



Х. Ф. ТАММЕТ

Аспирационный
метод
измерения
спектра
аэроионов

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ALUSTATUD 1893. a.

VIHİK 195 ВЫПУСК

ОСНОВАНЫ в 1893 г.

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ
И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯМ

II

Х. Ф. Таммет

АСПИРАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
СПЕКТРА АЭРОИОНОВ



ТАРТУ 1967

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED

УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ

ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

ALUSTATUD 1893. a.

VIHİK 195 ВЫПУСК

ОСНОВАНЫ В 1893 Г.

ТРУДЫ ПО АЭРОИОНИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЯМ

II

Х. Ф. Таммет

АСПИРАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА АЭРОИОНОВ

ВВЕДЕНИЕ

Методы изучения характеристик ионизированного воздуха и аэрозолей представляют интерес при решении многих научных и технических проблем. Ионизированный воздух и заряженные аэрозоли применяются в различных областях техники, например, в электрофильтрах, при электростатической окраске, в нейтрализаторах статических зарядов, в электрофотографии и т. д. Характеристики спектрального распределения аэроионов являются объектами исследования в физике атмосферы [Тверской, 1962]. По данным 1957 года, проводимость атмосферного воздуха регистрировалась только в капиталистических странах 36-ю атмосферно-электрическими станциями [Israel, 1957a]. Аэроионы имеют большое значение в гигиене [Минх, 1963] и медицине [Портнов, 1960].

Много внимания обращается вопросам определения спектра размеров частиц субмикроскопических аэрозолей. Один из наиболее перспективных методов для этого — измерение электрических подвижностей частиц [Фукс, 1955; Junge, 1955; Green, Lane, 1957]. Исходя из спектра подвижностей, вычисляется спектр размеров [Metnieks, Pollak, 1961; Фукс, 1964].

Наиболее универсальным и распространенным методом измерения концентрации и подвижностей аэроионов является аспирационный метод. Известны и некоторые другие методы, позволяющие измерить подвижность аэроионов, но они имеют более узкое назначение. Для измерения подвижности газовых ионов часто применяются методы переменного тока, обзор которых можно найти в монографии Лёба [Лёб, 1950]. Применимость методов переменного тока ограничена измерением подвижности легких ионов преимущественно в лабораторных условиях. Методы переменного тока оказались подходящими и для измерения подвижности ионов в разреженных верхних слоях атмосферы [Брагин, 1962, 1963].

Масс-спектрометрический метод измерений ионного состава газов [Истомин, 1959] применим в условиях сильного разрежения.

Относительно недавно разработан импульсный метод [Федоров, 1952; Цванг, 1956; Цванг, Гутман, 1958], при помощи которого получены весьма интересные данные о спектральном рас-

пределении подвижностей легких ионов в атмосферном воздухе [Шванг, Комаров, 1959; Комаров, Кузьменко, Середкин, 1960]. Для изучения спектра подвижностей тяжелых ионов импульсный метод, как и методы переменного тока, считается неподходящим [Комаров, Середкин, 1960].

Известны еще некоторые упрощенные методы измерения концентрации аэроионов [Корсунский, Резник, Трутень, 1962а, 1962б; Чернявский, 1962; Таммет, 1962а], пригодные только для получения грубо приближенных данных и имеющие весьма ограниченное применение.

Первые идеи, относящиеся к аспирационному методу, опубликованы в конце прошлого века [Giese, 1882]. Большой вклад в разработку основ аспирационного метода внесли труды школы Дж. Дж. Томсона [Thomson J. J., Rutherford, 1896; Mc Clelland, 1898; Rutherford, 1899; Zeleny, 1901]. Несмотря на длинную историю, вопросы теории аспирационных счетчиков снова стали актуальными. Это во многом является следствием современных достижений в области быстро развивающейся техники измерения слабых токов, открывающих при разработке приборов для изучения аэроионов существенно новые возможности. Практическое применение искусственной ионизации вызывает интерес к особенностям методики измерений в условиях повышенной плотности объемного заряда и проводимости. Расширение диапазонов измерения неизбежно приводит к столкновению с ранее не учтенными побочными явлениями в измерительном конденсаторе, которые могут значительно исказить результаты измерений. Все это требует уточнения теории методов измерения.

Известные приборы измерения спектра аэроионов неудовлетворительны. Чувствительность и разрешающая способность современных счетчиков недостаточны для решения многих задач. Например, до сих пор не оказалось возможным надлежащим образом изучить структуру спектрального распределения атмосферных ионов. Трудно определить, в какой мере описанное положение связано с принципиальными ограничениями, а в какой — с техническим несовершенством приборов. Для оценки степени совершенства конструкции счетчика нужны данные о зависимости функциональных свойств прибора от конструктивных параметров. Хотя в изучении этой проблемы достигнут некоторый успех [Губичев, 1960; Комаров, 1960а, 1960б; Комаров, Середкин, 1960; Siksna, Lindsay, 1961], имеющиеся данные еще недостаточны для обоснованного конструктивного расчета счетчика.

В предлагаемой работе будут рассмотрены методы измерения, при которых осаждение аэроионов в измерительном конденсаторе регистрируется электрометрическим методом. Однако большинство результатов применимо и в случае регистрации и изучения осажденных частиц оптическими или электронно-оптическими методами [Rohmann, 1923; Lipscomb, Rubin, Sturdivant,

1947; Gillespie, Langstroth, 1952; Hinkle, Orr, Dalla Valle, 1954; Литвинов, Литвинова, 1955; Сергиева, 1958; Gillespie, 1960; Chalande, David, 1960] или по радиоактивному излучению [Gerdien, 1907; Wilkening, 1952; Stierstadt, Papp, 1960; Матулявичене, 1962]. Сходство процессов в аспирационных приборах измерения аэрозолей с процессами в приборах для электроосаждения аэрозолей в целях очистки воздуха [Riezler, Kern, 1959] позволяет расширить применимость некоторых результатов.

Желание систематически изложить материал побудило автора охватить в работе возможно полный круг вопросов, относящихся к рассматриваемой теме. Исключение составляют лишь некоторые частные вопросы, при которых ограничиваемся ссылкой на соответствующую литературу.

В работе используется электростатическая система единиц (*CGSE*), являющаяся традиционной при описании движения ионов и заряженных аэрозольных частиц в воздухе.

Автор пользуется возможностью выразить глубокую благодарность сотрудникам лаборатории аэроионизации и электроаэрозолей ТГУ за всестороннюю помощь в работе. За постоянный интерес и многие полезные замечания особенно признателен Я. И. Сальму.

Глава I

ТЕОРИЯ АСПИРАЦИОННОГО МЕТОДА ПРИ ИДЕАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

§ 1. Аэроионы

Основные взгляды на механизм электропроводности воздуха установились уже в начале нашего столетия. Главная заслуга в этом принадлежит Гизе [Giese, 1882] и Дж. Дж. Томсону [Thomson J. J., Rutherford, 1896]. Обстоятельный обзор более ранних работ по изучению электропроводности воздуха можно найти в известной монографии Видемана [Wiedemann, 1885].

Электропроводность воздуха обусловлена наличием в нем заряженных частиц, способных передвигаться под действием электрического поля. В элементарных актах ионизации создаются положительно заряженные ионы и свободные электроны. Однако, время существования свободных электронов, а также мономолекулярных ионов в воздухе при атмосферном давлении ничтожно. Свободные электроны и мономолекулярные ионы играют заметную роль лишь в весьма быстротекущих процессах, для исследования которых аспирационный метод по разным причинам не применяется. К исходным заряженным частицам прилипают нейтральные молекулы, придерживаемые электрическими и молекулярными силами. Образующиеся более-менее стабильные частицы называются легкими аэроионами. О внутреннем строении легких аэроионов известно мало [Israel, 1957b]. Заслуживает внимания попытка теоретического вычисления вероятностей образования легких аэроионов с разной структурой [Сегаль, 1962].

Легкие аэроионы играют главную роль в механизме электропроводности атмосферного воздуха.

Уже вскоре после установления ионной теории электропроводности воздуха было обнаружено существование более крупных носителей заряда [Townsend, 1898; Lenard, 1900; Langevin, 1905a, 1905b], которые стали называться тяжелыми аэроионами. Тяжелые аэроионы образуются в результате прилипания легких аэроионов к аэрозольным частицам, содержащимся в воздухе. По су-

шеству, тяжелые аэроионы не являются ионами в обычном смысле и представляют собой взвешенные в воздухе твердые или жидкие заряженные частицы, остающиеся стабильными и при потере заряда.

В явлениях атмосферного электричества тяжелые аэроионы имеют значение носителей объемного заряда.

Легкие и тяжелые аэроионы движутся в электрическом поле с разными скоростями. При изучении электрических токов в воздухе различная природа носителей заряда не имеет значения и достаточно характеризовать аэроионы только электрическими подвижностями. Поэтому целесообразно описать легкие и тяжелые аэроионы с единой точки зрения, используя обобщающий термин «аэроионы».

В работах по атмосферному электричеству обычно применялся термин «атмосферные ионы», который имеет то же значение и может рассматриваться как синоним термина «аэроионы». Однако для обозначения заряженных частиц, созданных в специальных лабораторных или промышленных устройствах, лучше подходит термин «аэроионы».

Средняя скорость движения аэроиона под действием электрического поля пропорциональна напряженности поля \vec{E}

$$\vec{v} = k\vec{E}. \quad (1.1)$$

Для наиболее легких аэроионов применимость соотношения (1.1) ограничена напряженностями до 10 кв/см [Mitchell, Riedler, 1934; Балог, 1944].

Определяя подвижность аэроиона k согласно соотношению (1.1), следует считать ее положительной для положительно заряженных и отрицательной для отрицательно заряженных аэроионов. Обычно подвижностью аэроиона называется не величина k , а его абсолютное значение. Чтобы упростить запись, примем следующее условие. Если какая-нибудь величина x имеет обозначение с точкой внизу, то

$$|\dot{x}| = x. \quad (1.2)$$

Таким образом символ k (без точки) обозначает подвижность аэроиона в обычном смысле. Используемая система обозначения полярных величин символами с точкой имеет аналогию с обозначением векторов: $|\dot{x}| = x$.

Наибольший размер частиц, рассматриваемых как аэроионы, ограничивается значением, при котором еще можно пренебречь

силой тяжести и инерцией частиц. Для этого достаточно выполнения условия

$$m \ll \frac{qE}{g + k \left| \frac{dE}{dt} \right|}, \quad (1.3)$$

где m — масса частицы, g — ускорение свободного падения и q — абсолютное значение заряда частицы.

Приведенное описание аэроионов удовлетворительно, если химическая природа и масса носителей заряда не имеют значения, что имеет место при рассмотрении электрических процессов, протекающих в воздухе. Во многих случаях химической природой и массой частиц нельзя пренебречь, однако, в рамках настоящей работы такие проблемы являются второстепенными.

Обычные методы измерения позволяют определить только макроскопические параметры ионизированного воздуха. Заряды отдельных аэроионов останутся неуловимыми. При соответствующих теоретических расчетах рационально характеризовать ионизированный воздух параметрами, определяемыми независимо от заряда аэроионов.

Наиболее полно ионизированный воздух характеризуется дифференциальной спектральной функцией распределения плотности заряда по подвижностям

$$\varrho(k) = \frac{dQ}{dk}, \quad (1.4)$$

где dQ — плотность заряда, обуславливаемая аэроионами с подвижностями между k и $k + dk$.

Значения спектральной функции $\varrho(k)$ положительны при положительном k и отрицательны при отрицательном k . Часто применяется спектральная функция $Q(k)$, определяемая согласно (1.2) по абсолютным значениям $\varrho(k)$. При помощи функции $Q(k)$ можно однозначно описывать лишь спектр аэроионов одной полярности. Для описания спектра аэроионов обеих полярностей приходится ввести две функции $Q_+(k)$ и $Q_-(k)$. Спектральная функция аэроионов той или другой полярности обозначается $Q_{\pm}(k)$. Если рассматриваются аэроионы только одной полярности и полярность не существенна, то индекс \pm можно опустить.

Частная плотность заряда в промежутке (k_1, k_2) определяется интегралом через спектральную функцию

$$\varrho(k_1, k_2) = \int_{k_1}^{k_2} \varrho(k) dk. \quad (1.5)$$

Таким же образом определяется плотность отрицательного заряда $\rho_- = \rho(-\infty, 0)$, плотность положительного заряда $\rho_+ = \rho(0, \infty)$ и плотность заряда $\rho = \rho(-\infty, \infty)$.

Спектральная функция плотности тока $\vec{j}(k)$ в неподвижном воздухе выражается через $\rho(k)$ следующим образом

$$\vec{j}(k) = v_0 \vec{\rho}(k) = k_0 \vec{\rho}(k) \vec{E} = \lambda(k) \vec{E}. \quad (1.6)$$

Функцию $\lambda(k) = k_0 \rho(k)$ назовем спектральной функцией проводимости. Через $\lambda(k)$ выражается частная проводимость в промежутке (k_1, k_2)

$$\lambda(k_1, k_2) = \int_{k_1}^{k_2} \lambda(k) dk. \quad (1.7)$$

В соответствующих пределах частная проводимость совпадает с отрицательной проводимостью $\lambda_- = \lambda(-\infty, 0)$, положительной проводимостью $\lambda_+ = \lambda(0, \infty)$ и проводимостью $\lambda = \lambda(-\infty, \infty)$.

Спектральная функция проводимости, а также частная проводимость при условии $k_1 \leq k_2$ не могут иметь отрицательных значений. Замена переменных k_1 и k_2 между собой изменяет знак как частной плотности заряда $\rho(k_1, k_2)$, так и частной проводимости $\lambda(k_1, k_2)$ на обратный.

В системе абсолютных значений частная плотность заряда и частная проводимость положительны, если $k_1 < k_2$, и отрицательны в противном случае. k_1 и k_2 при этом должны представлять всегда подвижности аэроионов одной и той же полярности. Для описания спектрального распределения аэроионов обеих полярностей все рассмотренные параметры приходится дублировать: $\rho_+(k_1, k_2)$ и $\rho_-(k_1, k_2)$, $\lambda_+(k_1, k_2)$ и $\lambda_-(k_1, k_2)$. Двухзначной будет и спектральная функция проводимости: $\lambda_+(k)$ и $\lambda_-(k)$. Как и при спектральной функции $\rho(k)$, индекс $+$ или $-$ иногда можно опустить или записать в виде \pm . Только в обозначениях полярных плотностей заряда ρ_{\pm} и полярных проводимостей λ_{\pm} опускание индекса недопустимо.

Применение функции $\lambda(k)$ облегчает графическое изображение спектрального распределения аэроионов в широких промежутках подвижностей. Функция $\rho(k)$ для этого неудобна, так как она имеет обычно очень большие значения в области малых подвижностей и малые значения в области больших подвижностей. Особое внимание заслуживает изображение спектральной функции проводимости в координатной сетке с логарифмическим масштабом подвижностей. Площадь под кривой $\lambda(k)$ в такой коор-

динатной сетке пропорциональна плотности заряда. Это объясняется соотношением

$$\int \lambda(k) d \left(\ln \frac{k}{k_1} \right) = \int \varrho(k) dk. \quad (1.8)$$

Произвольная постоянная подвижность k_1 в формуле (1.8) необходима только для обеспечения правильных размерностей.

Иногда распределение аэроионов по подвижностям характеризуется частными плотностями заряда предполагаемых дискретных групп. В теории методов измерения такой подход не оправдывается. Действительное распределение скоростей аэроионов в любом экспериментальном устройстве не может быть строго дискретным, хотя бы по причине диффузии аэроионов. Даже если спектральное распределение аэроионов имело бы дискретный характер, для доказательства сказанного надо при постановке и обработке наблюдений исходить из предположения непрерывного распределения. Это позволяет наиболее полно выяснить объективную информацию, заключающуюся в конкретных экспериментальных данных.

Дискретное распределение может рассматриваться как частный случай непрерывного распределения. Чтобы перейти в математических выкладках от непрерывного распределения к дискретному, функцию $\varrho(k)$ следует записать в виде суммы

$$\varrho(k) = \sum_n \varrho_n \delta(k - k_n). \quad (1.9)$$

где ϱ_n — частные плотности заряда аэроионов с подвижностью k_n . Благодаря свойству дельта-функции $\int f(k) \delta(k - k_n) = f(k_n)$ все интегральные выражения при такой замене преобразуются в суммы, характерные для дискретного распределения.

На практике часто стараются вычислить счетную концентрацию аэроионов $n_{\pm}(k_1, k_2)$. Если заряд всех аэроионов равняется одному элементарному заряду, то

$$n_{\pm}(k_1, k_2) = \frac{\varrho_{\pm}(k_1, k_2)}{e}, \quad (1.10)$$

где e — элементарный заряд.

К сожалению, предположение $q = e$ оправдано только для легких аэроионов. Тяжелые аэроионы, а тем более искусственно созданные заряженные аэрозольные частицы могут нести большой заряд. При этом формула (1.10) не дает правильную счетную концентрацию аэроионов, а лишь некоторую условную величину. Если истинный средний заряд аэроионов неизвестен, то правильнее было бы вместо счетной концентрации аэроионов говорить о

частной плотности заряда, выраженной в элементарных зарядах на единицу объема. Для однократно заряженных аэроионов последняя величина по численному значению совпадает со счетной концентрацией аэроионов.

§ 2. Поле движения аэроионов

Рассмотрим ламинарный поток воздуха и предположим, что движение аэроионов определяется только переносом и действием электрического поля. Скорость движения аэроиона при этом выражается следующим образом:

$$\vec{v} = \vec{u} + kE, \quad (2.1)$$

где \vec{u} — скорость потока. Уравнение (2.1) определяет линии тока аэроионов с подвижностью k . При стационарном течении линии тока совпадают с траекториями аэроионов.

Вычислим спектральную плотность тока аэроионов, которые проходят через некоторую воображаемую поверхность S .

Через элемент поверхности \vec{dS} протекает ток, спектральная плотность которого

$$dI(k) = \rho(k) \vec{v} \vec{dS} = \rho(k) (d\Phi + k dN), \quad (2.2)$$

где $d\Phi = \vec{u} \vec{dS}$ является расходом (объемной скоростью) воздуха через элемент поверхности \vec{dS} и $dN = \vec{E} \vec{dS}$ является потоком напряженности электрического поля через \vec{dS} . Спектральная плотность тока через поверхность S будет

$$I(k) = \iint_S \rho(k) (d\Phi + k dN) = \overline{\rho(k)} (\Phi + kN), \quad (2.3)$$

где $\overline{\rho(k)}$ некоторое среднее значение $\rho(k)$ на поверхности S , Φ — расход воздуха и N — поток напряженности электрического поля через эту поверхность.

Из формулы (2.3) вытекают два практически важных заключения [Таммет, 1964 б]:

1. Для любой поверхности тока аэроионов с подвижностью k имеет место

$$\Phi + kN = 0, \quad (2.4)$$

так как $I(k)$ через поверхность тока всегда равняется нулю.

