. Таблиц 3. Рисунков 3. Библ. 5 назв.

УДК 551.509.3

Потребность данных радиации в современном гидродинамическом прогнозе. Швец М. Е., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 85.

УДК 551.511 + 551.509.3 + 551.521

Современное состояние данных о радиационном притоке и методы учета радиации в прогнозе. Фейгельсон Е. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 85.

Рассматриваются возможности учета радиации в задачах крупномасштабной динамики и трудности, возникающие при этом.

УДК 551.521.32

Длинноволновый радиационный приток в облачной атмосфере. Фейгельсон Е. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 87.

1. Различные формы представления: облако как черный излучатель и непрерывный подход к учету его излучения.
2. Длинноволновое альбедо облаков и учет рассеяния при рачете притока.
3. Детальная вертикальная структура притока.
4. Зависимость радиационного выхолаживания над облаком от градиентов температуры, водности и влажности в окрестности верхней границы.
5. Зависимость выхолаживания от уровня облачности и наличия верхнего облачного слоя.
6. Сравнение интегральных притоков тепла в облачных и безоблачных условиях.

УДК 551.521.31 + 551.576

Основные притоки тепла в облачных условиях и их влияние на развитие облачности. Петрова Л. В., Фейгельсон Е. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 88.

1. Схема расчета облакообразования и притоков тепла.
2. Распределение длинноволнового радиационного притока с высотой в облачных условиях.
3. Сопоставление величин радиационного, конденсационного и турбулентного притоков тепла.
4. Влияние каждого из притоков на распределение температуры.
5. Обратное влияние притоков тепла на развитие облачности.

УДК 551.521.31 + 551.509.3

Расчет радиационных притоков тепла применительно к многоуровенной схеме численного прогноза погоды. Швец М. Е., Дмитриева-Арраго Л. Р., Мелешко В. П., Шнееров Б. Е., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 88.

Исследования последних лет показали существенную необходимость детального учета притоков тепла в задачах численного моделирования общей циркуляции атмосферы и прогноза погоды на длительный срок. Развитие численных методов прогноза облачности делает возможным учет радиационных притоков тепла в задачах численного прогноза погоды.

Разработана многоуровенная неадиабатическая схема численного прогноза полей геопотенциала, температуры, влажности и облачности на основе решения уравнений термо-гидродинамики атмосферы методом дробных шагов.

Предложена методика расчета потоков излучения с учетом облаков на различных уровнях для определения радиационного нагрева или охлаждения слоев воздуха. При расчете полей коротковолновой радиации на различных уровнях используются средние статистические значения оптических характеристик атмосферы и облаков. Распределение облачности определяется по прогностическим данным.

УДК 551.521.31

О расчете лучистого притока тепла. Шехтер Ф. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 89.

Предлагаются формулы для вычисления притока тепла в слой конечной толщины и оценки высоты области нагрева. Получена функция пропускания для атмосферной радиации. Таблиц 4. Рисунков 1. Библ. 11.

УДК 551.521.31

Приток тепла коротковолновой радиации в безоблачной и облачной атмосфере. Авасте О. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 96.

На основании слоистой модели вычисляются притоки поглощаемой коротковолновой радиации полосами водяного пара и углекислого газа. Рассматриваются различные модели распределения водяного пара с высотой. Получено, что поглощенная прямая солнечная радиация во всем столбе атмосферы при ясном небе зависит от общего содержания водяного пара, от высоты Солнца, но мало зависит от распределения водяного пара с высотой. Распределение водяного пара существенно влияет на вертикальное распределение радиационного нагревания воздуха. Поглощенная рассеянная радиация мала по сравнению с поглощенной прямой солнечной радиацией.

Поглощенная в подоблачном слое коротковолновая радиация зависит от толщины облаков и от концентрации водяного пара в подоблачном слое. Расчеты притоков коротковолновой радиации в подоблачном слое приведены для трех случаев нижней границы слоистой облачности. Таблиц 3. Рисунков 3. Библ. 11 назв.

УДК 551.521.31

Радиационные потоки и лучистый приток тепла в облачной атмосфере. Гаевская Г. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 102.

Представлены данные вертикального зондирования атмосферы, выполненные в дневное время с помощью аэростатной актинометрической аппаратуры в условиях сплошной и переменной облачности. Синхронные изменения радиационного баланса и его составляющих при переменной облачности свидетельствуют не о случайных изменениях, а об изменениях, обусловленных влиянием облаков. В условиях сплошной облачности потоки радиации изменяются при прохождении облачного слоя скачкообразно. При переменной облачности имеет место радиационное нагревание верхней и нижней границ облаков, а в условиях сплошной облачности — выхолаживание. Таблиц 1. Рисунков 5. Библ. 19 назв.

УДК 551.521.31

Радиационные потоки и компоненты ослабления прямой солнечной радиации в тропосфере и стратосфере. Кондратьев К. Я., Никольский Г. А., Есипова Е. Н., изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 109.

Описывается методика измерения интенсивности прямой солнечной радиации при аэростатных подъемах. Обсуждаются профили прямой солнечной радиации, расположение и толщина ослабляющих слоев стратосферы. Сделаны попытки выявления связей между стратификациями ослабляющих слоев, температуры воздуха, озона и относительной влажности. Таблица 1. Рисунков 8. Библ. 7 назв.

УДК 551.521.3

О поглощении солнечной радиации атмосферным водяным паром. Зверева С. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 117.

Излагаются результаты расчета поглощения водяным паром солнечной радиации в интервале спектра 0,75—6,3 *мк*. Оцениваются источники расхождений конечных результатов. Таблиц 1. Рисунков 1. Библ. 25 назв.

УДК 551.509.3

Учет притоков тепла в малопараметрической прогностической модели. Юдин М. И., Руховец Л. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 121.

Приводится методика расчета притоков тепла для целей их использования в малопараметрической прогностической модели. Численная схема предусматривает введение новой искомой функции — интегрального альбедо облаков. Значение этой функции связывается с параметрами влагосодержания и температуры воздуха, а также с вертикальными движениями.

Радиационные притоки тепла рассчитываются по данным о функции поглощения и статистического распределения высот облаков. Приток тепла от конденсации связывается с альбедо облаков и вертикальными движениями за предшествующие сроки.

УДК 551.521.32

О сравнении расчетных величин баланса длинноволновой радиации атмосферы и его составляющих с результатами спутниковых и радиозондовых измерений. Дьяченко Л. Н., Кондратьев К. Я., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 122.

Приводятся результаты экспериментальной проверки расчетных методов длинноволнового баланса. Проверка проведена для эффективного излучения поверхности Земли на основе наблюдений сети актинометрических станций и для уходящего излучения на базе исследования данных актинометрических радиозондов и метеорологических спутников Земли. Таблиц 4. Рисунков 3. Библ. 3 назв.

УДК 551.521.32

Результаты вычисления спектрального распределения радиационных притоков тепла в свободной атмосфере. Кондратьев К. Я., Нийлиск Х. Ю., Ноорма Р. Ю., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 128.

1. Краткая характеристика моделей атмосферы, для которых вычислены лучистые притоки тепла.
2. Спектральное распределение радиационных притоков тепла в области 5—18 *мк*.
3. Вертикальное распределение средних величин спектральных радиационных притоков тепла.
4. Зависимость радиационных притоков тепла от выбора модели атмосферы.
5. Изменение температуры атмосферы за счет длинноволновых лучистых притоков тепла в рассматриваемых моделях атмосферы.

УДК 551.509.3

Использование радиационных характеристик и облачности в долгосрочном прогнозе температуры. Есакова Н. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 129.