2. При однородном распределении аэроионов на некоторой поверхности спектральная плотность тока через эту поверхность выражается формулой

$$j(k) = (\Phi + kN)q(k). \quad (2.5)$$

Рассмотрим еще поведение спектральной функции $q(k)$ в поле течения аэроионов [Cagniard, 1943, 1944; Таммет, 1960]. При этом допустим несжимаемость воздуха и оставим вне рассмотрения рекомбинацию и возникновение аэроионов, а также процессы, в которых подвижность аэроионов изменяется. При таких предположениях из закона сохранения заряда вытекает закон сохранения спектральной функции плотности заряда, который выражается формулой

$$\frac{\partial q(k)}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{j}(k). \quad (2.6)$$

Так как $\vec{j}(k) = \vec{v} q(k)$, то выражение (2.6) примет вид

$$\frac{\partial q(k)}{\partial t} = -q(k) \operatorname{div} \vec{v} - \vec{v} \operatorname{grad} q(k). \quad (2.7)$$

Изменение $q(k)$ в точке, движущейся по траектории аэроиона со скоростью \vec{v} , характеризуется полным дифференциалом $d q(k)$. Последний связан с частной производной соотношением

$$\frac{d q(k)}{dt} = \frac{\partial q(k)}{\partial t} + \vec{v} \operatorname{grad} q(k). \quad (2.8)$$

откуда имеем

$$\frac{d q(k)}{dt} = -q(k) \operatorname{div} \vec{v}. \quad (2.9)$$

Так как $\operatorname{div} \vec{u} = 0$ и $\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi q$, то приходим к результату

$$\frac{d q(k)}{dt} = -4\pi q \lambda(k). \quad (2.10)$$

Это выражение описывает явление, известное под названием электростатического рассеивания [Townsend, 1898; Wolodkevitch, 1933 a, 1933 b; Forster, 1959; Дунский, Китаев, 1960; Китаев, 1962]. Причина электростатического рассеивания заключается во взаимном отталкивании или притяжении аэроионов.

Во многих случаях можно пренебречь электрическим полем объемного заряда, принимая $\vec{\text{div}} E = 0$. При этом имеет место

$$\frac{d \varrho(k)}{dt} = 0. \quad (2.11)$$

Вывод этой формулы является приложением известной теоремы Лиувилля к задаче движения аэроионов.

Формула (2.11) приводит к заключению, имеющему большое значение в теории аспирационного метода: если пренебрегать возникновением, рекомбинацией, изменением подвижности, диффузией и взаимным электростатическим влиянием аэроионов, то в ламинарном несжимаемом потоке воздуха вдоль траектории аэроиона соответствующей подвижности $\varrho(k)$ постоянно.

Аналогичный результат впервые встречается в работе [Becker, 1910]. Этот же результат получен и применен в теории аспирационного счетчика в случае дискретного спектрального распределения аэроионов уже в работе [Cagniard, 1943], которая осталась малоизвестной. Для заряженных аэрозолей аналогичный результат получен в работах Левина [Левин, 1957 1959].

При изучении движения аэроионов иногда полезно использовать методы теории подобия. Для обеспечения подобия линий тока аэроионов в двух системах необходимо, кроме условий геометрического, гидродинамического и электростатического подобия, еще совпадение значений специального критерия

$$K_I = \frac{k E}{u} = \frac{k U}{u x} \quad (2.12)$$

В этом выражении E обозначает характерную напряженность электрического поля, u — характерную скорость потока, U — характерное напряжение, x — характерный размер и k — подвижность рассматриваемых аэроионов.

§ 3. Устройство аспирационного счетчика и принцип измерения спектрального распределения аэроионов

Аспирационный счетчик аэроионов состоит из измерительного конденсатора и устройств для протягивания воздуха через измерительный конденсатор, для подачи напряжения на обкладки конденсатора и для измерения токов, протекающих через обкладки. Обычно измеряется только сила тока, протекающего через одну определенную обкладку, которая называется собирающей обкладкой.

При стационарном режиме счетчика и стационарной спектральной функции $\varrho(k)$ сила тока через обкладки определяется конвективным током аэроионов.

Протекающий через обкладки ток вводится в землю или непосредственно, или через источник напряжения, или через измеритель тока. Сумма токов через все обкладки измерительного конденсатора может отличаться от нуля, если средние плотности заряда, входящего в измерительный конденсатор и выходящего из него воздуха, не равны между собой.

В большинстве случаев использования аспирационного метода можно предполагать, что движение аэроионов в измерительном конденсаторе не зависит от наличия других аэроионов в исследуемом воздухе. При этом спектральная плотность тока через собирающую обкладку $I(k)$ пропорциональна соответствующему значению $q(k)$. Это можно выразить соотношением

$$I(k) = Gq(k). \quad (3.1)$$

Величина G в этом выражении является коэффициентом пропорциональности, который зависит от подвижности и конструктивных и режимных параметров измерительного конденсатора.

Предположение о независимости G от $q(k)$ принимается ниже везде, исключая только специально оговоренные случаи, при которых учитывается взаимное влияние аэроионов в измерительном конденсаторе.

Ток аэроионов через собирающую обкладку выражается интегралом

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} Gq(k) dk. \quad (3.2)$$

Этот ток поддается непосредственному измерению, что позволяет экспериментальным путем определить зависимость тока I от режимных параметров счетчика. Функция $I(\psi)$, где ψ — произвольно выбранный варьируемый режимный параметр, называется характеристикой аспирационного счетчика. Чаще всего применяется вольт-амперная характеристика, при которой ψ выражает напряжение между обкладками измерительного конденсатора. Каждая определенная конструкция счетчика характеризуется конкретным видом функции $G(\psi, k)$. Выражение (3.2) может в отношении $q(k)$ рассматриваться как интегральное уравнение

$$\left. \begin{aligned} I(\psi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} G(\psi, k)q(k) dk; \\ \text{если при одной полярности } G &= 0, \text{ то} \\ I(\psi) &= \int_0^{\infty} G(\psi, k)q(k) dk. \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Физическую сущность функции $G(\psi, k)$ разъясняет следующий пример. Предположим, что исследуемый воздух содержит аэроионы только с подвижностью k_1 . В таком случае $q(k) = q\delta(k - k_1)$ и по формуле (3.3) получим $G(\psi, k_1) = I(\psi)/q$. Следовательно $G(\psi, k)$ может рассматриваться как приведенная к единичной плотности заряда характеристика счетчика при наличии аэроионов только с подвижностью k .

При рассмотрении счетчиков определенного типа, нашей задачей является нахождение конкретного вида функции G и метод решения уравнения (3.3). Решение интегрального уравнения (3.3) в общем случае возможно лишь численными методами, что требовало бы при обработке наблюдений чрезвычайно большой вычислительной работы. Решение упрощается только при соблюдении некоторых требований в отношении устройства измерительного конденсатора, что обеспечивает специальный вид ядра уравнения G . Ниже приведем такие требования, общие для всех аспирационных счетчиков.

1. Измерительный конденсатор должен обладать осевой симметрией (тело вращения)

2. Во внешней обкладке измерительного конденсатора должно быть два отверстия. Эти отверстия называются соответственно направлению потока входным и выходным. Поверхностью отверстия назовем воображаемую поверхность, закрывающую отверстие. Должна существовать такая поверхность входного отверстия, на которой $E = 0$ и скорость потока \vec{u} во всех точках направлена внутрь измерительного конденсатора.

3. Во внутренних обкладках не должно быть сквозных отверстий, через которые могла бы протекать часть потока воздуха.

4. Внутри измерительного конденсатора должны выполняться все допущения, принятые в предыдущем параграфе. Вне измерительного конденсатора $q(k)$ должно быть однородным.

Вместо осесимметричного измерительного конденсатора допускается применять конденсатор, который является сектором осесимметричного конденсатора. Часто используется плоский измерительный конденсатор, который является предельным случаем узкого сектора осесимметричного конденсатора с бесконечно увеличенным радиусом. В плоском конденсаторе необходимо обеспечить одинаковое распределение скоростей воздушного потока в продольных сечениях.

В общей теории аспирационных счетчиков все перечисленные требования считаем выполненными. Влияние отклонений от указанных требований на результаты измерения рассматривается во второй главе настоящей работы.

§ 4. Интегральный счетчик

Измерительный конденсатор интегрального счетчика состоит из двух обкладок. Собирающей обычно выбирается внутренняя обкладка, но иногда и внешняя [Mc Clelland, Kennedy, 1912; Nolan J. J., Nolan P. J., 1930; Weger, 1935a; Sikсна, 1961a]. Собирающая обкладка соединяется с устройством для измерения тока. Между собирающей и отталкивающей обкладками поддерживается напряжение U . Через конденсатор протягивается поток исследуемого воздуха с расходом Φ .

Интегральный счетчик является наиболее распространенным типом аспирационных счетчиков. Это объясняется простым устройством и высокой чувствительностью интегральных счетчиков. Одной из причин широкого применения интегральных счетчиков является простота измерения интегральных величин. Кроме приборов для измерения концентрации ионов и проводимости, интегральный метод применяется в детекторах аэрозолей [Sekiyama, 1959; Rich, 1959; Hasenclever, Siegmann, 1960; Sikсна, 1961 b].

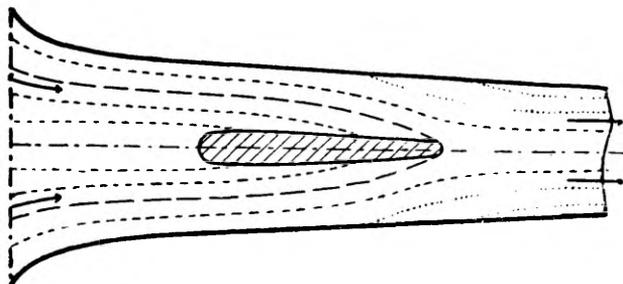


Рис. 4.1. Линии тока в измерительном конденсаторе.
линии тока; — — — — — предельная поверхность;
линии тока, на которых $q(k) = 0$;
— — — — — входная поверхность.

Для определения функции G интегрального счетчика рассмотрим поведение аэроионов с подвижностью k в измерительном конденсаторе с внутренней собирающей обкладкой (рис. 4.1). При $Uk > 0$ аэроионы отталкиваются от внутренней обкладки и $\dot{G} = 0$. При $Uk < 0$ аэроионы будут осаждаться на внутренней обкладке. Линии тока, кончающиеся на внутренней обкладке, заполняют некоторую часть пространства между обкладками измерительного конденсатора. Эта часть пространства ограничивается поверхностью тока, которую будем называть предельной. Предельная поверхность соприкасается с задней кромкой внутренней обкладки.

При достаточно малой подвижности k предельная поверхность не пересекает внешнюю обкладку, как это показано на рис. 4.1. Поток электрического поля через предельную поверхность

будет в таком случае $N = 4\pi CU$, где C — действующая емкость измерительного конденсатора. Действующая емкость является емкостью только измерительного конденсатора и отличается от емкости изолированной системы счетчика, в которую включаются емкость электрометра и паразитная емкость монтажа. Методы определения действующей емкости рассматриваются в § 33. Расход воздуха через предельную поверхность согласно (2.4) равен

$$\Phi' = 4\pi C U k. \quad (4.1)$$

Ток аэроионов, протекающий через область входной поверхности, ограниченную линией пересечения с предельной поверхностью, будет Φ'_0 (2.5). Так как все аэроионы, проходящие через отмеченную область входной поверхности, осаждаются на внутренней обкладке, то $I = \Phi'_0$ и $G = \Phi' = 4\pi C U k$. Такой результат при несколько ограниченных исходных условиях получен уже в работе [Rieske, 1903]. При менее ограниченных исходных условиях вопрос рассмотрен в работах [Swann, 1914 a, b, d].

Следует упомянуть, что при выводе соотношения

$$I = 4\pi C U k_0 \quad (4.2)$$

не применялось предположение о симметрии измерительного конденсатора. Поэтому соотношение (4.2) одинаково действительно и в случае несимметричной системы любой геометрической конфигурации. Такое положение для несколько иных условий впервые подчеркивается в работе [Kohlrausch, 1906].

Предельная поверхность более подвижных аэроионов пересекает край входной поверхности и внешней обкладки. При этом $\Phi' = \Phi$. Соответствующая подвижность k_0 называется предельной подвижностью. Из формулы (4.1) при $\Phi' = \Phi$ имеем

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= \frac{\Phi}{4\pi CU}, \\ \text{а учитывая полярность} \\ k_0 &= -\frac{\Phi}{4\pi CU}. \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

При $k_0 \leq k$ осаждаются все аэроионы, проходящие через входную поверхность, и $G = \Phi$.

Сводя вышеприведенные результаты, можем написать для аэроионов, притягивающихся к собирающей обкладке

$$G = \begin{cases} 4\pi C U k & \text{при } k \leq k_0 \\ \Phi & \text{при } k_0 \leq k. \end{cases} \quad (4.4)$$

Аналогичные рассуждения при измерительном конденсаторе с внешней собирающей обкладкой приводят к результатам, выражаемым формулами (4.3) и (4.4).

Из приведенных выводов следует, что основные формулы интегрального счетчика действительно независимо от геометрической конфигурации измерительного конденсатора и от распределения скоростей потока в нем, если только конденсатор является осесимметричным. Независимость от распределения скоростей течения относится только к осесимметричным стационарным потокам. Турбулентность воздуха в измерительном конденсаторе в общем случае недопустима.

Вопрос о допустимой конфигурации измерительного конденсатора и распределении скоростей потока долгое время был спорным, хотя к приведенному выше заключению можно прийти на основе известных результатов [Swann, 1914 b; Cagniard, 1943, 1944, Левин, 1959]. Причиной недоразумений является то обстоятельство, что основные формулы интегрального счетчика обычно выводят на основе расчета траекторий аэроионов, а это при наличии радиальных составляющих скорости потока встречает серьезные математические затруднения. Для упрощения расчетов принимались определенные предположения о конфигурации измерительного конденсатора и о распределении скоростей воздушного потока. Соответствующие требования предъявляли и к конструкции счетчика. Такие лишние требования могут быть значительным ограничением при конструировании счетчика. Приведем несколько примеров. В известном счетчике Беккера [Becker, 1909] принимались специальные меры для гомогенизации электрического поля у входа измерительного конденсатора, что привело к усложнению конструкции и не дало никаких положительных результатов [Scholz, 1931 b]. В современных работах можно встретить требования в отношении однородного распределения скоростей течения воздуха [Misaki, 1960] или об отсутствии радиальных составляющих [Hoegl, 1963]. При выборе размеров конденсатора считают недопустимыми большие отклонения от идеально-цилиндрической формы [Комаров, Середкин, 1960].

Отметим еще, что расчет траекторий аэроионов обычно сложный и требует большой работы. Иногда приходится прибегать даже к численным расчетам при помощи электронной вычислительной машины [Kraemer, Johnstone, 1955]. Решение многих принципиально несложных задач, сводимых к формулам интегрального счетчика, при расчете траекторий окажется сложным [Shimizu, 1956, 1957, 1960].

§ 5. Решение уравнения интегрального счетчика

Функция G интегрального счетчика зависит, кроме подвижности, от трех параметров C , U и Φ . При определении характеристики счетчика один из этих параметров варьируется, а остальные являются неизменными. Обычно варьируемым параметром является напряжение, реже — расход [Nolan P. J., Кенпу, 1952]. Это объясняется тем, что при варьировании расхода имеется опасность воздействия на $q(k)$ всасываемого воздуха.

Для решения уравнения (3.3) следует при помощи соответствующего оператора преобразовать его в такой вид, из которого искомые величины исключаются алгебраическими действиями. В случае интегрального счетчика желаемые результаты дают однократное и двукратное дифференцирование по ψ и оператор

$$h_\psi = 1 - \psi \frac{\partial}{\partial \psi}. \quad (5.1)$$

Оператор h_ψ применяется при обработке наблюдений весьма часто, так как для определения $h_\psi I$ существует удобный графический метод, называемый «методом касательных» [Israel, 1931, 1957 в; Герасимова, 1939; Имянитов, 1957]. Определение $h_\psi I$ методом касательных показано на рис. 5.1.

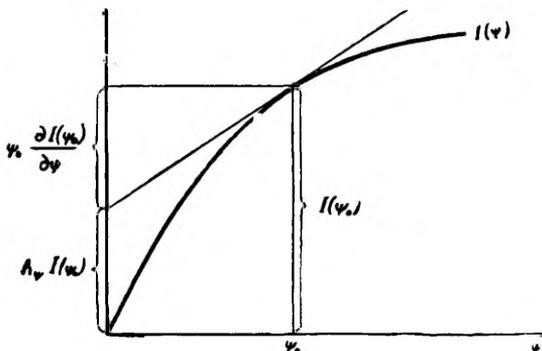


Рис. 5.1. Определение $h_\psi I$ методом касательных.

В подынтегральном выражении уравнения (3.3) оператор дифференцирования или h_ψ действует только на функцию G . Ниже приведем сводку соответствующих преобразований функции $G(\psi, k)$ используемых при дальнейших расчетах:

$$\frac{\partial G}{\partial U} = \begin{cases} 4\pi Ck & \text{при } k < k_0 \\ 0 & \text{при } k_0 < k, \end{cases} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \Phi} = \begin{cases} 0 & \text{при } k \gtrsim k_0 \\ 1 & \text{при } k_0 < k, \end{cases} \quad (5.3)$$

$$h_U G = \begin{cases} 0 & \text{при } k < k_0 \\ \Phi & \text{при } k_0 < k, \end{cases} \quad (5.4)$$

$$h_\Phi G = \begin{cases} 4\pi CUk & \text{при } k < k_0 \\ 0 & \text{при } k_0 < k, \end{cases} \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial U^2} = -\frac{\Phi^2}{4\pi CU^3} \delta(k - k_0), \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \Phi^2} = -\frac{1}{4\pi CU} \delta(k - k_0). \quad (5.7)$$

Используя выражения (5.2) — (5.7), легко вывести формулы для расчета разных характеристик ионизированного воздуха по известным функциям $I(U)$ или $I(\Phi)$. Приведем сводку результатов:

$$\varrho(k_0) = -\frac{4\pi CU^3}{\Phi^2} \frac{\partial^2 I}{\partial U^2}, \quad (5.8)$$

$$\varrho(k_0) = -4\pi CU \frac{\partial^2 I}{\partial \Phi^2}, \quad (5.9)$$

$$\varrho(k_1, k_2) = \frac{h_U I(U_1)}{\Phi_1} - \frac{h_U I(U_2)}{\Phi_2}, \quad (5.10)$$

$$\varrho(k_1, k_2) = \frac{\partial I(\Phi_1)}{\partial \Phi} - \frac{\partial I(\Phi_2)}{\partial \Phi}, \quad (5.11)$$

$$\lambda(k_1, k_2) = \frac{1}{4\pi C} \left[\frac{\partial I(U_2)}{\partial U} - \frac{\partial I(U_1)}{\partial U} \right], \quad (5.12)$$

$$\lambda(k_1, k_2) = \frac{1}{4\pi C} \left[\frac{h_\Phi I(\Phi_2)}{U_2} - \frac{h_\Phi I(\Phi_1)}{U_1} \right]. \quad (5.13)$$

Применение δ -функции для вывода формул (5.8) и (5.9) необязательно. Вместо этого интеграл в уравнении (3.3) можно написать в виде суммы двух интегралов, соответствующих областям $k \leq k_0$ и $k_0 \leq k$. Выполняя дифференцирование по пределам интегралов, приходим к тем же результатам [Langevin, 1905a; Israel, 1957 b].

Существует известная возможность более общей и сокращенной записи решений уравнения интегрального счетчика [Siksnas,

1950; Israel 1957b]. При этом в качестве исходной функции рассматривается

$$P(k_0) = \frac{I(k_0)}{\Phi}. \quad (5.14)$$

Величина $P(k_0)$ имеет размерность плотности заряда и будет называться условной плотностью заряда при предельной подвижности k_0 . При упрощенных расчетах значение P выраженное в элементарных зарядах на единицу объема, часто представляется в качестве концентрации аэроионов. Таким образом вычисленная концентрация в сущности является только условной величиной, так как она не соответствует никакому определенному промежутку подвижностей. Однако в практике нередко встречаются условия, в которых конкретный характер спектра подвижностей аэроионов позволяет принимать

$$\varrho(k_0, \infty) \approx P(k_0). \quad (5.15)$$

Это соотношение весьма часто применяется для вычисления концентрации легких атмосферных ионов.

Исходя из функции $P(k_0)$, преобразуем уравнение (3.3) в

$$P(k_0) = \int_0^{\infty} \frac{G(k_0, k)}{\Phi} \varrho(k) dk. \quad (5.16)$$

Так как

$$\frac{G(k_0, k)}{\Phi} = \begin{cases} k/k_0 & \text{при } k \leq k_0 \\ 1 & \text{при } k_0 \leq k, \end{cases} \quad (5.17)$$

то в уравнении (5.16) встречается только один независимый режимный параметр. Для удобства вычислений варьируемым параметром рассматривается обратное значение предельной подвижности $\omega = 1/k_0$.

Вполне аналогично с предыдущим расчетом приходим к формулам

$$\varrho(k_0) = -\omega^3 \frac{\partial^2 P}{\partial \omega^2}, \quad (5.18)$$

$$\varrho(k_1, k_2) = h_{\omega} P(k_1) - h_{\omega} P(k_2), \quad (5.19)$$

$$\lambda(k_1, k_2) = \frac{\partial P(k_2)}{\partial \omega} - \frac{\partial P(k_1)}{\partial \omega}. \quad (5.20)$$

При методе варьирования расхода формулы (5.18)—(5.20) неудобны. В этом случае лучше исходить из функции

$$\Lambda(k_0) = \frac{I(k_0)}{4\pi CU}, \quad (5.21)$$

которая имеет размерность проводимости и будет называться условной проводимостью при предельной подвижности k_0 . Ядро интегрального уравнения будет:

$$\frac{G}{4\pi CU} = \begin{cases} k & \text{при } k \leq k_0 \\ k_0 & \text{при } k_0 \leq k. \end{cases} \quad (5.22)$$

Вычисления, аналогичные предыдущим, приводят к результатам

$$q(k_0) = -\frac{\partial^2 \Lambda}{\partial k_0^2}, \quad (5.23)$$

$$q(k_1, k_2) = \frac{\partial \Lambda(k_1)}{\partial k_0} - \frac{\partial \Lambda(k_2)}{\partial k_0}, \quad (5.24)$$

$$\lambda(k_1, k_2) = h_{k_0} \Lambda(k_2) - h_{k_0} \Lambda(k_1). \quad (5.25)$$

Интегральный счетчик часто используется для измерения полярных плотностей заряда q_{\pm} и полярных проводимостей λ_{\pm} . Это возможно только при определенных условиях. Для измерения q_{\pm} необходимо, чтобы в области $k < k_0$ имело место $q(k) \equiv 0$. Для области, в которой $q(k) \equiv 0$ за функцию G можно принять произвольное выражение, что не влияет на результаты. Принимая G везде равным Φ , найдем

$$q_{\pm} = P_{\pm} = \frac{I_{\pm}}{\Phi} \quad (5.26)$$

I_{\pm} обозначает ток при соответствующей полярности.

Для оправдания формулы (5.26) следует выбрать достаточно малое k_0 , чтобы условие $q(k) \equiv 0$ при $k < k_0$ являлось выполненным. Выполнение этого условия подтверждается, если при увеличении напряжения ток I останется неизменным, а при уменьшении расхода уменьшается пропорционально расходу.

Для измерения полярной проводимости необходимо выбрать достаточно большое k_0 , чтобы в области $k_0 < k$ выполнялось условие $q(k) \equiv 0$. При этом для всех подвижностей можно принимать $G = 4\pi CUk$, что дает

$$\lambda_{\pm} = \Lambda_{\pm} = \frac{I_{\pm}}{4\pi CU} \quad (5.27)$$

Для экспериментального подтверждения применимости этой формулы необходимо, чтобы при увеличении расхода ток I оставался постоянным, а при уменьшении напряжения уменьшался пропорционально напряжению.

§ 6. Разновидности интегрального счетчика

Известны некоторые разновидности аспирационного метода, обладающие интегральной характеристикой. Наиболее распространенным из них является метод предварительного конденсатора, приписываемый часто Махе [Mache, 1903], но на самом деле предложенный еще Мак-Клилендом [Mc Clelland, 1898].

Устройство счетчика с предварительным конденсатором объясняет рис. 6.1. При снятии характеристики счетчика варьрует-

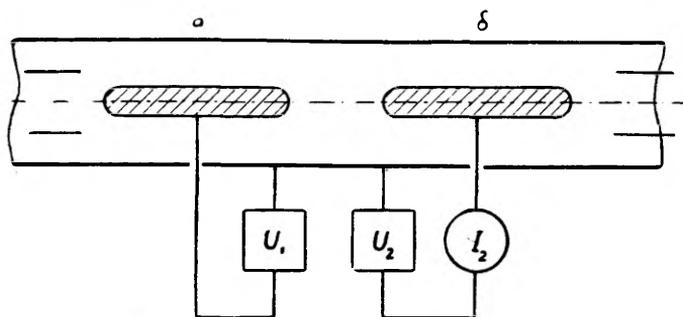


Рис. 6.1. Счетчик с предварительным конденсатором. a — предварительный конденсатор; b — основной конденсатор; U — источник напряжения; I — измеритель силы тока.

ся напряжение предварительного конденсатора U_1 и измеряется ток, протекающий через собирающую обкладку основного конденсатора $I_2 = I_2(U_1)$. Напряжение основного конденсатора при этом остается неизменным.

Предельные подвижности определяем следующим образом:

$$k_1 = - \frac{\Phi}{4\pi C U_1}, \quad (6.1)$$

$$k_2 = - \frac{\Phi}{4\pi C U_2} \quad (6.2)$$

Если $k/k_2 \leq 0$, то

$$G_2 = 0,$$

если $0 \leq k/k_2 \leq 1$, то

$$G_2 = \begin{cases} 0 & \text{при } k/k_1 \leq -k/k_2 \\ -4\pi(C_1 U_1 + C_2 U_2)k & \text{при } -k/k_2 \leq k/k_1 \leq 0 \\ -4\pi C_2 U_2 k & \text{при } 0 \leq k/k_1 \leq 1 - k/k_2 \\ \Phi + 4\pi C_1 U_1 k & \text{при } 1 - k/k_2 \leq k/k_1 \leq 1 \\ 0 & \text{при } 1 \leq k/k_1 \end{cases}, \quad (6.3)$$

если $1 \leq k/k_2$, то

$$G_2 = \begin{cases} 0 & \text{при } k/k_1 \leq -1 \\ \Phi - 4\pi C_1 U_1 k & \text{при } -1 \leq k/k_1 \leq 0 \\ \Phi + 4\pi C_1 U_1 k & \text{при } 0 \leq k/k_1 \leq 1 \\ 0 & \text{при } 1 \leq k/k_1 \end{cases}$$

Как правило, счетчик с предварительным конденсатором применяется для изучения аэроионов с подвижностями $1 \leq k/k_2$. При этом функция G_2 счетчика с предварительным конденсатором в области $0 \leq k/k_1$ равняется разности постоянной величины Φ и функции G обычного интегрального счетчика. Значение G_2 при $1 \leq k/k_2$ не зависит от полярности напряжения U_1 . Выше-сказанное иллюстрируется рис. 6.2, где приведен график функ-

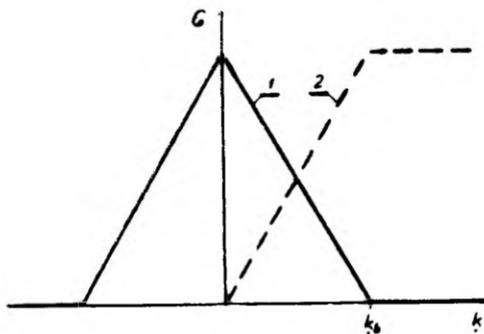


Рис. 6.2. Функция G : 1 — для счетчика с предварительным конденсатором; 2 — для обычного интегрального счетчика.

ции G для счетчика с предварительным конденсатором и для обычного интегрального счетчика.

Если в области $0 \leq k/k_2 \leq 1$ выполняется условие $q(k) \equiv 0$, то все расчеты для счетчика с предварительным конденсатором отличаются от соответствующих расчетов для обычного интегрального счетчика только знаком перед производными и опера-

тором h_{ϕ} . В противном случае положение несколько усложняется. При одинаковой полярности напряжения предварительного и основного конденсатора отпадает возможность измерения частных проводимостей типа $\lambda(0, k)$. Можно рекомендовать снятие характеристики при противоположных полярностях напряжения предварительного и основного конденсатора. При этом частные проводимости $\lambda(0, k)$ связаны с производным dI_2/dU_1 как и в случае обычного интегрального счетчика.

Некоторые вопросы, относящиеся к методу предварительного конденсатора, рассмотрены подробнее в работах [Kohlrausch, 1914; Israel, 1931; Половко, Ничкевич, 1937; Nolan P J., O'Connor, 1955].

С методом предварительного конденсатора близко связан метод счетчика ядер конденсации с предварительным конденса-

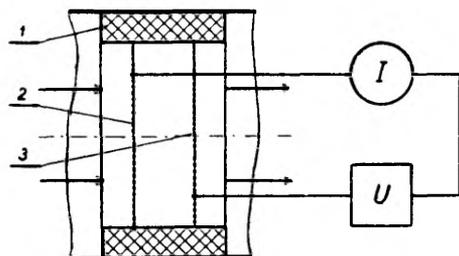


Рис. 6.3. Счетчик с продуваемыми сетками.
1 — изолятор, 2 — собирающая сетка, 3 —
отталкивающая сетка.

тором [Nolan P J., Deignan, 1948]. Так как в последнем случае непосредственно регистрируется неэлектрическая величина (концентрация ядер конденсации), то метод счетчика ядер конденсации с предварительным конденсатором в настоящей работе подробно не рассматривается.

Остановимся еще кратко на описании метода продувания сеток, который может применяться как в качестве интегрального, так и дифференциального метода. Метод продувания сеток предложен в работе [Zelenu, 1898 b]. В качестве интегрального метода метод продувания сеток применялся редко [Kähler, 1903; Aseltmann, 1906], хотя это представляет несомненный интерес ввиду возможности сокращения габаритов измерительного конденсатора. Интерес к методу продувания сеток ограничивается, видимо, областью больших предельных подвижностей, при которых целесообразно сочетать большой расход с относительно малой действующей емкостью измерительного конденсатора.

Устройство измерительного конденсатора из продуваемых сеток изображено на рис. 6.3.

Предельную подвижность можно вычислить по формуле (4.3), но более наглядным является выражение

$$k_0 = \frac{u}{E}, \quad (6.4)$$

где u — скорость потока и E — напряженность поля между сетками. Функция G выражается формулой (4.4)

При методе продувания сеток имеем дело с отступлением от требований, изложенных в § 3. Эти требования заменяются условием однородности электрического поля и потока воздуха и условием полного экранирования электрического поля собирающей сеткой. В случае редкой сетки последнее условие не выполняется [Loeb, 1923; Каден, 1957; Изергин, 1958], что надо учитывать при конструировании счетчика. В то же время необходимо обращать внимание на адсорбцию аэроионов, которая при методе продувания сеток имеет особое значение.

§ 7. Дифференциальные счетчики первого порядка

Различают два типа дифференциальных счетчиков первого порядка: счетчик с разделенным конденсатором и счетчик с разделенным потоком воздуха. Метод разделенного конденсатора предложен уже Зелени [Zeleny, 1901]. Теория анализа спектрального распределения аэроионов развита позже в работах [Blackwood, 1920; Hogg, 1939; Misaki, 1950; Таммет, 1960; Whipple, 1960]. Метод разделенного конденсатора является одним из наиболее часто применяемых вариантов аспирационного метода.

Счетчик с разделенным конденсатором отличается от интегрального счетчика тем, что одна обкладка измерительного конденсатора разделена на две изолированные друг от друга части. По течению воздуха вторая из них служит собирающей обкладкой, а первая, называемая предварительной обкладкой, поддерживается той же потенциалом, что и собирающая обкладка. Отталкивающая обкладка является общей. Устройство такого конденсатора изображено схематически на рис. 7.1. У счетчика, изображенного на рисунке, разделена внутренняя обкладка. По аналогии с интегральным счетчиком с внешней собирающей обкладкой можно разделить внешнюю обкладку, задняя часть которой в таком случае будет собирающей обкладкой. Внутренняя обкладка при этом не разделяется и является общей.

Дифференциальный счетчик первого порядка с разделенным конденсатором по своему устройству похож на интегральный счетчик с предварительным конденсатором, но отличается от него режимом измерений и отношением емкостей обкладок.

Определим функцию G для счетчика с разделенным конденсатором. Сумма токов через предварительную и собирающую обкладки равна току в соответствующем интегральном счетчике, действующая емкость которого является суммой $C_1 + C_2$, где C_1 — взаимная емкость (абсолютное значение коэффициента электростатической индукции) между предварительной и общей

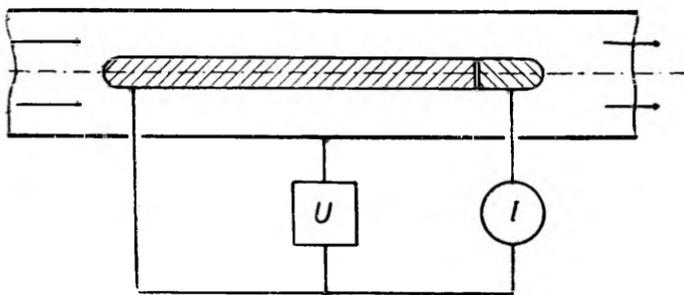


Рис. 7.1. Дифференциальный счетчик первого порядка с разделенным конденсатором.

обкладками, а C_2 — взаимная емкость между собирающей и общей обкладками. Ток через предварительную обкладку равен току в интегральном счетчике с действующей емкостью C_1 . Ток через собирающую обкладку является разностью суммарного тока и тока через предварительную обкладку. Следовательно, функция G для дифференциального счетчика с разделенным конденсатором является разностью функции G интегрального счетчика с действующей емкостью $C_1 + C_2$ и функции G интегрального счетчика с действующей емкостью C_1 . Описывая дифференциальные счетчики, достаточно рассматривать аэроионы только одной полярности, как в §§ 4—5. Обозначив соответствующие предельные подвижности через k_a и k_b , имеем:

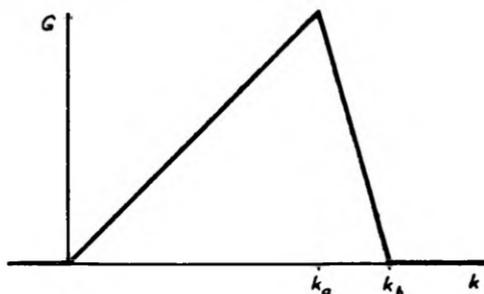
$$k_a = \frac{\Phi}{4\pi(C_1 + C_2)U}, \quad (7.1)$$

$$k_b = \frac{\Phi}{4\pi C_1 U}, \quad (7.2)$$

$$G = \begin{cases} 4\pi C_2 U k & \text{при } k \leq k_a \\ \Phi - 4\pi C_1 U k & \text{при } k_a \leq k \leq k_b \\ 0 & \text{при } k_b \leq k. \end{cases} \quad (7.3)$$

Характер функции G иллюстрирует рис. 7.2.

Рис. 7.2 Функция G дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором.



Функция G (7.3) обладает следующими свойствами:

$$h_U G = \begin{cases} 0 & \text{при } k < k_a \\ \Phi & \text{при } k_a < k < k_b \\ 0 & \text{при } k_b < k. \end{cases} \quad (7.4)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \Phi} = \begin{cases} 0 & \text{при } k < k_a \\ 1 & \text{при } k_a < k < k_b \\ 0 & \text{при } k_b < k. \end{cases} \quad (7.5)$$

Эти свойства позволяют применять дифференциальный счетчик первого порядка с разделенным конденсатором для измерения частной плотности заряда. Легко показать, что

$$q(k_a, k_b) = \frac{h_U I}{\Phi}. \quad (7.6)$$

$$q(k_a, k_b) = \frac{\partial I}{\partial \Phi}, \quad (7.7)$$

где I — абсолютное значение тока, протекающего через собирающую обкладку.

Если промежуток (k_a, k_b) является достаточно узким, то можно приближенно определить спектральную функцию. Применяя теорему о среднем значении интеграла, найдем, что

$$q(\bar{k}) = \frac{4\pi C_1(C_1 + C_2)U}{C_2 \Phi^2} h_U I, \quad (7.8)$$

$$q(\bar{k}) = \frac{4\pi C_1(C_1 + C_2)U}{C_2 \Phi} \frac{\partial I}{\partial \Phi} \quad (7.9)$$

Подвижность \bar{k} находится в промежутке со средним значением

$$\bar{k} = \frac{(C_1 + C_2/2)\Phi}{4\pi C_1(C_1 + C_2)U} \quad (7.10)$$

и относительной полушириной

$$\delta_k = \frac{C_2}{2C_1 + C_2} \quad (7.11)$$

Чем меньше отношение C_2/C_1 , тем меньше величина δ_k и соответственно лучше разрешающая способность метода.

При малом отношении C_2/C_1 можно вычислить и частные проводимости. Это следует непосредственно из вида функции G , что позволяет записать:

$$\lambda(\tilde{k}_1, \tilde{k}_2) = \frac{1}{4\pi C_2} \left(\frac{I_2}{U_2} - \frac{I_1}{U_1} \right) \quad (7.12)$$

Подвижности \tilde{k}_1 и \tilde{k}_2 определяются формулами (7.10) и (7.11) соответственно при напряжениях U_1 и U_2 .

Перейдем к рассмотрению дифференциального счетчика первого порядка с разделенным потоком воздуха. Известные случаи применения счетчиков этого типа немногочисленные [Nolan J. J., 1919; Nolan J. J., Haggis, 1922]. Количественная теория метода рассматривалась в работе [Таммет, 1960].

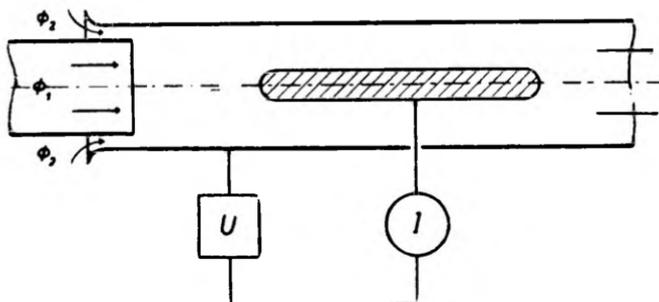


Рис. 7.3. Дифференциальный счетчик первого порядка с разделенным потоком воздуха.

Измерительный конденсатор счетчика с разделенным потоком воздуха имеет две обкладки и отличается от измерительного конденсатора интегрального счетчика только тем, что входное отверстие конденсатора разделено коаксиальной с конденсатором трубой на две части — круговое внутреннее отверстие и кольцевое внешнее отверстие (рис. 7.3). Если собирающей является внутренняя обкладка, то исследуемый воздух с расходом Φ_2 вводится в конденсатор через внешнее отверстие, если собирающей является внешняя обкладка, то — через внутреннее отверстие. Через другое отверстие вводится дополнительный поток

специально деионизированного воздуха с расходом Φ_1 . Если бы воздух дополнительного потока Φ_1 не деионизировался, то функция G равнялась бы функции G обычного интегрального счетчика с расходом $\Phi_1 + \Phi_2$. Если допустить, что деионизирован воздух потока Φ_2 , то функция G равна функции G интегрального счетчика с расходом Φ_1 . Функция G для дифференциального счетчика с разделенным потоком является разностью функций G для вышерассмотренных случаев. Следовательно:

$$G = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_a \\ 4\pi CUk - \Phi_1 & \text{при } k_a \leq k \leq k_b \\ \Phi_2 & \text{при } k_b \leq k \end{cases} \quad (7.13)$$

где

$$k_a = \frac{\Phi_1}{4\pi CU} \quad (7.14)$$

$$k_b = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{4\pi CU}. \quad (7.15)$$

При счетчике с разделенным потоком воздуха обычно применяется только метод варьирования напряжения. Вычисления, сходные с соответствующими вычислениями для метода разделенного конденсатора, дают результат:

$$\lambda(k_a, k_b) = \frac{1}{4\pi C} \frac{\partial I}{\partial U} \quad (7.16)$$

Спектральная функция $\lambda(k)$ вычисляется по формуле

$$\lambda(\bar{k}) = \frac{U}{\Phi_2} \frac{\partial I}{\partial U}, \quad (7.17)$$

где \bar{k} находится в промежутке со средней подвижностью

$$\bar{k} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2/2}{4\pi CU} \quad (7.18)$$

и относительной полушириной

$$\delta_k = \frac{\Phi_2}{2\Phi_1 + \Phi_2}. \quad (7.19)$$

Частная плотность заряда вычисляется на основе двух значений тока $I_1(U_1)$ и $I_2(U_2)$

$$\rho(\bar{k}_1, \bar{k}_2) = \frac{I_1 - I_2}{\Phi_2}, \quad (7.20)$$

где \bar{k}_1 и \bar{k}_2 определяются формулами (7.18) и (7.19) соответственно при напряжениях U_1 и U_2 .