Разработан в предварительном порядке способ характеристики аномалий облачности, радиационного баланса подстилающей поверхности, группу снежного покрова и ледовитости для последующего использования этих характеристик в целях долгосрочного прогноза. Сделана попытка воспользоваться методикой М. И. Будыко, Т. Г. Берлянд, Л. И. Зубенок для расчета величин радиационного баланса для более коротких интервалов времени. Для этой цели были сравнены рассчитанные декадные величины для ряда пунктов СССР, с данными фактических наблюдений за период МГГ.

Прогностическая значимость перечисленных характеристик проверяется статистическими методами.

Рассматривается статистическая схема прогноза, составленная при помощи линейного уравнения множественной регрессии.

УДК 551.521.31 + 551.576

Исследование влияния облачных слоев на распределение радиационных потоков в нижней тропосфере (до 6 *км*). Ткаченко А. В., Гойса Н. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 130.

Излагаются результаты оценки разрыва радиационного баланса на границах облака двумя способами: путем проведения непосредственных радиационных измерений с самолета и путем их расчета на основании уравнений баланса тепла и влаги на границах облачных слоев.

На границах облаков радиационный баланс и его составляющие меняются практически скачкообразно, причем особенно существенно на верхней границе. На нижней границе разрыв радиационного баланса не всегда удается обнаружить.

УДК 551.521.32 + 551.576

Излучательная способность облаков различных ярусов. Новосельцев Е. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 131.

1. Показано, что средняя интегральная «полусферическая» излучательная способность облаков верхнего яруса составляет величину порядка 0,5.
2. Средняя величина ее для облаков среднего яруса порядка 0.8.
3. Облака нижнего яруса с достаточной степенью точности могут считаться «черными».
4. Излучательная способность в направлении нормали в спектральном окне прозрачности 8—12 *мк* для облаков верхнего и среднего ярусов существенно меньше 1.

Облака нижнего яруса в этом спектральном интервале с точностью до 5% могут считаться «черными».

УДК 551.521.32 + 551.521.3

Численный эксперимент по исследованию функций пропускания атмосферных газов. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 131.

Обсуждается метод получения функций пропускания, основанный на точном интегрировании по частоте, учитывающий реальную структуру спектра. Методом численных экспериментов изучена точность приближенных методик учета неоднородности атмосферы для узких спектральных интервалов вращательной полосы водяного пара. Кратко рассмотрена задача вычисления функций пропускания для 15 *мк.* полосы CO_2 и смеси газов: CO_2 и H_2O. Рисунков 3. Библ. 9 назв.

УДК 551.521.32

К вопросу об уточнении расчетов теплового излучения в атмосфере. Нийлиск Х. Ю., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 137.

1. Сравнение двух формул для вычисления интегрального теплового излучения атмосферы.
2. Определение функции пропускания для многокомпонентной поглощающей среды.
3. Учет изменений температуры и давления в атмосфере при вычислении функции пропускания.
4. Некоторые оценки точности расчетов потоков теплового излучения атмосферы при частичной облачности. Таблиц 1. Рисунков 1. Библ. 7 назв.

УДК 551.521.32. + 551.521.3

Построение функции пропускания атмосферы для учета длинноволнового радиационного притока в задачах динамической метеорологии. Градус Л. М., Нийлиск Х. Ю., Фейгельсон Е. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 143.

1. Современные данные о спектральных функциях пропускания водяного пара и углекислого газа.
2. Учет стратификации атмосферы — изменение температуры и давления с высотой.
3. Спектральные функции пропускания для капельной воды в облаках.
4. Учет рассеяния.
5. Построение интегральной функции пропускания с учетом облачности.

Рисунков 4. Библ. 22 назв.

УДК 551.521.32 + 551.521.3

К вопросу о зависимости функции пропускания от температуры источника излучения. Шехтер Ф. Н., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 147.

Рассматриваются возможности учета зависимости функции пропускания от температуры источника излучения. Рисунков 1.

УДК 551.521.32 + 551.521.3

О зависимости интегральной функции пропускания от температуры черного излучения. Броунштейн А. М., Казакова К. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 149.