К дифференциальным счетчикам первого порядка можно причислить дифференциальный вариант метода продувания сеток [Zeleny, 1898b; Altberg, 1912; Альтберг, 1912; Griffiths, Awbery, 1929]. Измерительный конденсатор такого счетчика похож на измерительный конденсатор интегрального счетчика с продуваемыми сетками (рис. 6.3). Отличие состоит в том, что при дифференциальном методе воздух, протягиваемый через собирающую сетку, деионизирован, и аэроионы создаются непосредственно в пространстве между сетками. Для создания аэроионов применяется радиоактивное излучение или какой-нибудь другой локальный ионизирующий фактор. Это, конечно, ограничивает возможности применения дифференциального метода с продуваемыми сетками узким кругом лабораторных исследований.

В теории дифференциального счетчика с продуваемыми сетками вместо функции $q(k)$ следует исходить из спектральной функции тока аэроионов, генерируемых в пространстве между сетками. Ток на собирающую сетку выражается:

$$I = \int_{k_0}^{\infty} I(k) dk. \quad (7.21)$$

Предельная подвижность k_0 выражается, как при интегральном методе, формулой (6.5) или (4.3) Выражение (7.21) по форме похоже на уравнение счетчика при функции G вида

$$G = \begin{cases} 0 & \text{при } k < k_0 \\ 1 & \text{при } k_0 < k. \end{cases} \quad (7.22)$$

Решение уравнения (7.21) несложно:

$$I(k_0) = \frac{U^2}{ud} \frac{\partial I}{\partial U}, \quad (7.23)$$

где U — напряжение между собирающей и задней сеткой и d — расстояние между сетками.

Сравнивая дифференциальные методы первого порядка с интегральным методом, заметим, что при дифференциальном методе $q(k)$ вычисляется через первую производную силы тока вместо второй производной при интегральном методе. Однократное дифференцирование по существу производится уже в экспериментальном устройстве вследствие разделения измерительного конденсатора или воздушного потока. Это дает дифференциальному методу первого порядка заметные преимущества перед интегральным методом при изучении спектральной функции рас-

пределения аэроионов. Дифференциальные счетчики имеют некоторые преимущества и при измерении частных плотностей заряда. Для определения частной плотности заряда в заданном промежутке подвижностей интегральным методом необходимо знать четыре значения тока $I(U)$ (см. § 29). В случае дифференциального метода первого порядка для решения той же задачи требуются лишь два значения $I(U)$. При измерении $q(\bar{k}_1, \bar{k}_2)$ целесообразно использовать метод разделенного конденсатора с относительно большим отношением C_2/C_1 . Для измерения $q(\bar{k}, \infty)$ можно рекомендовать счетчик с разделенным потоком воздуха, который позволяет определить эту величину на основе одного значения $I(U)$.

§ 8. Дифференциальный счетчик второго порядка

Дифференциальный метод второго порядка является наиболее совершенным вариантом аспирационного метода для изучения спектрального распределения аэроионов. Первые описания этого метода можно найти в работах [Erikson, 1921, 1922, 1924, 1929; Zeleny, 1929; Вальта, 1929]. Количественная теория дифференциального метода второго порядка рассматривалась автором [Таммет, 1960]. В указанной работе исходной точкой являлась дифференциальная форма уравнения аспирационного счетчика, которая в настоящей работе не используется.

Измерительный конденсатор дифференциального счетчика второго порядка подобен измерительному конденсатору дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором, но воздух в него вводится как в счетчик с разделенным потоком. Функция G для дифференциального счетчика второго порядка вычисляется как разность между функцией G дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором при расходе $\Phi_1 + \Phi_2$ и функцией G для того же счетчика при расходе Φ_1 . Обозначим предельные подвижности следующим образом:

$$k_{aa} = \frac{\Phi_1}{4\pi(C_1 + C_2)U} \quad (8.1)$$

$$k_{ab} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{4\pi(C_1 + C_2)U}, \quad (8.2)$$

$$k_{ba} = \frac{\Phi_1}{4\pi C_1 U}, \quad (8.3)$$

$$k_{bb} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{4\pi C_1 U} \quad (8.4)$$

В случае $\Phi_2/\Phi_1 \leq C_2/C_1$ имеет место $k_{ab} \leq k_{ba}$ при этом

$$G = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_{aa} \\ 4\pi(C_1 + C_2)Uk - \Phi_1 & \text{при } k_{aa} \leq k \leq k_{ab} \\ \Phi_2 & \text{при } k_{ab} \leq k \leq k_{ba} \\ \Phi_1 + \Phi_2 - 4\pi C_1 Uk & \text{при } k_{ba} \leq k \leq k_{bb} \\ 0 & \text{при } k_{bb} \leq k \end{cases} \quad (8.5)$$

В случае $C_2/C_1 \leq \Phi_2/\Phi_1$ имеет место $k_{ba} \leq k_{ab}$ и

$$G = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_{aa} \\ 4\pi(C_1 + C_2)Uk - \Phi_1 & \text{при } k_{aa} \leq k \leq k_{ba} \\ 4\pi C_2 Uk & \text{при } k_{ba} \leq k \leq k_{ab} \\ \Phi_1 + \Phi_2 - 4\pi C_1 Uk & \text{при } k_{ab} \leq k \leq k_{bb} \\ 0 & \text{при } k_{bb} \leq k \end{cases} \quad (8.6)$$

Для определения спектральной функции к уравнению счетчика (3.3) следует применить теорему о среднем значении интеграла. Так как при обоих выражениях (8.5) и (8.6) интегрирование функции G дает один и тот же результат:

$$\int_0^{\infty} G dk = \frac{C_2 \Phi_2 (\Phi_1 + \Phi_2 / 2)}{4\pi C_1 (C_1 + C_2) U}, \quad (8.7)$$

то

$$\varrho(\bar{k}) = \frac{4\pi C_1 (C_1 + C_2) U}{C_2 \Phi_2 (\Phi_1 + \Phi_2 / 2)} I. \quad (8.8)$$

\bar{k} находится в промежутке, определенном средней подвижностью

$$\bar{k} = \frac{(C_1 + C_2) (\Phi_1 + \Phi_2) - C_1 \Phi_1}{8\pi C_1 (C_1 + C_2) U} \quad (8.9)$$

и относительной полушириной

$$\delta_k = \frac{(C_1 + C_2) (\Phi_1 + \Phi_2) - C_1 \Phi_1}{(C_1 + C_2) (\Phi_1 + \Phi_2) + C_1 \Phi_1} \quad (8.10)$$

Применяя обозначения

$$\gamma_C = \frac{2C_1 + C_2}{C_2}, \quad (8.11)$$

$$\gamma_\Phi = \frac{2\Phi_1 + \Phi_2}{\Phi_2}, \quad (8.12)$$

полученным выражениям можно придать более наглядный вид:

$$q(\bar{k}) = \frac{\gamma_C + \gamma_\Phi}{2(2\Phi_1 + \Phi_2)\bar{k}\delta_k} I = \frac{1 + \gamma_C \gamma_\Phi}{2(2\Phi_1 + \Phi_2)\bar{k}} I, \quad (8.13)$$

$$\bar{k} = \frac{\Phi_1}{4\pi(C_1 + C_2)U(1 + \delta_k)}, \quad (8.14)$$

$$\delta_k = \frac{\gamma_C + \gamma_\Phi}{1 + \gamma_C \gamma_\Phi} \quad (8.15)$$

Выражение (8.13) показывает, что при определенных значениях средней предельной подвижности и среднего расхода $\Phi_1 + \Phi_2/2$ ток I зависит от параметров счетчика только через произведение $\gamma_C \gamma_\Phi$. Легко доказать, что при неизменной величине $\gamma_C \gamma_\Phi$ параметр δ_k достигает минимума, если $\gamma_C = \gamma_\Phi$. Следовательно, условием наилучшей разрешающей силы при неизменной силе тока будет

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{C_2}{C_1} \quad (8.16)$$

Менее строгим путем этот вывод получен в работе [Таммет, 1960].

Условие (8.16) является близким к условию наивыгоднейшего режима, но с последним точно не совпадает. Причина здесь в том, что чувствительность счетчика, кроме отношения $I/q(k)$, зависит еще от емкости C_2 . В наивыгоднейшем режиме $C_2/C_1 < \Phi_2/\Phi_1$.

Кроме рассмотренного известного приложения дифференциального счетчика второго порядка внимание заслуживает возможность измерения частной плотности заряда или частной про-

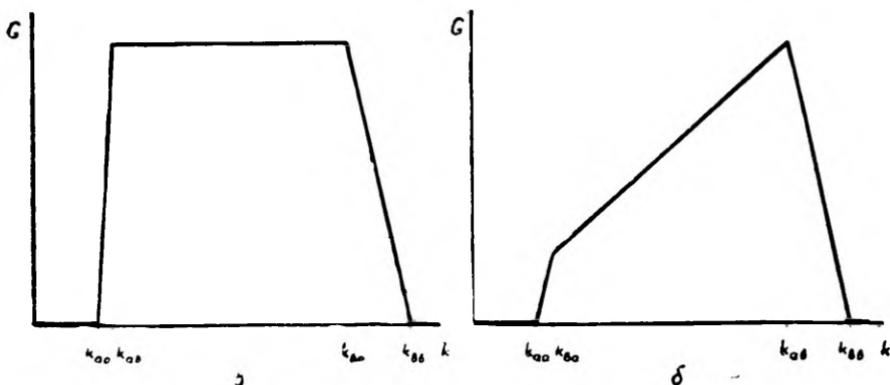


Рис. 8.1. Функция G дифференциального счетчика второго порядка: а — в случае $\Phi_2/\Phi_1 \ll C_2/C_1$; б — в случае $C_2/C_1 \ll \Phi_2/\Phi_1$.

водимости. На это указывает существование участка $G = \Phi_2$ или $G = 4\pi C_2 U k$ в промежутке подвижностей между k_{ab} и k_{ba} . Выбирая параметры счетчика так, чтобы $\Phi_2/\Phi_1 \ll C_2/C_1$ или $C_2/C_1 \ll \ll \Phi_2/\Phi_1$, можно получить вид функции G , изображенной на рис. 8.1. Разложим интеграл в уравнении (3.3) на слагаемые, соответствующие линейным промежуткам функции G . Основным является интеграл через промежуток (k_{ab}, k_{ba}) , который дает непосредственно частную плотность заряда или частную проводимость. Для приведения остальных двух интегралов к виду частной плотности заряда или частной проводимости используется теорема, согласно которой в промежутке (a, b) существует всегда такое ξ , что

$$\int_a^b f(t) dt = \int_a^{\xi} g(t) dt, \quad (8.17)$$

если только во всем промежутке выполняется условие

$$0 \leq \frac{f(t)}{g(t)} \leq 1. \quad (8.18)$$

В случае $\Phi_2/\Phi_1 < C_2/C_1$ приходим к результату

$$\varrho(\bar{k}_1, \bar{k}_2) = \frac{I}{\Phi_2}, \quad (8.19)$$

где \bar{k}_1 и \bar{k}_2 находятся в промежутках со средними подвижностями

$$\bar{k}_1 = \frac{\Phi_1 + \Phi_2/2}{4\pi(C_1 + C_2)U}, \quad (8.20)$$

$$\bar{k}_2 = \frac{\Phi_1 + \Phi_2/2}{4\pi C_1 U}. \quad (8.21)$$

Относительная ширина половины промежутка для \bar{k}_1 и \bar{k}_2 выражается формулой (7.19)

В случае $C_2/C_1 < \Phi_2/\Phi_1$ найдем:

$$\lambda(\bar{k}_1, \bar{k}_2) = \frac{I}{4\pi C_2 U}, \quad (8.22)$$

где \bar{k}_1 и \bar{k}_2 находятся в промежутках, средние подвижности которых:

$$\bar{k}_1 = \frac{(C_1 + C_2/2)\Phi_1}{4\pi C_1(C_1 + C_2)U}, \quad (8.23)$$

$$\bar{k}_2 = \frac{(C_1 + C_2/2)(\Phi_1 + \Phi_2)}{4\pi C_1(C_1 + C_2)U} \quad (8.24)$$

Относительная ширина половины промежутка выражается формулой (7.11).

Преимущество описанного нового метода измерения (k_1, k_2) и $\lambda(k_1, k_2)$ перед другими вариантами аспирационного метода в том, что для получения одного значения искомой величины необходимо непосредственно измерить только одно значение тока через собирающую обкладку. Напомним, что при интегральном методе для этой же цели требовалось измерение четырех, а при дифференциальном методе первого порядка двух значений тока через собирающую обкладку.

§ 9. Счетчики с несколькими собирающими обкладками

В настоящем параграфе рассматриваются счетчики, в которых измерению подлежит ток через несколько обкладок. Счетчики с переключаемыми обкладками, например, счетчик, описанный в работе [Ortner, El Nadi, 1955], к этой группе не относятся. Принципиально возможных вариантов измерительного конденсатора с несколькими собирающими обкладками много. Общая трактовка вопроса ввиду чрезмерной абстрактности вряд ли представляет особый интерес. Поэтому ограничимся несколькими примерами, имеющими практическое значение.

Простейшим счетчиком с двумя собирающими обкладками является интегральный счетчик, в котором измеряется ток через обе обкладки. Такой счетчик позволяет одновременно регистрировать аэроионы обеих полярностей, но не представляет никаких качественно новых возможностей измерения.

Рассмотрим поведение аэроионов в измерительном конденсаторе при более общих условиях. Пусть измерительный конденсатор состоит из многих обкладок, включенных под разные напряжения. Нас интересует выражение суммарной силы тока через некоторую группу обкладок, условно называемую собирающей группой. Это выражение похоже на выражение силы тока интегрального счетчика только при выполнении двух условий:

1) на собирающую группу осаждаются аэроионы только одной полярности, причем в случае достаточно большой подвижности на собирающую группу осаждаются все аэроионы соответствующей полярности;

2) предельная поверхность собирающей группы обкладок для аэроионов, ток которых не насыщен, должна отделить все обкладки собирающей группы от всех остальных обкладок, чтобы поток электрического поля через предельную поверхность соответствовал бы сумме зарядов собирающей группы обкладок.

Указанные условия назовем условиями нормальности.

Предельная подвижность собирающей группы выражается при этом следующим образом:

$$k_0 = - \frac{\Phi}{4\pi \sum_{n=1}^m Q_n}, \quad (9.1)$$

где Q_n — заряды отдельных обкладок собирающей группы, определяемые суммами $\sum_l C_{n,l} U_{n,l}$, в которых $C_{n,l}$ и $U_{n,l}$ соответственно взаимная емкость и напряжение между обкладками с порядковыми номерами n и l .

Проблема — выполнены или не выполнены условия нормальности, сложна и решается только в конкретных условиях. При-

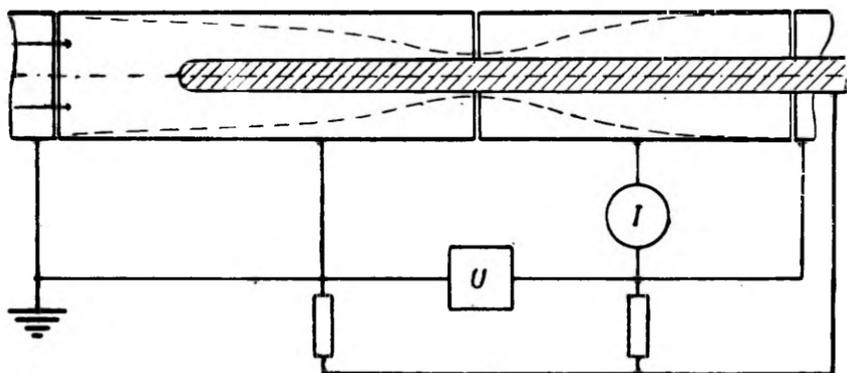


Рис. 9.1. Пример измерительного конденсатора, в котором условия нормальности не выполнены. — — — предельная поверхность для некоторой подвижности.

мер измерительного конденсатора, в котором условия нормальности не выполняются, показан на рис. 9.1. Условия нормальности заведомо выполняются в тривиальном случае, когда потенциалы всех внутренних обкладок между собой равны. Это имеет место в дифференциальном счетчике с разделенным конденсатором, имеющим несколько собирающих обкладок [Israel, 1931]. Ток через первую обкладку такого счетчика вычисляется как в случае интегрального счетчика, ток через другие обкладки — как в случае обычного дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором. Пусть измеряется ток через обкладку с порядковым номером $l \neq 1$ и обкладку с порядковым номером $m > l$ в конденсаторе, который устроен так, что $C_m = C_l$. Токи I_l и I_m выражаются интегралом (3.3), G определяется выражениями (7.1) — (7.3), где $C_2 = C_l = C_m$ и $C_1 = \sum_{n=1}^{l-1} C_n$ для G_l и $C_1 = \sum_{n=1}^{m-1} C_n$ для G_m . Разность токов $I_l - I_m$

выражается также интегралом (3.3), где $G = G_l - G_m$. Выражение

$$G = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_{ma} \\ 4\pi \sum_{n=1}^m C_n U k - \Phi & \text{при } k_{ma} \leq k \leq k_{mb} \\ 4\pi C_l U k & \text{при } k_{mb} \leq k \leq k_{la} \\ \Phi - 4\pi \sum_{n=1}^{l+1} C_n U k & \text{при } k_{la} \leq k \leq k_{lb} \\ 0 & \text{при } k_{lb} \leq k, \end{cases} \quad (9.2)$$

где k_{ma} , k_{mb} , k_{la} и k_{lb} являются предельными подвижностями, соответствующими емкостям $\sum_{n=1}^m C_n$, $\sum_{n=1}^{m-1} C_n$, $\sum_{n=1}^l C_n$ и $\sum_{n=1}^{l-1} C_n$. Функция G (9.2) имеет вполне аналогичную форму с функцией G дифференциального счетчика второго порядка (9.6). Поэтому можно использовать те же приемы расчета, которые приводят к результату

$$\lambda(\bar{k}_1, \bar{k}_2) = \frac{I_l - I_m}{4\pi C_l U}, \quad (9.3)$$

где \bar{k}_1 и \bar{k}_2 находятся в промежутках со средними подвижностями

$$\bar{k}_1 = \frac{\Phi \left(\sum_{n=1}^{m-1} C_n + C_l/2 \right)}{4\pi U \sum_{n=1}^{m-1} C_n \sum_{n=1}^m C_n}, \quad (9.4)$$

$$\bar{k}_2 = \frac{\Phi \left(\sum_{n=1}^{l-1} C_n + C_l/2 \right)}{4\pi U \sum_{n=1}^{l-1} C_n \sum_{n=1}^l C_n} \quad (9.5)$$

Относительная ширина половины промежутка

$$\delta_{k_1} = \frac{C_l}{2 \sum_{n=1}^{m-1} C_n + C_l}, \quad (9.6)$$

$$\delta_{k_2} = \frac{C_l}{2 \sum_{n=1}^{l-1} C_n + C_l} \quad (9.7)$$

При изучении спектральной функции $\varrho(k)$ целесообразно измерить токи через соседние обкладки, емкости которых между собою равны. Принимая $m = l + 1$, можно исходить из уже полученных результатов. Аналогично с вычислениями для дифференциального счетчика второго порядка найдем

$$\varrho(\tilde{k}) = \frac{4\pi U \sum_{n=1}^{l-1} C_n \sum_{n=1}^l C_n \sum_{n=1}^{l+1} C_n}{\Phi^2 C_l^2} (I_l - I_{l+1}) \quad (9.8)$$

\tilde{k} находится в промежутке со средней подвижностью

$$\bar{k} = \frac{\Phi \sum_{n=1}^l C_n}{4\pi U \sum_{n=1}^{l-1} C_n \sum_{n=1}^{l+1} C_n} \approx \frac{\Phi}{4\pi U \sum_{n=1}^l C_n} \quad (9.9)$$

и относительной полушириной

$$\delta_k = \frac{C_l}{\sum_{n=1}^l C_n} \quad (9.10)$$

В формулах (9.3) и (9.8) встречается разность токов через две обкладки. Поэтому в счетчике описанного типа полезно вместо двух электрометров использовать один дифференциальный электрометр [Имянитов, 1952; Зачек, 1964 б], что позволяет непосредственно получить отсчет, пропорциональный искомой величине.

Недавно предложена новая интересная разновидность счетчика с двумя собирающими обкладками [Имянитов, 1963; Имя-

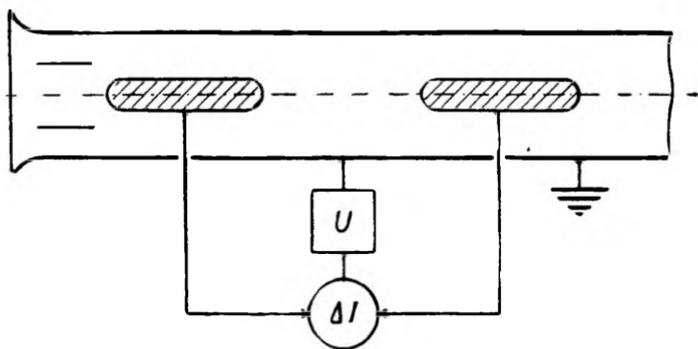


Рис. 9.2. Счетчик Имянитова. ΔI — дифференциальный электрометр.

нитов, Павлюченко, 1964], предназначенного для интегральных измерений. Схема счетчика приведена на рис. 9.2. Измерительный конденсатор содержит две внутренние обкладки с равными емкостями и равными напряжениями U . Посредством дифференциального электрометра измеряется разность токов на первую и вторую собирающую обкладку $\Delta I = I_1 - I_2$. Легко найти, что функция G_{Δ} для ΔI имеет вид:

$$G_{\Delta} = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_0/2 \\ (2k/k_0 - 1)\Phi & \text{при } k_0/2 \leq k \leq k_0 \\ \Phi & \text{при } k_0 \leq k \end{cases} \quad (9.11)$$

где k_0 рассчитано по действующей емкости одной внутренней обкладки C . Вид функции G_{Δ} показан на рис. 9.3. Исходя из выра-

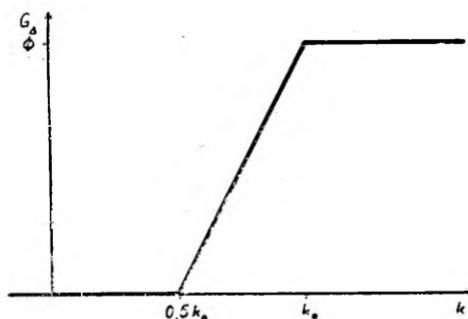


Рис. 9.3. Функция G для счетчика Имянитова.

жения (9.11), легко вывести формулу для практических расчетов

$$q[(0,75 \pm 0,25)k_0, \infty] = \frac{\Delta I}{\Phi}. \quad (9.12)$$

Для получения одного значения $q(\bar{k}, \infty)$ достаточно одного отсчета.

Дифференциальный электрометр применяется также в счетчике Мисаки [Misaki, 1950].

Дополнительно остановимся еще на одном вопросе, связанном с настоящим параграфом только косвенно. Оказывается, что условия нормальности выполнены для интегрального счетчика, изображенного на рис. 9.4. Особенность такого счетчика состоит в том, что действующая емкость измерительного конденсатора определяется точно по формуле емкости идеального цилиндрического конденсатора, хотя электрическое поле имеет

сложную конфигурацию. Заряды, индуцированные напряжением между предварительной и собирающей обкладками, взаимно компенсируют друг друга. Условия нормальности выполняются во всех конструкциях измерительного конденсатора, в котором перед собирающей обкладкой имеется какая-нибудь симметрич-

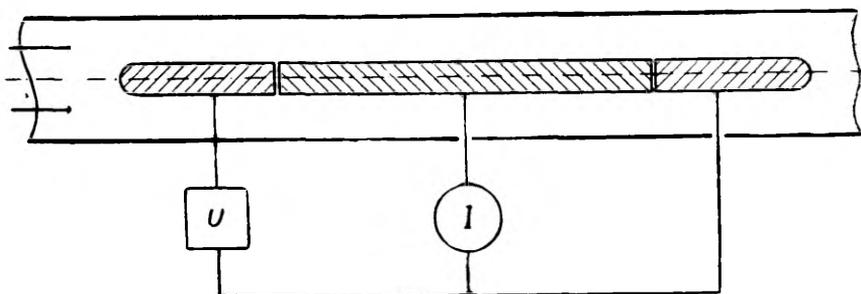


Рис. 9.4. Измерительный конденсатор, действующая емкость которого точно вычисляется по геометрической длине собирающей обкладки.

ная деталь, присоединенная к внешней обкладке. Это допускает применение кольцевого входного отверстия, представляющего интерес при счетчиках с разделенным потоком воздуха, а также при некоторых специальных конструкциях интегрального счетчика [Рейнет, 1958, 1959 а].

§ 10. Счетчики с промежуточным перемешиванием воздуха

Известны счетчики, в которых между двумя внутренними обкладками измерительного конденсатора предусмотрено перемешивание потока воздуха. Это дает некоторые новые возможности измерения, предложенные в работах [Israel, 1931; Israel, Schulz, 1933; Герасимова, 1941 б].

Промежуточное перемешивание потока может осуществляться специальным устройством, в котором поток вначале турбулизируется, а потом становится снова ламинарным. Перемешивание облегчается распределением потока на две ветви [Israel, 1931]. Эффект полного перемешивания воздуха имеет место при последовательном соединении двух измерительных конденсаторов с продуваемыми сетчатыми обкладками.

Перемешивание воздуха неизбежно сопровождается некоторой потерей аэроионов ввиду усиленной адсорбции. Искажения могут возникнуть и в случае недостаточно полного перемешивания. Указанные явления, которыми в настоящем параграфе пренебрегают, значительно снижают практическую ценность ме-

тодов, при которых применяется промежуточное перемешивание воздуха.

Рассмотрим измерительный конденсатор с двумя внутренними обкладками, между которыми поток воздуха перемешивается. Спектральная плотность тока аэроионов, проходящих через первую часть конденсатора, определяется как разность спектральной плотности входящего тока и спектральной плотности тока осаждающихся аэроионов.

$$I'(k) = (\Phi - G_a - G_b) \varrho(k), \quad (10.1)$$

где G_a и G_b — функции G для внутренней и внешней обкладки в первой части конденсатора. Спектральная функция после перемешивания воздуха выражается

$$\varrho'(k) = \frac{I'(k)}{\Phi} = \left(1 - \frac{G_a + G_b}{\Phi}\right) \varrho(k) \quad (10.2)$$

Вторая часть измерительного конденсатора действует как обычный интегральный счетчик. Функция G_2 для тока через вторую внутреннюю обкладку находится умножением функции G обычного интегрального счетчика на множитель формулы (10.2). Обозначим предельную подвижность первой части измерительного конденсатора через k_1 и предельную подвижность второй части — через k_2 . При условии $k_1 \leq k_2$ найдем

$$G_2 = \begin{cases} \Phi \frac{k}{k_2} \left(1 - \frac{k}{k_1}\right) & \text{при } k \leq k_1 \\ 0 & \text{при } k_1 \leq k. \end{cases} \quad (10.3)$$

При условии $k_2 \leq k_1$

$$G_2 = \begin{cases} \Phi \frac{k}{k_2} \left(1 - \frac{k}{k_1}\right) & \text{при } k \leq k_2 \\ \Phi \left(1 - \frac{k}{k_1}\right) & \text{при } k_2 \leq k \leq k_1 \\ 0 & \text{при } k_1 \leq k. \end{cases} \quad (10.4)$$

В последнем случае имеет место

$$h_{U_2} G_2 = \begin{cases} 0 & \text{при } k < k_2 \\ \Phi \left(1 - \frac{k}{k_1}\right) & \text{при } k_2 < k \leq k_1 \\ 0 & \text{при } k_1 \leq k. \end{cases} \quad (10.5)$$

Применяя теорему о среднем значении интеграла, отсюда можно вывести формулу

$$\varrho(\bar{k}) = \frac{2k_1}{\Phi(k_1 - k_2)^2} h_{U_2} I_2, \quad (10.6)$$

где \bar{k} находится в промежутке со средней подвижностью

$$\bar{k} = \frac{k_1 + k_2}{2} \quad (10.7)$$

и относительной полушириной

$$\delta_k = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \quad (10.8)$$

Дополнительно упомянем, что при описанном методе требовалось выполнение условия $k_2 < k_1$.

При разделении потока воздуха после прохождения первой части измерительного конденсатора на две ветви каждый из соответствующих потоков пропускается через интегральный и измерительный конденсаторы, которые обладают разными предельными подвижностями. Это позволяет найти $q(k)$ по результатам двух одновременно произведенных измерений. Детальное описание такого метода можно найти в работах [Israel, 1931; Israel, Schulz, 1933; Israel, 1957 b].

Сравнение рассмотренного метода с обычными дифференциальными методами не выявляет никаких реальных преимуществ. Наоборот, метод промежуточного перемешивания воздуха характеризуется несомненно меньшей точностью и значительно меньшей чувствительностью, что легко обнаружить, исходя из формул (10.6) и (7.8)

Поэтому описанный метод вряд ли может найти практическое применение.

Промежуточное перемешивание воздуха может осуществляться и в обычном интегральном счетчике с предварительным конденсатором. Если второй конденсатор работает в режиме насыщения, то это не вызывает отклонений от обычного режима. В противном случае возникают некоторые осложнения. Подробный анализ вопроса можно найти в работах [Israel, 1931, 1957 b]. По сравнению с обычным методом предварительного конденсатора промежуточное перемешивание воздуха никаких преимуществ не дает.

В работе Герасимовой [Герасимова, 1941 б] предложен, на первый взгляд, очень заманчивый метод измерения частной плотности заряда тяжелых и ультратяжелых ионов $q(0, \bar{k})$, при котором используется интегральный счетчик с предварительным конденсатором при промежуточном перемешивании воздуха. Измерительные конденсаторы могут иметь относительно высокую предельную подвижность и простую конструкцию.

Метод Герасимовой требует соблюдения условия $k_1 \leq k_2$. Ток через вторую внутреннюю обкладку выражается общим урав-

нением (3.3), где функция G имеет вид, определенный формулой (10.3). Дифференцирование уравнения дает результаты

$$\frac{\partial I_2}{\partial U_1} = - \frac{\Phi}{k_1 k_2 U_1} \int_0^{k_1} k^2 \varrho(k) dk, \quad (10.9)$$

$$h_{U_1} I_2 = \frac{\Phi}{k_2} \int_0^{k_1} k \varrho(k) dk. \quad (10.10)$$

Введем понятие среднего квадрата подвижностей аэроионов $\bar{k}^2(k_1, k_2)$, что позволяет записать интегралы в виде

$$\int_0^{k_1} k^2 \varrho(k) dk = \bar{k}^2(0, k_1) \varrho(0, k_1), \quad (10.11)$$

$$\int_0^{k_1} k \varrho(k) dk = \bar{k}(0, k_1) \varrho(0, k_1). \quad (10.12)$$

Образую теперь отношение $(h_{U_1} I_2)^2 / \frac{\partial I_2}{\partial U_1}$, приходим к результату

$$\varrho(0, k_1) = \frac{C_1}{\Phi C_2 U_2} \frac{\bar{k}^2(0, k_1)}{[\bar{k}(0, k_1)]^2} \frac{(h_{U_1} I_2)^2}{\partial I_2 / \partial U_1} \quad (10.13)$$

Отношение $\bar{k}^2(0, k_1) / [\bar{k}(0, k_1)]^2$ нельзя определить по результатам измерения, что является серьезным недостатком метода. Формула (10.13) может найти применение лишь в том случае, если по каким-нибудь заранее известным соображениям можно оценить значение параметра $\bar{k}^2(0, k_1) / [\bar{k}(0, k_1)]^2$. В работе [Герасимова, 1941 б] принято $\bar{k}^2(0, k_1) = [\bar{k}(0, k_1)]^2$, это приводит к ошибочным заключениям.

§ 11. Измерение плотности объемного заряда

Для измерения плотности заряда имеется много методов, основанных на разных принципах. К аспирационным методам не относится: метод Томсона [Thomson W., 1882; Daunderer, 1909], метод трех коллекторов [Daunderer, 1907] и родственный с методом Томсона метод Имянитова [Имянитов, 1951; Иньков, 1958; Китаев, 1962] и метод Мюлейзена и Холла [Mühleisen, Holl, 1952].

Аспирационный прибор, предназначенный для измерения плотности заряда, должен обладать свойством $G = \Phi$ при любых подвижностях. Так как это невозможно, то довольствуются приближенным выполнением указанного условия в области практически встречающихся подвижностей. При интегральном счетчике условие $G = \Phi$ можно выполнить только для подвижностей одной полярности. Предельная подвижность должна быть меньше подвижности наиболее тяжелых ионов, вносящих еще заметный вклад в плотность заряда. При измерении плотности заряда отдельно регистрируются полярные плотности заряда и их суммируют. Точность результата обычно не велика, относительная ошибка многократно превышает относительные ошибки

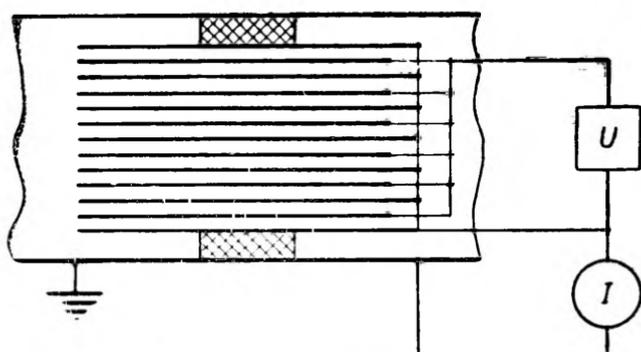


Рис. 11.1. Фильтр Ганна.

исходных измерений. Несмотря на это, описанный метод в некоторых случаях находит практическое применение [Gockel, 1917; Reinet, 1958].

Одновременный учет аэроионов обеих полярностей обеспечивают приборы с фильтром, через который протягивается исследуемый воздух. Измеряется ток, протекающий через фильтр в землю.

На адсорбции аэроионов основано действие волокнистого фильтра, применение которого для измерения плотности заряда впервые описано в работе [Zeleny, 1898 a]. Метод волокнистого фильтра считается одним из лучших методов измерения плотности заряда [Mühleisen, 1957 a]. Измерительный фильтр прибора заполняется ватой [Becker, 1910; Obolensky, 1925], стеклянной ватой [Zeleny, 1898 a; Mc Clelland, 1898], металлической стружкой [Aselmann, 1906; Brown, 1930] или металлическими сетками [Красногорская, Середкин, 1964].

Количественной теории для метода волокнистых фильтров не существует. Для проверки эффективности фильтра воздушный

поток протягивается последовательно через два фильтра. Фильтр считается эффективным, если ток через второй фильтр достаточно мал по сравнению с током через первый фильтр. Плотность заряда вычисляется по элементарной формуле

$$q = \frac{I}{\Phi} \quad (11.1)$$

Недостатком волокнистых фильтров является их относительно большое сопротивление воздушному потоку. В этом смысле значительно совершеннее электростатический фильтр, предложенный Ганном [Gunn, 1952, 1953]. Метод Ганна является синтезом метода интегрального счетчика и метода фильтра. Устройство прибора Ганна изображено схематически на рис. 11.1. Функция G для такого фильтра имеет вид, показанный на рис. 11.2. При достаточно малой предельной подвижности допускается приближение $G = \Phi$ независимо от подвижности.

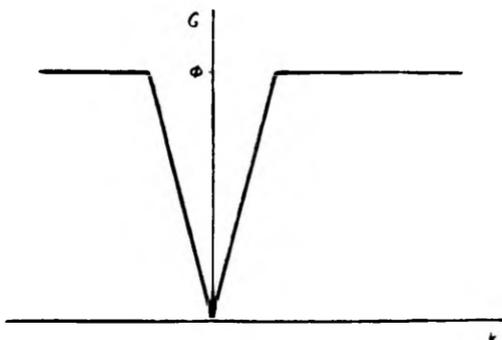


Рис. 11.2. Функция G для фильтра Ганна.

Фильтр Ганна обычно собирается из плоско-параллельных пластин. Напряжение между пластинами целесообразно выбирать максимальное, допустимое по соображениям надежности. Так как пробой конденсатора возникает при определенном значении напряженности поля, то при конструировании фильтра предварительно можно выбрать напряженность E . Формуле предельной подвижности (4.3) целесообразно придать вид

$$k_0 = \frac{\Phi d}{EV}, \quad (11.2)$$

где d — расстояние между пластинами и V — объем фильтра.

§ 12. Модулирующие счетчики

В обычных аспирационных счетчиках приходится измерять весьма слабый постоянный ток, протекающий через собирающую обкладку. Усиление и регистрация настолько слабого постоянного тока представляет трудную техническую проблему. В современных приборах для измерения сверхслабых постоянных токов предпочитается преобразовывать входной сигнал в переменный, так как усиление переменного тока значительно проще.

Относительно недавно привлекла внимание возможность преобразования выходного сигнала измерительного конденсатора в переменный устройством самого счетчика [Junod, Sanger, Thams, 1962]. Кроме уже указанного преимущества, это дает еще некоторые новые возможности немалого принципиального значения. В модулирующих счетчиках оказывается возможным подавление разных искажающих эффектов, часто вызывающих в обычных счетчиках серьезные неприятности. Отмеченная проблема будет упомянута в следующих главах.

Существенным преимуществом модулирующих счетчиков является возможность осуществления операции дифференцирования соответствующими методами модуляции. Последнее преимущество и было причиной выдвижения идеи модулирующего измерительного конденсатора в работе [Junod, Sanger, Thams, 1962].

В модулирующих счетчиках регистрированию подлежит амплитуда переменной составляющей тока через собирающую обкладку. Частота модуляции очень низкая, порядка нескольких герц и ниже, что требует применения специальных усилителей. Для простоты предполагаем, что период модуляции достаточно большой по сравнению с временем установления тока аэроионов через собирающую обкладку конденсатора. Это позволяет нам избежать рассмотрение переходных процессов, что усложнило бы расчет.

Амплитуда переменной составляющей тока через собирающую обкладку будет

$$I_{\sim} = \frac{1}{2} (I_{max} - I_{min}). \quad (12.1)$$

I_{\sim} можно связать со спектральной функцией $g(k)$ интегральным преобразованием аналогично с формулой (3.3) — ядро интеграла будем обозначать G_{\sim} .

Рассмотрим кратко конкретные возможности счетчиков с модулирующим измерительным и модулирующим предварительным конденсаторами. Для простоты график модуляции везде будем считать прямоугольным. Прямоугольная модуляция в большинстве случаев и наиболее рациональна.