Разработан метод для экспериментального исследования зависимости интегральной функции пропускания длинноволновой радиации P. Проведены измерения P при температурах излучателя $5 - 80°$ С и $W = 0{,}025 - 0{,}12$ *см* H_2O. Рассмотрен вопрос о методах измерения P по слабо нагретым источникам.

УДК 551.521.32

К вычислению эффективного излучения. Таварткиладзе К. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 150.

Рассматривается вопрос о зависимости эффективного излучения от температуры и влажности при безоблачном небе с учетом следующих условий: вертикальное распределение температуры в атмосфере линейное; распределение водяного пара подчиняется экспоненциальному закону.

Получается полуэмпирическая зависимость для эффективного излучения, в которой оно является линейной функцией от содержания водяного пара в атмосфере. Рисунков 1. Библ. 6 назв.

УДК 551.521.32

Излучение водной поверхности в проблеме теплообмена вода-атмосфера. Малевский С. П., Тимофеев М. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 153.

1. Роль радиационного переноса тепла в поверхностном слое водоема в формировании обратного температурного градиента. Отличие температуры деятельного слоя воды от температуры на небольшой глубине, которая обычно принимается за температуру поверхности.

2. Расчет обратного температурного градиента по величинам потоков тепла между водой и атмосферой и коэффициент теплопроводности в тонком поверхностном слое.

3. Особенности процессов теплопроводности в поверхностном слое водоема, обусловливаемые радиационным теплообменом.

4. Дается оценка обратного температурного градиента $T_п - T_н$ для водоемов суши и океана.

5. Приводятся данные непосредственных измерений величины $(T_п - T_н)$ для условий океана (июнь — сентябрь 1965 г.). Сопоставление рассчитанных и измеренных величин $(T_п - T_н)$ показывает близкое совпадение этих данных.

УДК 551.521.14

Альбедо водохранилищ. Кириллова Т. В., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 154.

Приводятся результаты наблюдений альбедо водохранилищ. Получены зависимости альбедо от высоты Солнца, от степени облачности и от балла волнения. Рассматривается вопрос об изменчивости альбедо по акватории. Приводятся данные вертолетных наблюдений на Куйбышевском водохранилище. Таблиц 3. Рисунков 3. Библ. 5 назв.

УДК 551.508.2

Актинометрические приборы для сети и перспективы их развития. Янишевский Ю. Д., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 161.

Дается обзор о современном состоянии сетевых актинометрических приборов и излагаются главные проблемы, которые должны решаться в первую очередь. Для пиргелиометров важно исследовать температурную зависимость, влияние ореола и несимметрии, для актинометра необходимо снижение девиации нуля и инерции. Пиранометры требуются вакуумированные, повышенной точности и чувствительности. Повышены требования к электроизмерительной аппаратуре, интеграторы разгрузят сеть от кропотливой обработки.

УДК 551.508.25

Самолетная актинометрическая обсерватория. Гаевский В. Л., Рабинович Ю. И., Решетников А. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 162.

Для проведения комплексных исследований поля коротковолновой и длинноволновой радиации в свободной атмосфере оборудована самолетная актинометрическая обсерватория. На борту самолета установлена аппаратура, измеряющая угловое распределение восходящего потока как интегрально, так и спектрально в окнах прозрачности и полосах поглощения атмосферных газов. Приводятся некоторые результаты измерений, полученные в нескольких климатических зонах.

УДК 551.508.25

Результаты международных сравнений актинометрических радиозондов в 1965 г. Костяной Г. Н., Шляхов В. И., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 162.

В 1965 г. в США были проведены международные сравнения актинометрических радиозондов (АРЗ), где были представлены АРЗ из США (Суоми-Кун), ФРГ (Поль), Японии (Ята-Секучи) и СССР (АРЗ-ЦАО). Результаты сравнений показывают на достаточно большое различие в показаниях разных типов АРЗ, полученных в одновременных подъемах.