1. Модулирование расходом. Пусть измерительный конден-

сатор будет похож на измерительный конденсатор обычного интегрального счетчика. Расход при одном полупериоде обозначаем Φ_1 , при другом — Φ_2 . Условимся, что $\Phi_1 < \Phi_2$. Соответствующие предельные подвижности обозначаем k_1 и k_2 . Функция G_- будет

$$2G_- = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_1 \\ 4\pi C U k - \Phi_1 & \text{при } k_1 \leq k \leq k_2 \\ \Phi_2 - \Phi_1 & \text{при } k_2 \leq k. \end{cases} \quad (12.2)$$

Это выражение похоже на формулу (7.13) которая представляет функцию G дифференциального счетчика первого порядка с разделенным потоком воздуха. Анализ формулы (12.2) приводит соответственно к результатам, полученным уже в § 7 и выраженным формулами (7.16) и (7.20)

Дополнительно можно отметить, что в случае $\Phi_2 = 2\Phi_1$ функция G_- принимает одинаковый вид с функцией G_- счетчика Имянитова (9.11) и описываемый счетчик получает те же свойства, что и счетчик Имянитова.

В случае $\Phi_1 = 0$ функции G соответствует функции G обычного интегрального счетчика.

Два, модулируемые в противофазе, измерительных конденсатора можно питать одним вентилятором, расход через вентилятор окажется при этом постоянным.

Недостатком модулирования расходом является склонность пульсирующих потоков к турбулизации и необходимость в механическом коммутационном устройстве для модулирования расхода.

2. Модулирование напряжением измерительного конденсатора. Обозначаем напряжения в разные полупериоды через U_1 и U_2 , причем $U_1 < U_2$. Согласно формуле (4.3) $k_2 < k_1$. Выражение функции G_- будет

$$2G_- = \begin{cases} 4\pi C (U_2 - U_1) k & \text{при } k \leq k_2 \\ \Phi - 4\pi C U_1 k & \text{при } k_2 \leq k \leq k_1 \\ 0 & \text{при } k_1 \leq k. \end{cases} \quad (12.3)$$

Это выражение похоже на формулу (7.3), а отсюда и все соответствующие заключения.

В случае $U_1 = 0$ выражение (12.3) соответствует функции G обычного интегрального счетчика.

В работе [Junod, Sanger, Thams, 1962] предложен метод двойного дифференцирования посредством сложного модулирующего напряжения. Примерный график напряжения, обеспечивающий двойное дифференцирование, показан на рис. 12.1. Регистрации подлежит разность амплитуд переменной составляющей более высокой частоты на разных полупериодах низкочастотной составляющей.

Метод двойного дифференцирования весьма чувствителен к флюктуациям условной плотности заряда.

Серьезным недостатком метода модулирования напряжением измерительного конденсатора является необходимость чрезвычайно точного компенсирования наведенного тока, который превышает измеряемый ток на несколько порядков величины. Ком-

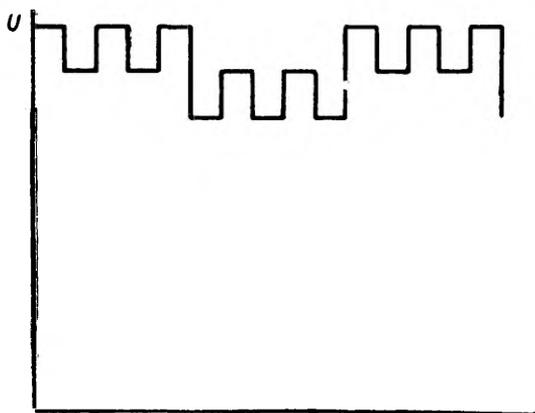


Рис. 12.1. График модулирующего напряжения, обеспечивающего двойное дифференцирование.

пенсирование наведенного тока производится в мостовом включении [Jupod, Sanger, Thams, 1962], которое будет описано в § 31.

3. Счетчик с модулирующим предварительным конденсатором. Устройство измерительного конденсатора разъясняется рис. 12.2. Промежуточный короткозамкнутый экранирующий конденсатор принципиально не нужен, он служит только для сокраще-

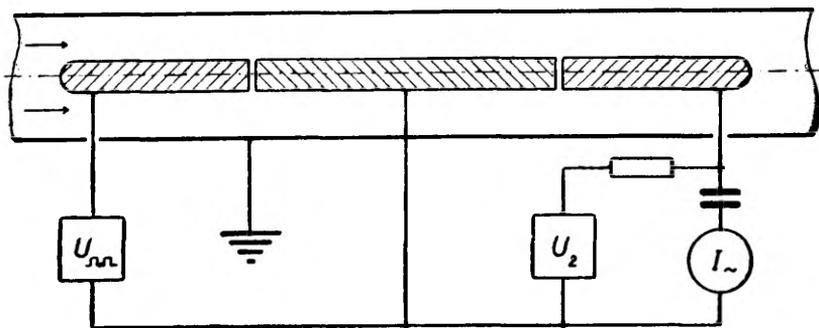


Рис. 12.2. Счетчик с модулирующим предварительным конденсатором.

ния общей длины конденсаторов и для предотвращения расширения потока воздуха после прохождения предварительного конденсатора. Расширение потока способствовало бы возникновению турбулентности. Вспомогательная цепь RC служит для разделения переменного и постоянного токов.

Описываемый счетчик свободен от недостатков, связанных с аэродинамической нестабильностью пульсирующего потока и наведенным током.

Принцип счетчика с модулирующим предварительным конденсатором таит в себе многочисленные возможности для работы в различных режимах. Функция G_{-} вычисляется как разность двух выражений типа (6.3), общий вид этой функции сложен. Остановимся только на одном примере использования принципа модулирования предварительным конденсатором. Пусть действующая емкость предварительного и основного конденсаторов равны C_1 и C_2 , напряжение предварительного конденсатора в одном полупериоде 0, в другом полупериоде U_1 , напряжение основного конденсатора постоянно и равно U_2 . Выбираем напряжение U_1 так, что $U_1 C_1 = U_2 C_2$. Предельную подвижность основного конденсатора обозначаем k_0 . Функция G_{-} в таком случае будет

$$2G_{-} = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq 0,5k_0 \\ (2k/k_0 - 1)\Phi & \text{при } 0,5k_0 \leq k \leq k_0 \\ \Phi & \text{при } k_0 \leq k. \end{cases} \quad (12.4)$$

Это выражение соответствует формуле (9.11). Следовательно, описанный счетчик имеет общие свойства со счетчиком Имянитова.

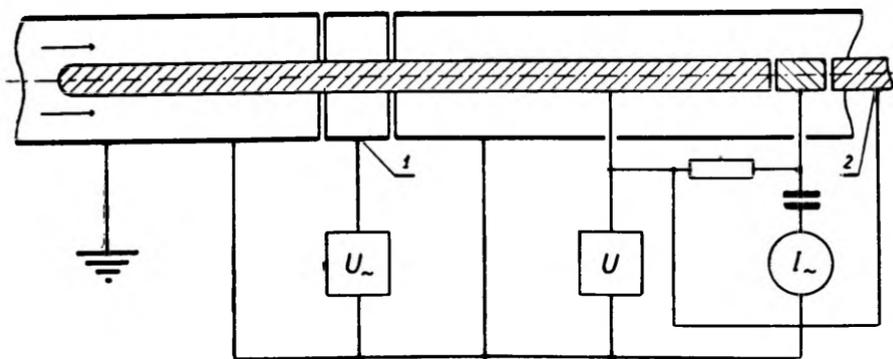


Рис. 12.3. Дифференциальный счетчик с вспомогательным модулирующим конденсатором. 1 — модулирующая обкладка; 2 — эквипотенциальное удлинение внутренней обкладки, предназначенное для улучшения аэродинамических свойств измерительного конденсатора.

Выбирая $U_1 C_1 = -U_2 C_2$, можно получить функцию G типа (4.4)

4. Дифференциальный счетчик со вспомогательным модулирующим конденсатором по схеме рис. 12.3. На схеме рис. 12.3 вспомогательный конденсатор расположен в середине первой внутренней обкладки измерительного конденсатора. Вспомогательный конденсатор можно располагать и перед дифференциальным измерительным конденсатором, однако, это привело бы к осложнениям, связанным с отступлением от условий нормальности и появлением краевого эффекта у перехода от вспомогательного конденсатора к измерительному конденсатору.

Пусть взаимная емкость между первой внутренней обкладкой и всей внешней обкладкой (включая модулирующую обкладку) будет C_1 , емкость между первой внутренней обкладкой и модулирующей обкладкой C_- , действующая емкость второй внутренней обкладки C_2 . Постоянное напряжение обозначим через U , амплитуду модулирующего переменного напряжения U_- . Имеется четыре вида предельных подвижностей:

$$k_{a+} = \frac{\Phi}{4\pi[(C_1 + C_2)U + C_- U_-]}, \quad (12.4)$$

$$k_{a-} = \frac{\Phi}{4\pi[(C_1 + C_2)U - C_- U_-]}, \quad (12.5)$$

$$k_{b+} = \frac{\Phi}{4\pi(C_1 U + C_- U_-)}, \quad (12.6)$$

$$k_{b-} = \frac{\Phi}{4\pi(C_1 U - C_- U_-)} \quad (12.7)$$

В случае слабой модуляции $k_{a-} \leq k_{b+}$, тогда функция G_- выражается

$$2G_- = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_{a+} \\ 4\pi[(C_1 + C_2)U + C_- U_-]k - \Phi & \text{при } k_{a+} \leq k \leq k_{a-} \\ 8\pi C_- U_- k & \text{при } k_{a-} \leq k \leq k_{b+} \\ \Phi - 4\pi(C_1 U - C_- U_-)k & \text{при } k_{b+} \leq k \leq k_{b-} \\ 0 & \text{при } k_{b-} \leq k. \end{cases} \quad (12.8)$$

В случае сильной модуляции $k_{b+} \leq k_{a-}$ и тогда

$$2G_- = \begin{cases} 0 & \text{при } k \leq k_{a+} \\ 4\pi[(C_1 + C_2)U + C_- U_-]k - \Phi & \text{при } k_{a+} \leq k \leq k_{b+} \\ 4\pi C_2 U k & \text{при } k_{b+} \leq k \leq k_{a-} \\ \Phi - 4\pi(C_1 U - C_- U_-)k & \text{при } k_{a-} \leq k \leq k_{b-} \\ 0 & \text{при } k_{b-} \leq k. \end{cases} \quad (12.9)$$

Оба найденные выражения аналогичны формуле (8.6), которая описывает дифференциальный счетчик второго порядка в режиме $C_2/C_1 \leq \Phi_2/\Phi_1$. Без дополнительных расчетов можно утверждать, что описанный метод обладает в принципе теми же возможностями, что и дифференциальный метод второго порядка при указанных условиях.

В случае измерения спектральной функции целесообразно выбирать отношение U_-/U равным или немного большим отношения $C_2/2C_-$.

Напряжение модулирующей обкладки не должно обязательно иметь только переменную составляющую, а может быть и пульсирующим.

При описанном методе дифференцирование модулированием заменяет технически весьма неудобное разделение потока воздуха.

Возможности метода модулирующего предварительного конденсатора не ограничиваются вышерассмотренными примерами. Новизна метода не позволяет предвидеть практическое значение разных вариантов. Так как общий теоретический расчет разных видоизменений счетчиков с модулирующим предварительным конденсатором стандартный, то от конкретного рассмотрения дополнительных вариантов описанного метода можно отказаться.

Уточненная теория модулирующих счетчиков сложна ввиду необходимости учета или оценки переходных процессов. В настоящей работе эта проблема не будет рассмотрена.

Глава II

ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ИДЕАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

§ 13. Искажающие факторы и методические ошибки измерения

Выводы общей теории аспирационного метода строго действительны только при соблюдении идеальных условий, определенных предположениями, допущенными в предыдущей главе. В практике часто не удается достаточно хорошо выполнить требования, необходимые для оправдания всех предположений, допущенных в общей теории метода. Это является причиной искажений, вызывающих методические ошибки в результатах измерений.

Опасность методических ошибок заставляет, в первую очередь, концентрировать внимание на приближенной количественной оценке искажений. Без такой оценки нельзя даже судить, является ли тот или иной искажающий фактор в конкретных условиях существенным или нет. Количественная оценка иска-

жений необходима для обоснованного выбора параметров экспериментальной установки и методики наблюдений.

Более сложной является задача расширения теории аспирационного метода на условия, исключающие одно или другое ограничивающее требование. Первым этапом в этой работе является определение поправок, позволяющих исключить систематические ошибки при небольших искажениях.

Ошибки измерения спектрального распределения аэроионов можно разделить на три группы, соответственно характеру источника искажений.

К первой группе отнесем ошибки, зависящие от степени совершенства приборов для измерения тока, напряжения, расхода и т. д. Сюда же следует отнести ошибки, обусловленные нестабильностью напряжения источников питания, разностями контактных потенциалов [Benndorf, 1909; Scholz, 1931a; Israel, Dolezalek, 1957] и пр. Некоторые ошибки из этой группы будут ближе рассмотрены в третьей главе настоящей работы.

Ко второй группе отнесем искажения, обусловленные условиями вне счетчика. В идеальных условиях спектральная функция $q(k)$ на входном отверстии счетчика должна быть однородной и равной функции $q(k)$ исследуемого воздуха. Отклонения от указанного требования могут быть вызваны внешним электрическим полем, искаженным характером движения воздуха в месте замера и другими факторами. Наибольшее практическое значение имеет внешнее электрическое поле, которое усложняет изучение ионизации атмосферного воздуха [O'Donnel, 1952; Chalmers, 1953]. Сведения о действии внешнего электрического поля на результаты измерения можно найти в ряде работ [Swann, 1914 d, 1923; Mackell, 1921, 1923; Norinder, 1921; Wait, 1934; Coroniti, Parziale, Callahan, Patten, 1952; Phillips, 1963; Иванова, Куклина, Седунов, 1963; Зачек, 1964в]. Движение аэроионов во внешнем пространстве представляет проблему, выходящую за рамки настоящей работы. Поэтому от более близкого рассмотрения ошибок второй группы откажемся.

Настоящая глава посвящается рассмотрению ошибок третьей группы, обусловленных отклонениями от идеальных условий внутри счетчика. Сложность проблемы заставляет в большинстве случаев ограничиваться рассмотрением малых искажений, оценка которых проводится в первом приближении. Взаимным влиянием искажающих факторов будем пренебрегать, что позволяет рассматривать разные отклонения от идеальных условий в отдельности, не учитывая остальных.

Некоторые искажающие факторы, относящиеся к третьей группе, по различным причинам не будем принимать во внимание. Проблема неустановившегося режима измерительного конденсатора рассмотрена подробно в работах [Комаров, 1960а, 1960б]. Осаждение аэроионов инерционными силами имеет опре-

деленное значение при измерении проводимости в облаках. Этому вопросу посвящены работы [Зачек, 1962, 1964 а, в]. Искажающее действие инерционных сил устранено в счетчике с модулирующим предварительным конденсатором.

Влияние возникновения аэроионов в измерительном конденсаторе на результаты измерения связано с накоплением радиоактивных веществ на облаках [Kurz, 1906; 1907]. Теоретическая оценка такого искажающего явления сложна и пока не дала определенных результатов. На практике возникновение аэроионов внутри измерительного конденсатора оценивается просто по результату измерения тока в режиме $\Phi = 0$. Влияние излучения радиоактивных веществ, осевших на обкладках, зависит в основном только от расстояния между обкладками и увеличивается при увеличении последнего. Влияние излучения веществ, находящихся в воздухе, зависит так же от расстояния между обкладками, но кроме того пропорционально времени заполнения конденсатора

$$t_0 = \frac{\pi l (r_2^2 - r_1^2)}{\Phi} \quad (13.1)$$

Выражение (13.1) относится к цилиндрическому конденсатору. Для плоского конденсатора

$$t_0 = \frac{lcd}{\Phi}, \quad (13.2)$$

где c — ширина конденсатора.

Искажающее действие радиоактивного излучения подавляется в счетчике с модулирующим предварительным конденсатором.

Время заполнения конденсатора одновременно определяет влияние рекомбинации аэроионов в измерительном конденсаторе на результаты измерения. Относительная ошибка от рекомбинации и присоединения аэроионов к аэрозольным частицам ограничивается неравенством

$$\delta < \frac{t_0}{t_i}, \quad (13.3)$$

где t_i — средняя продолжительность жизни аэроиона. Для легких ионов в случае больших полярных плотностей заряда $t_i \approx \frac{600\,000}{\rho_{\pm} (\text{эл. зар.}/\text{см}^3)} (\text{сек})$, где ρ_{\pm} — плотность заряда аэроионов противоположной полярности.

Возникновение и рекомбинация аэроионов в измерительном конденсаторе могут частично компенсировать друг друга.

В работах [Vogler, 1959, 1960] обращается внимание на «эмиссионный эффект», заключающийся в следующем. В цикле рас-

пада радиоактивный атом излучает α - и β -частицы, причем заряды излучаемых частиц не компенсируют полностью друг друга. Это вызывает дополнительный ток от собирающей обкладки, на которой накопились радиоактивные вещества. Согласно работам [Vogler, 1959, 1960] это ток вызывает заметные ошибки измерения. Элементарная количественная оценка показывает ошибочность сказанного. «Эмиссионный эффект» должен уступать эффекту ионизирования воздуха теми же α - и β -частицами на несколько порядков величины и не может иметь никакого практического значения.

§ 14. Краевой эффект

Краевой эффект является результатом действия электрического поля, созданного счетчиком, на всасывание аэроионов в измерительный конденсатор.

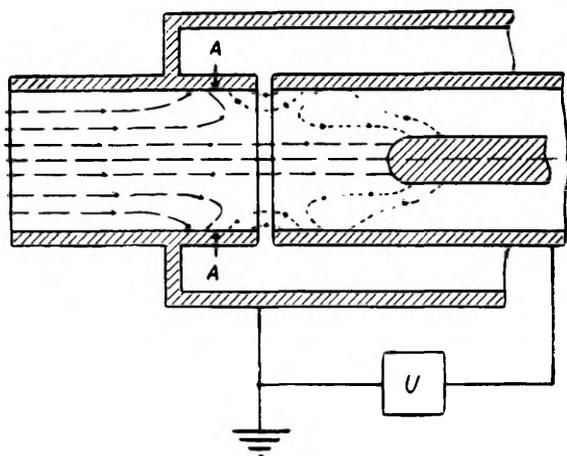


Рис. 14.1. Пример входного устройства. — — — линии тока; — — — линии тока, на которых $q(k) = 0$. A указывает разделяющую окружность.

Характер краевого эффекта зависит от способа включения напряжения к обкладкам измерительного конденсатора. Поэтому рассмотрим разные включения измерительного конденсатора в отдельности.

В большинстве счетчиков собирающей обкладкой является внутренняя обкладка. Ввиду некоторых технических преимуществ собирающая обкладка часто поддерживается под потенциалом, близким к потенциалу земли. Внешняя обкладка в та-

ком случае находится в отношении земли под напряжением $-U$. Для устранения электрического поля вне счетчика внешняя обкладка окружается заземленным экраном. Распространение электрического поля около начальной части внешней обкладки можно предотвратить при помощи заземленной входной трубы. Пример устройства входной части такого измерительного конденсатора изображен схематически на рис. 14.1.

Краевой эффект в описанном измерительном конденсаторе можно рассматривать с двух эквивалентных друг другу точек зрения. Во-первых, если входную трубу не считать частью измерительного конденсатора, то внутри измерительного конденсатора нет отклонений от идеальных условий, которые могли бы вызывать краевой эффект. Причиной краевого эффекта является внешнее электрическое поле, обусловленное напряжением между внешней обкладкой и входной трубой. Во-вторых, входная труба рассматривается как дополнительная обкладка измерительного конденсатора. Входное отверстие измерительного конденсатора в этом случае будет на входном конце входной трубы и всасывание изучаемого воздуха происходит без искажений. Краевой эффект является результатом осаждения аэроионов на стенках входной трубы под влиянием электрического поля между входной трубой и внешней обкладкой [Имянитов, Зачек, Иньков, Семенов, 1960]. Обе точки зрения равноправны, но последняя из них более удобна для количественных теоретических расчетов.

Первое подробное описание характера краевого эффекта дано Ленардом и Рамзауером [Lenard, Ramsauer, 1910]. В дальнейшем краевому эффекту посвящалось значительное число работ [Swann, 1914c; Itiwara, 1931; Scholz, 1931b, 1935; Gish, 1932; Israel, 1932a, 1932b; Graziadei, 1933]. В работе Израеля [Israel, 1932a] предлагалась количественная теория краевого эффекта, известная под названием теории кажущегося предварительного конденсатора. Согласно этой теории, краевой эффект уподобляется действию предварительного конденсатора. Осаждение аэроионов в кажущемся предварительном конденсаторе рассчитывается так, как в случае обычного интегрального измерительного конденсатора с соответствующей малой емкостью [Sikspa, 1950; Israel, 1957b].

Рассмотрим движение аэроионов определенной подвижности у входа измерительного конденсатора, схематически изображенного на рис. 14.1. Спектральная функция $q(k)$ на внутренней поверхности входной трубы равна либо спектральной функции во внешнем воздухе $q_0(k)$, если оканчивающаяся в рассматриваемой точке линия тока аэроионов начинается извне, либо нулю, если линия тока начинается от внешней обкладки. Обозначим взаимную электрическую емкость между внешней обкладкой и той областью входной трубы, где $q(k) = q_0(k)$, через C' . Емкость C' зависит, кроме конфигурации электродов, еще от расположе-

ния окружности, разделяющей области $q(k) = q_0(k)$ и $q(k) = 0$ (рис. 14.1, А). Если расположение разделяющей окружности не зависело бы от режима измерительного конденсатора, то приведенные рассуждения служили бы аргументом для доказательства теории кажущегося предварительного конденсатора. Однако простые соображения показывают, что расположение разделяющей окружности зависит от напряжения и расхода. Это приводит к расхождению с известной теорией. При описании краевого эффекта можно исходить из представлений о кажущемся предварительном конденсаторе, однако емкость предварительного конденсатора C' следует считать функцией режимных параметров счетчика. Выражение функции G интегрального счетчика при учете краевого эффекта будет следующее:

$$G = \begin{cases} 4\pi C U k & \text{при } k \leq k_0, \\ \Phi - 4\pi C'(U, \Phi, k) U k & \text{при } k_0 \leq k \leq k'_0 \\ 0 & \text{при } k_0 \leq k, \end{cases} \quad (14.1)$$

где предельные подвижности определяются уравнениями

$$k_0 = \frac{\Phi}{4\pi [C + C'(U, \Phi, k_0)] U}, \quad (14.2)$$

$$k'_0 = \frac{\Phi}{4\pi C'(U, \Phi, k'_0) U} \quad (14.3)$$

Расчеты по видоизменному таким образом методу кажущегося предварительного конденсатора приводят к интегральным уравнениям, не разрешаемым в общем виде. Это обстоятельство, а также необходимость предварительно определить зависимость C' от режима счетчика, затрудняют точный количественный учет краевого эффекта и вынуждают в большинстве случаев ограничиваться приближенной оценкой.

Существуют конструкции счетчиков без заземленной входной трубы. Количественные расчеты при этом усложнены ввиду сильной зависимости краевого эффекта от движения воздуха около счетчика и от других внешних факторов. В основном характер краевого эффекта в последнем случае должен остаться подобным характеру краевого эффекта в счетчиках с заземленной входной трубой.

Затруднения, связанные с краевым эффектом, заставляют во многих случаях включать счетчик так, чтобы потенциал внешней обкладки был близок к потенциалу земли. В качестве собирающей обкладки используется иногда внутренняя, иногда внешняя обкладка. Рассмотрим вначале счетчик с внутренней собирающей обкладкой, внешняя обкладка которого заземлена. Если

счетчик устроен так, что внутренняя обкладка практически полностью экранирована, то аэроионы входят в измерительный конденсатор только под влиянием воздушного потока и краевого эффект не проявляется. Краевой эффект возникает только в том случае, если внешняя обкладка слишком короткая и недостаточно экранирует внутреннюю обкладку. При этом электрическое поле проникает через входное отверстие во внешнее пространство. Количественный расчет краевого эффекта затруднен, ввиду зависимости от условий вне счетчика. С целью ориентировочной оценки рассмотрим сугубо приближенный упрощенный вариант расчета [Таммет, 1962 в]. Попробуем представить себе поверхность, разделяющую внутреннее и внешнее пространство в отношении измерительного конденсатора таким образом, что внутри счетчика движение аэроионов происходит согласно предположениям § 2, а во внешнем пространстве $q(k)$ однородно. Такой поверхности в действительности не существует. Поэтому выберем условно какую-либо поверхность, при которой отклонения от упомянутых требований минимальные. Будем искать функцию G для интегрального счетчика. Обозначим взаимную емкость между внутренней и внешней обкладкой по-прежнему через C , а емкость краевого эффекта, определяющую поток электрического поля через разделяющую поверхность — C' По соображениям, аналогичным приведенным в § 4, найдем

$$G = \begin{cases} 4\pi(C + C')Uk & \text{при } k \leq k_0 \\ \Phi + 4\pi C'Uk & \text{при } k_0 \leq k, \end{cases} \quad (14.4)$$

где k_0 выражается формулой (4.3). Если в соответствующем идеальном счетчике с действующей емкостью C ток обозначить через I_0 , то можно написать

$$I = I_0 + 4\pi C'U\lambda_{\pm}, \quad (14.5)$$

где λ_{\pm} — соответствующая полярная проводимость. Формула (14.5) в силу допущенных приближений может служить лишь для сугубо ориентировочной оценки ошибок, вызванных краевым эффектом. Применение этой формулы для определения поправок [Таммет, 1962 в] не оправдано.

В счетчиках с внешней собирающей обкладкой источник напряжения включается между внутренней обкладкой и землей. Потенциал внешней обкладки близок к потенциалу земли. Для предотвращения помех счетчик всегда экранируется. Если внешняя обкладка достаточно длинна по сравнению с внутренней, то счетчик с внешней собирающей обкладкой свободен от краевого эффекта. В противном случае имеет место краевой эффект, вызванный осаждением аэроионов на входную трубу (рис. 14.2).

Измерительный конденсатор интегрального счетчика подобен измерительному конденсатору дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором и отличается от последнего только количественным отношением емкостей обкладок. Это позволяет использовать для описания краевого эффекта

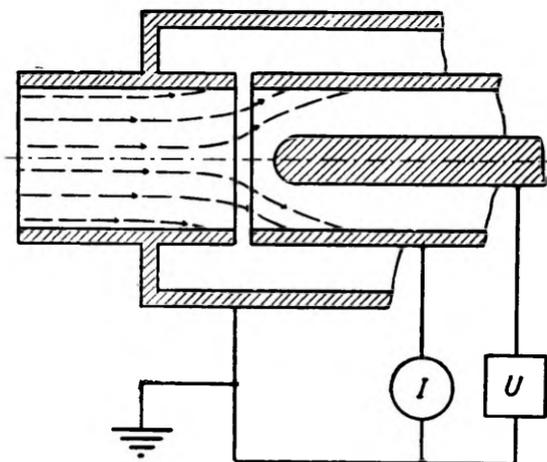


Рис. 14.2. Краевой эффект в счетчике с внешней собирающей обкладкой.

формулу (7.3) C_1 является емкостью между внутренней обкладкой и входной трубой, а C_2 — емкостью между внутренней и внешней обкладками. В практике предельная подвижность k_1 обычно превышает подвижность наиболее подвижных аэроионов. Это упрощает вычисления, и поправку на краевой эффект можно определить формулой

$$I = I_0 - 4\pi C_1 U \lambda_+, \quad (14.6)$$

где I_0 — ток аэроионов в соответствующем идеальном счетчике с действующей емкостью $C_1 + C_2$.

Если счетчик подвешен к свободно летающему шару, то нельзя различать включения счетчика по признаку, заземлена ли внешняя обкладка или нет. На краевой эффект в таких условиях внимания не обращалось [Kroening, 1960; Mühleisen, Fischer, 1961].

Пренебрежение краевым эффектом может быть неоправданным. Осаждение аэроионов в измерительном конденсаторе заряжает изолированную систему, что может вызвать краевой эффект, подобный краевому эффекту в счетчике, внешняя обкладка которого находится под напряжением.

Рассмотрим упрощенный пример. Пусть счетчик, подвешенный на свободно летающем шаре, вылавливает из протекающего воздуха все аэроионы. Если объемный заряд воздуха, например, положительный, то аппаратура приобретает положительный заряд Q . Заряд Q можно выразить произведением емкости аппаратуры C_s и напряжения $Q = C_s U_s$. Этот заряд вызывает краевой эффект, уменьшающий ток положительных аэроионов, измеряемый счетчиком, на величину, которая приближенно пропорциональна напряжению U_s и полярной проводимости λ_+ . Обозначим уменьшение тока положительных аэроионов через $4\pi C' U_s \lambda_+$, где C' является соответственно определенной емкостью краевого эффекта. На аппаратуру будет течь ток отрицательных аэроионов, равный $4\pi C_s U_s \lambda_-$. Предполагая, что внутренняя обкладка измерительного конденсатора достаточно экранирована внешней обкладкой, из условия баланса токов находим соотношение

$$U_s = \frac{\Phi q}{4\pi(C_s \lambda_- + C' \lambda_+)}, \quad (14.7)$$

где Φ — расход воздуха, просасываемого через счетчик и q — плотность объемного заряда. Пренебрежение краевым эффектом при измерении q_+ обуславливает относительную ошибку

$$\delta = \frac{q C' \lambda_+}{q_+ (C_s \lambda_- + C' \lambda_+)}. \quad (14.8)$$

При измерении тока аэроионов, полярность которых противоположна полярности объемного заряда, краевой эффект не наблюдается.

На результаты измерения полярных проводимостей посредством аппаратуры, подвешенной на свободно летающем шаре, краевой эффект практически влияния не оказывает.

Рассмотренный упрощенный пример довольно наглядно иллюстрирует сущность краевого эффекта в случае изолированного счетчика. От изложения более строгой и общей трактовки вопроса откажемся. Ввиду громоздкости математических выкладок это вряд ли представило бы практический интерес.

§ 15. Результаты экспериментального исследования краевого эффекта

Наибольшее значение вопрос о краевом эффекте имеет в случае, если внешняя обкладка измерительного конденсатора находится под напряжением относительно земли. Для оценки краевого эффекта необходимо знать в каждом конкретном случае

емкость C' как функцию режимных параметров измерительного конденсатора. Емкость C' целесообразно представить функцией критериев подобия. Поле течения аэроионов во входном устройстве счетчика зависит от критерия Рейнольдса и критерия K_I , рассмотренного в § 2. Будем пользоваться следующими конкретными выражениями названных критериев:

$$\text{Re} = \frac{\Phi}{\nu r}, \quad (15.1)$$

$$K_I = \frac{kr}{k_0 C} = \frac{4\pi U kr}{\Phi}, \quad (15.2)$$

где ν — кинематическая вязкость воздуха, r — радиус внешней обкладки или входной трубы, что в конкретных случаях будет дополнительно оговорено, k_0 — предельная подвижность и C — действующая емкость измерительного конденсатора, U — напряжение между внешней обкладкой и входной трубой. Теоретическое определение функции $C' = C'(Re, K_I)$ затруднено большим объемом вычислительной работы, так как поле движения

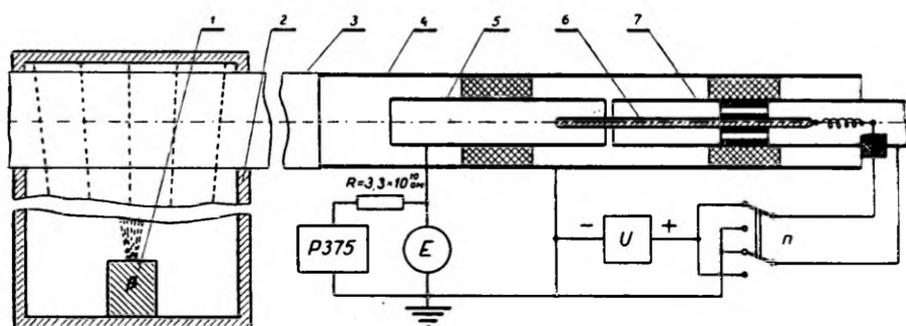


Рис. 15.1. Установка для изучения краевого эффекта. 1 — препарат Sr^{90} ; 2 — камера, экранирующая от β — излучения; 3 — бумажная труба; 4 — экранированный цилиндр; 5 — первый полый цилиндрический электрод; 6 — внутренний электрод; 7 — второй полый цилиндрический электрод; E — электрометр — нулевой индикатор.

аэроионов определяется только численными методами. Поэтому ставились опыты с целью найти емкость краевого эффекта типичных входных устройств.

Эксперименты производились на установке с регулируемым расположением электродов (рис. 15.1). Использовался искусственно ионизированный неочищенный воздух лабораторного помещения. Для достижения ламинарного характера течения

воздуха последний всасывался в установку из камеры объемом $0,1 \text{ м}^3$ через специальное ламинаризирующее устройство (на рисунке не показано). Аэроионы генерировались β -излучением препарата Sr^{90} . Возраст аэроионов в месте осаждения был около одной секунды. Предпочтительными оказались положительные аэроионы, подвижности которых распределены в более узком интервале (рис. 15.2) Полярная плотность заряда составляла около $10^5 \text{ эл. зар./см}^3$, что еще не вызывает заметных искажений. Ток аэроионов компенсировался током через сопротивление

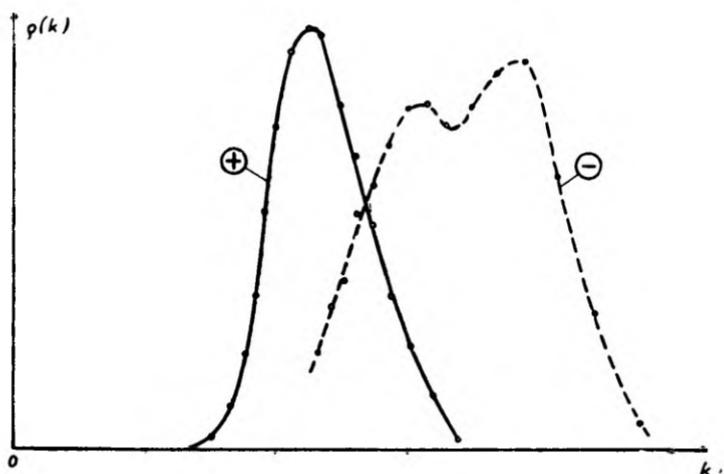


Рис. 15.2. Спектр положительных и отрицательных аэроионов по результатам измерений, описанных в § 21.

$3,3 \times 10^{10} \text{ ом}$, подключенное к прецизионному потенциометру типа $P 375$; нулевым указателем служил динамический электрометр, снабженный самописцем для регистрирования остаточного напряжения. Принятые меры обеспечили нестабильность тока аэроионов в установке порядка $0,2\%$. Наиболее решающим для достижения такой стабильности оказалось требование полного подавления турбулентности в зоне генерирования аэроионов.

Конфигурация электродов и положение переключателя Π , показанные на рис. 15.1, соответствуют обычному интегральному счетчику с внешней собирающей обкладкой, в котором краевой эффект не имеет места. При таком включении определялась характеристика интегрального счетчика $I = I(U)$, соответствующая постоянной действующей емкости C . Последняя измерялась мостом переменного тока. При другом положении переключателя Π измеряется ток краевого эффекта. Первый полый цилиндрический электрод, который раньше служил собирающей обкладкой счетчика, выполняет теперь роль входной трубы,

а внешней обкладкой является второй полый цилиндрический электрод. Непосредственное измерение тока краевого эффекта, протекающего через входную трубу, обеспечивает более высокую точность, чем в случае измерения тока через внутреннюю обкладку счетчика. Это особенно важно, если отношение тока краевого эффекта к току насыщения мало. Для моделирования разных входных устройств использовались сменные насадки, надеваемые на электроды. Соответственно регулировалось и расположение внутреннего электрода. Емкость краевого эффекта C' вычисляется по соотношению

$$C'U' = CU, \quad (15.3)$$

где U' напряжение, при котором ток краевого эффекта равняется току аэроионов в интегральном счетчике с действующей емкостью C при напряжении U . Выражение (15.3) точно, если все аэроионы имеют одинаковую подвижность. Дисперсия спектра аэроионов сглаживает функцию $C' = C'(K_I)$, осредняя значения C' по соседним точкам, соответственно спектральной функции $\lambda(k)$. Такое сглаживание может стать существенным только в случае резко нелинейного характера функции $C' = C'(K_I)$, чего в действительности не наблюдается. Характеристики краевого эффекта $I' = I'(U')$ снимались при разных значениях числа Рейнольдса. Результаты получаются в виде функции $C' = C'(I'/I_0)$, где I' — ток краевого эффекта, а I_0 — ток насыщения, соответствующий осаждению всех протекающих аэроионов. Параметр I'/I_0 связан с критерием K_I следующим образом:

$$\frac{I'}{I_0} = \frac{C'}{r} K_I. \quad (15.4)$$

Результаты измерений представлены на рис. 15.3, а конфигурация соответствующих входных устройств показана на рис. 15.4. Длина входной трубы при всех опытах была $9,5 r$. Горизонтальная координатная ось на рис. 15.3 соответствует параметру I'/I_0 , а наклонные прямые — указанным на рисунке значениям критерия K_I . Ошибки результатов, вызванные инструментальными ошибками и нестабильностью ионного тока, составляют от одного до нескольких процентов.