Излагаются возможности усовершенствования существующих АРЗ.

УДК 551.508.29

Радиометр для определения температуры земной поверхности и облаков. Городецкий А. К., Касаткин А. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 163.

Описывается радиометр, предназначенный для измерения уходящего длинноволнового излучения Земли в области спектра 8—12 *мк*. Выделяемый спектральный интервал определяется интерференционным фильтром. Прибор построен по двухлучевой схеме — измеряемое излучение сравнивается с опорным. Датчиком является болометр, выходной сигнал рассогласования моста усиливается усилителем переменного тока. Точность определения температуры порядка ±1° С. Рисунков 5.

УДК 551.508.25

Сканирующий телефотометр. Сячинов В. И., Касаткин А. М., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 166.

Описывается телефотометр, предназначенный для одновременного измерения солнечной радиации, отраженной Землей в различных участках ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Спектральные интервалы вырезаются с помощью интерференционных фильтров.

Прибор позволяет производить круговой обзор подстилающей поверхности с разрешением по углу 3°. Измерение сигнала производится с помощью фотоумножителей с последующим усилением. Рисунков 5.

УДК 551.508.2

Определение спектральных характеристик двухлучевых радиометров. Красильщиков Л. Б., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 168.

Идентичность каналов двухлучевого радиометра приводит к неопределенности спектральной характеристики. При согласовании радиометра с монохроматором неизбежны значительные потери энергии. Рассматриваются некоторые особенности электронных схем градуировочных усилителей.

УДК 551.508.25

Влияние фильтра на точность определения уходящего излучения. Новосельцев Е. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 168.

Радиометры градуируются по черному излучателю. Спектральный состав уходящего излучения (УИ) отличается от излучения черного тела. Если спектральная характеристика фильтра отличается от *П*-образной, то при измерении УИ возникают ошибки, величина которых зависит от температурной стратификации атмосферы, вертикального распределения поглощающих газов и спектральной характеристики фильтра.

УДК 551.508.25

К вопросу о возможности прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере. Елисеев А. А., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 169.

Предлагается способ схематизации спектра поглощения атмосферных газов, который позволяет приближенно моделировать спектр поглощения «средней» атмосферы.

УДК 551.508.25

Высокочувствительный неселективный пиранометр с черной приемной поверхностью и с ксеноновым наполнением. Козырев Б. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 170.

Описывается пиранометр с черной приемной поверхностью, стеклянным колпаком и ксеноновым наполнением. По мнению автора новый тип пиранометра имеет ряд преимуществ по сравнению с пиранометром Ю. Д. Янишевского: строгую неселективность от 0,35 до 2,8 *мк*, достаточную быстроту действия ($T_{0,63}$=9 *сек*), невысокое сопротивление (25 *ом*), очень большую интегральную чувствительность. Изменение температуры стеклянного колпака относительно мало влияет на показание прибора. Рисунков 7. Библ. 10 назв.

УДК 551.508.25

Компенсированный термоэлектрический балансомер с белой и блестящей приемными поверхностями, защищенными от воздушных потоков полусферами из КРС-5. Козырев Б. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 178.

Описывается новый тип балансомера, имеющий белую и блестящую площадки для результирующего приема только длинноволновой радиации (λ>2 *мк*). Устранение влияния ветра осуществлено применением защитных полусферических фильтров из КРС-5. Рисунков 7. Библ. 16 назв.

УДК 551.508.25

Термоэлектрический фитопиранометр с полусферическими фильтрами из стекол БС-8 и КС-19. Козырев Б. П., сб. Актинометрия и оптика атмосферы, изд. «Валгус», Таллин, 1968, стр. 185.

Описывается фитопиранометр, состоящий из двух одинаковых встречно включенных пиранометров, один из которых покрыт полусферическим фильтром из стекла БС-8, другой имеет фильтр из КС-19. Другая конструкция выполнена со сменными фильтрами на одном пиранометре. Рисунков 8. Библ. 7 назв.