Убывание C' всех входных устройств при возрастании K_I , бросающееся в глаза на рис. 15.3, объясняется тем, что увеличение напряжения смещает разделяющую окружность (рис. 14.1) против течения воздуха. Эффективная емкость краевого эффекта C' существенно зависит от числа Рейнольдса. Увеличение Re выравнивает профиль скоростей течения воздуха и сдвигает разделяющую окружность ближе к внешней обкладке. Несмотря на превышение критического значения числа Рейнольдса, тече-

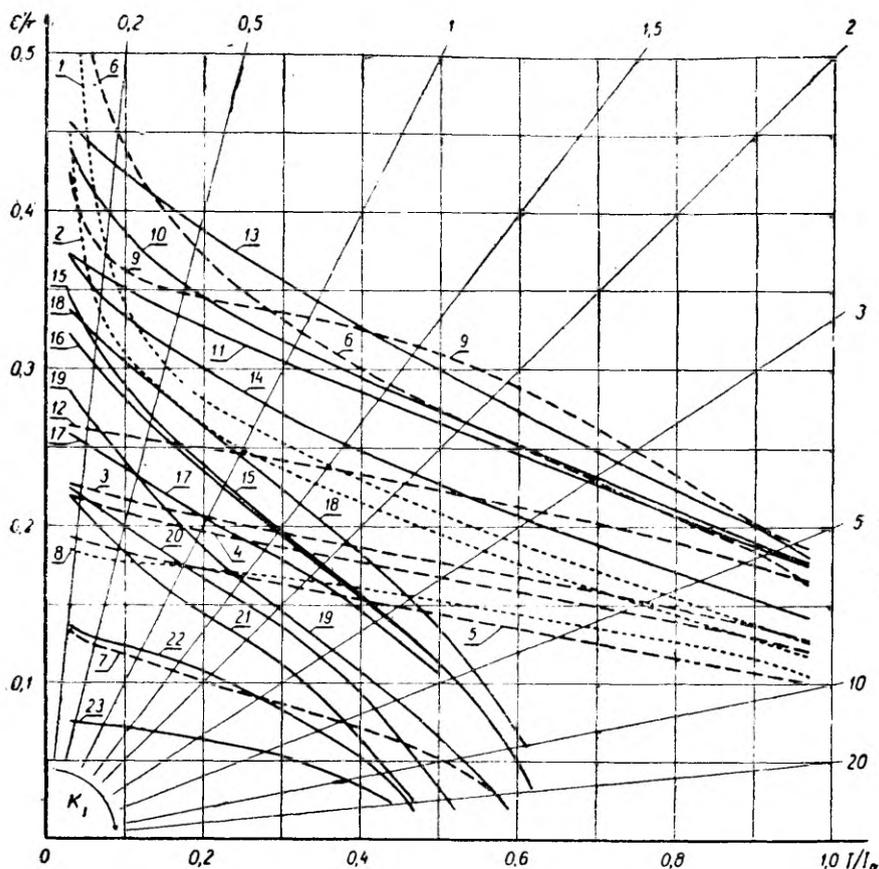


Рис. 15.3. Емкость краевого эффекта разных входных устройств. В нижеследующем списке за номером графика указан тип входного устройства по рис. 15.4 и значения параметров. 1 — a , $Re = 2500$; 2 — a , $Re = 250$; 3 — d , $Re = 2500$; 4 — d , $Re = 1000$; 5 — d , $Re = 250$; 6 — d с обратным направлением потока воздуха, $Re = 1000$; 7 — e , $Re = 1000$; 8 — z , $Re = 1000$; 9 — $ж$, $Re = 1000$, значения, найденные по графику 9, следует удвоить (масштаб кривой 9, как исключение, уменьшен вдвое); 10 — a , $d/r = 0,05$ или $d/r = 0,1$ (результаты практически совпадающие), $Re = 1000$; 11 — a , $d/r = 0,2$, $Re = 1000$; 12 — a , $d/r = 0,5$, $Re = 1000$; 13 — a , $d/r = 0,1$, $Re = 2500$; 14 — a , $d/r = 0,1$, $Re = 250$; 15 — b , $d/r = 0,05$, $r_1/r = 0,234$, $Re = 1000$; 16 — b , $d/r = 0,1$, $r_1/r = 0,234$, $Re = 1000$; 17 — b , $d/r = 0,2$, $r_1/r = 0,234$, $Re = 1000$; 18 — b , $d/r = 0,1$, $r_1/r = 0,234$, $Re = 2500$; 19 — b , $d/r = 0,1$, $r_1/r = 0,234$, $Re = 250$; 20 — b , $d/r = 0,1$, $r_1/r = 0,65$, $Re = 1000$; 21 — b , $d/r = 0,05$, $r_1/r = 0,83$, $Re = 1000$; 22 — b , $d/r = 0,1$, $r_1/r = 0,83$, $Re = 1000$; 23 — b , $d/r = 0,2$, $r_1/r = 0,83$, $Re = 1000$.

ние во входном устройстве осталось ламинарным, так как в более широкой трубе генератора аэроионов число Рейнольдса ниже критического, а в короткой входной трубе турбулентность не ус-

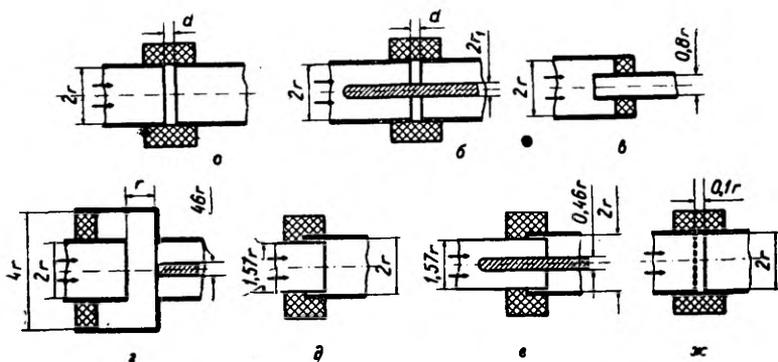


Рис. 15.4. Входные устройства.

певае развнваться. Прнведенные на рис. 15.3 количественные данные о зависимости C' от Re действительны только для входной трубы с длиной $9,5 r$. При меньшей длине входной трубы те же значения C' достигались бы при меньшем Re , и наоборот. Зависимость C' от профиля течения выразительно иллюстрируют кривые 4 и 6 рис. 15.3, соответствующие входным устройствам с геометрически тождественной конфигурацией электродов, но отличающимся друг от друга направлением течения воздуха и заменой функций электродов. В одном случае к первому цилиндрическому электроду, а в другом случае ко второму — полному цилиндрическому электроду (рис. 15.1) прикреплялась насадка, снабженная трубой меньшего диаметра. Внутренний электрод был удален. В первом случае поток воздуха во входном устройстве имеет расходящийся, а во втором случае — сходящийся характер. При сходящемся потоке распределение скоростей более однородное, что обуславливает большие значения C' , чем в случае расходящегося потока. В несимметричном входном устройстве с равным сечением входной трубы и внешней обкладки (входное устройство рис. 15.4 г без внутренней обкладки) подобное изменение направления течения воздуха и замена функций электродов не изменяло эффективную емкость в пределах точности эксперимента.

График 8 рис. 15.3 показывает, что входное устройство рис. 15.4 г, применяемое с целью предотвращения краевого эффекта [Becker, 1909; Фурман, 1960], своей задачи не выполняет, что убедительно доказано и ранее [Scholz, 1931 b]. Краевой эффект не устраняется, а даже увеличивается при снабжении входного устройства сеткой (рис. 15.4 ж), что ошибочно предлагалось для предотвращения краевого эффекта [Имянитов, Зачек, Иньков, Семенов, 1960]. Это показывает сравнение графиков 9 и 10

рис. 15.3. В испытываемом устройстве применялась сетка с размером клетки $0,15 r$ и диаметром проволоки $0,034 r$

Ток краевого эффекта входных устройств рис. 15.4 *е* [Scholz, 1931 *б*] и рис. 15.4 *б*, в которых внутренняя обкладка протягивается во входную трубу, приближается при увеличении напряжения к некоторому пределу, который составляет определенную долю тока насыщения. Это отражается в быстром убывании C' , если I'/I_0 приближается к некоторому предельному значению (рис. 15.3, кривые 7 и 15—23)

§ 16. Действие объемного заряда на результаты измерения

Объемный заряд воздуха является источником электрического поля, который может исказить электрическое поле измерительного конденсатора. Электрическое поле объемного заряда вызывает электростатическое рассеивание аэроионов в измерительном конденсаторе.

На искажение электрического поля измерительного конденсатора объемным зарядом обращалось внимание уже в работах [Franck, 1906; Becker, 1910]. Подробнее вопрос рассмотрен в работах [Siksna, Metnieks, 1953; Siksna, Lindsay, 1961], в которых произведен количественный расчет напряженности и потенциала электрического поля в цилиндрическом конденсаторе с однородно распределенной плотностью заряда. В первой из указанных работ имеется ошибка, которая во второй исправлена.

Влияние объемного заряда на движение аэроионов между обкладками измерительного конденсатора сложно. Попытка строгого учета действия объемного заряда в общей теории аспирационных счетчиков не дает желаемых результатов ввиду математических затруднений. В случае большой плотности заряда процессы в измерительном конденсаторе приобретают нелинейный характер и независимость функции G от $\rho(k)$ исчезает. Аналитическое решение уравнения счетчика станет невозможным, а численное решение практически неосуществимо ввиду огромной трудоемкости.

Необходимый для простого решения уравнения счетчика кусочно-линейный характер функции G сохраняется, если распределение объемного заряда между обкладками измерительного конденсатора является однородным и не зависит от режима счетчика. В настоящем параграфе будет конкретно рассмотрен именно такой случай [Таммет, 1962 *в*, 1963 *а*]. Это представляет некоторый практический интерес, так как описанное положение может иметь место при измерении проводимости и при изучении спектрального распределения легких ионов в воздухе, объемный заряд которого обусловлен тяжелыми ионами.

В общем случае получаемые результаты будут пригодны для грубой оценки ошибок.

Для упрощения выводов допустим что:

1) измерительный конденсатор является идеально цилиндрическим или идеально плоским;

2) поле течения воздуха в конденсаторе однородно;

3) плотность заряда в конденсаторе распределена однородно и не зависит от напряжения между обкладками.

Заряд собирающей обкладки Q складывается из заряда CU , обусловленного напряжением между обкладками, и заряда Q' , наведенного объемным зарядом. Обозначим равновесное напряжение собирающей обкладки через U' . Если $U = U'$, то заряд собирающей обкладки $CU + Q'$ равен нулю, следовательно $Q' = -CU'$ и

$$Q = C(U - U'). \quad (16.1)$$

Можно установить соотношение

$$U' = aQ, \quad (16.2)$$

где a является постоянной измерительного конденсатора.

Чтобы найти конкретное выражение постоянной a , необходимо знать электрическое поле измерительного конденсатора в предположении $Q = 0$. Уравнение электрического поля в цилиндрическом конденсаторе имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{d(rE)}{dr} = 4\pi Q, \quad (16.3)$$

где r — расстояние рассматриваемой точки от оси конденсатора. Решение этого уравнения при краевом условии $E(r_1) = 0$ следующее:

$$E_1(r) = 2\pi Q \left(r - \frac{r_1^2}{r} \right). \quad (16.4)$$

При краевом условии $E(r_2) = 0$ имеем

$$E_2(r) = -2\pi Q \left(\frac{r_2^2}{r} - r \right) \quad (16.5)$$

Напряжение U' определяется интегралом от $E(r)$ через промежуток (r_1, r_2) . Вычисление соответствующих интегралов позво-

ляет найти конкретные выражения постоянной a . В случае внутренней собирающей обкладки получим

$$a = a_1 = \pi \left(r_2^2 - r_1^2 - 2r_1^2 \ln \frac{r_2}{r_1} \right) \quad (16.6)$$

В случае внешней собирающей обкладки:

$$a = a_2 = \pi \left(2r_2^2 \ln \frac{r_2}{r_1} - r_2^2 + r_1^2 \right) \quad (16.7)$$

Аналогичный расчет для плоского измерительного конденсатора дает

$$a = a_0 = 2\pi d^2, \quad (16.8)$$

где d — расстояние между обкладками.

Зависимость постоянной a от отношения радиусов обкладок цилиндрического конденсатора иллюстрируется на рис. 16.1.

Рассмотрим поведение дискретной группы аэроионов с подвижностью k и частной плотностью заряда q' в измерительном

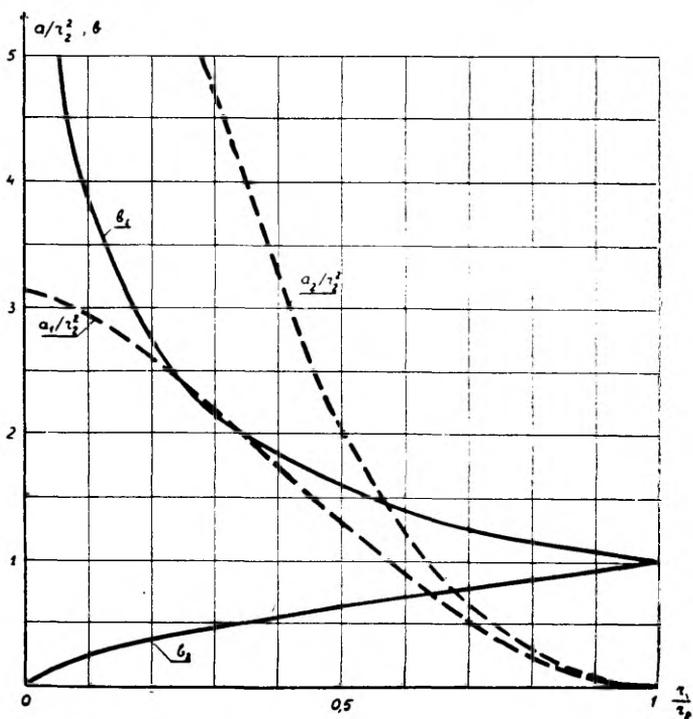


Рис. 16.1. Зависимость постоянных a и b от отношения радиусов обкладок цилиндрического конденсатора.

конденсаторе. Изменение q' во времени описывается уравнением (2.10), которое имеет в случае неизменной плотности заряда q решение

$$q' = q_0 \exp(-4\pi q k t). \quad (16.9)$$

где q_0 — начальное значение q' в момент $t = 0$.

Если q' и Q разноименны и предельная поверхность не пересекает другую обкладку, то функцию G можно найти интегрированием плотности тока $j' = kE q'$ через всю поверхность собирающей обкладки и делением результата на q'_0 :

$$G = -kE \iint_S \exp(-4\pi q k t) dS. \quad (16.10)$$

t является здесь временем, которое понадобится аэриону для продвижения от начала измерительного конденсатора до места осаждения. Обозначив расстояние от начала конденсатора до рассматриваемой точки через x , имеем

$$t = \frac{x}{l} t_0. \quad (16.11)$$

Имеем в виду еще соотношение

$$EdS = \frac{4\pi C(U - U')}{l} dx. \quad (16.12)$$

Результат интегрирования следующий:

$$G = -\frac{C(U - U')}{q t_0} [1 - \exp(-4\pi q k t_0)]. \quad (16.13)$$

Введем понятие характерной подвижности, определяемой выражением

$$k' = \frac{1}{4\pi q t_0}. \quad (16.14)$$

Характерная подвижность играет в отношении электрического поля объемного заряда роль, подобную той, что предельная подвижность — в отношении электрического поля, обусловленного напряжением между обкладками. Выразим теперь функцию G для всего промежутка подвижностей $(-\infty, \infty)$:

$$G = \begin{cases} 0 & \text{при } k/k_0 \leq 0 \\ -4\pi C(U - U')k' \left[1 - \exp\left(-\frac{k}{k'}\right) \right] & \text{при } 0 \leq k/k_0 \leq 1 \\ \Phi & \text{при } 1 \leq k/k_0. \end{cases} \quad (16.15)$$

Предельная подвижность k_0 определяется равенством выражений G в промежутках $0 \leq k/k_0 \leq 1$ и $1 \leq k/k_0$:

$$-4\pi C(U - U')k' \left[1 - \exp\left(-\frac{k_0}{k'}\right) \right] = \Phi. \quad (16.16)$$

Исключив отсюда k_0 , найдем

$$k_0 = k' \ln \frac{U - U'}{U + \left(\frac{t_0\Phi}{aC} - 1\right)U'} \quad (16.17)$$

Встречающееся здесь отношение $t_0\Phi/aC$ является безразмерной постоянной геометрической формы конденсатора. Для сокращения записи примем обозначение

$$b = \frac{t_0\Phi}{aC} - 1. \quad (16.18)$$

Легко проверить, что для плоского конденсатора $b = 1$. Для цилиндрического конденсатора с внутренней собирающей обкладкой

$$b = b_1 = \frac{a_2}{a_1} \quad (16.19)$$

При внешней собирающей обкладке

$$b = b_2 = \frac{a_1}{a_2}. \quad (16.20)$$

Зависимость постоянной b от отношения r_1/r_2 иллюстрирует рис. 16.1.

Обозначение b позволяет характерную подвижность выразить следующим образом:

$$k' = \frac{\Phi}{4\pi C U' (1 + b)} \quad (16.21)$$

Перепишем еще раз и формулу предельной подвижности:

$$k_0 = k' \ln \frac{U - U'}{U + bU'}. \quad (16.22)$$

Последнее выражение, несмотря на компактность, оказывается неудобным в случае малых значений U'/U . Хотя в пределе $U' \rightarrow 0$ выражение (16.22) переходит в обычную формулу предельной подвижности (4.3) непосредственное вычисление дает неопределенность. Оценка ошибок, возникающих при пренебрежении влиянием объемного заряда, оказывается сложной. Часто удобнее использовать следующее разложение:

$$k_0 = -\frac{\Phi}{4\pi C U} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sum_{m=0}^n (-b)^m}{n+1} \left(\frac{U'}{U}\right)^n \right] \quad (16.23)$$

Для плоского конденсатора:

$$k_0 = -\frac{ud^2}{U} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \left(\frac{U'}{U}\right)^{2n} \right] \quad (16.24)$$

Рассматривая полученный результат, следует обратить внимание на то обстоятельство, что предельная подвижность не-

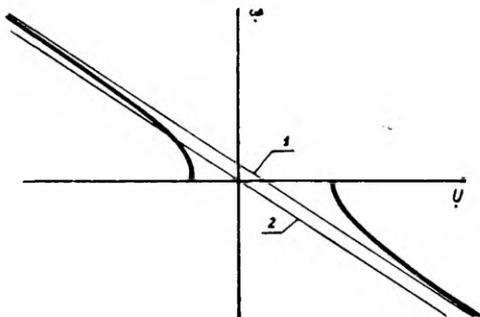


Рис. 16.2. Зависимость $\omega = 1/k_0$ от напряжения. 1 — асимптота функции $\omega(U)$; 2 — $\omega(U)$ при $q = 0$.

определенна в промежутке $(U' - bU')$. В этом промежутке аргумент натурального логарифма в выражении (16.22) принимает отрицательные значения, и ряды (16.23), (16.24) не сходятся. Зависимость $1/k_0$ от U иллюстрирует рис. 16.2. Описанное поведение k_0 объясняется существованием инверсии напряженности электрического поля в измерительном конденсаторе, если U находится в указанном промежутке. Если $U = U'$, то слой

инверсии достигает поверхности собирающей обкладки, если $U = -bU'$ то поверхности другой обкладки. Так как аэроионы любой подвижности не могут проникать через слой инверсии, то при $U \in (U', -bU')$ не может быть предельной подвижности. Если k_0 не определено, то функция G имеет вид:

$$G = \begin{cases} 0 & \text{при } k/k' \leq 0 \\ -4\pi C(U - U')k' \left[1 - \exp\left(-\frac{k}{k'}\right) \right] & \text{при } 0 \leq k/k' \end{cases} \quad (16.25)$$

Уравнение счетчика решается в предположении $U \in (U' - bU')$. Приложим к функции G вида (16.15) модифицированный оператор h' :

$$h'_U = 1 - (U - U') \frac{\partial}{\partial U}, \quad (16.26)$$

результат следующий:

$$h'_U G = \begin{cases} 0 & \text{при } k/k_0 \leq 1 \\ \Phi & \text{при } 1 \leq k/k_0 \end{cases} \quad (16.27)$$

Из последнего выражения вытекает формула вычисления частной плотности заряда

$$\varrho(k_1, k_2) = \frac{h'_U I(U_1)}{\Phi_1} - \frac{h'_U I(U_2)}{\Phi_2}. \quad (16.28)$$

Геометрическую интерпретацию оператора h_U дает рис. 16.3.

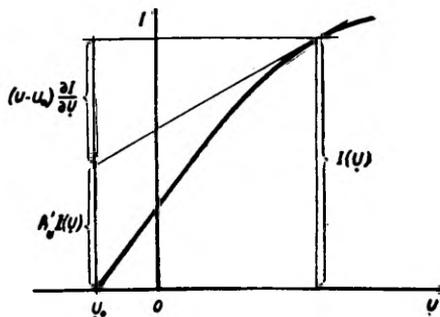


Рис. 16.3. Определение $h_U I(U)$ методом касательных.

Вторая производная функции G имеет вид:

$$\frac{\partial^2 G}{\partial U^2} = - \frac{\Phi^2}{4\pi C(U - U')^2 |U + bU'|} \delta(k - k_0). \quad (16.29)$$

отсюда найдем формулу для вычисления спектральной функции:

$$\varrho(k_0) = - \frac{4\pi C(U - U')^2 |U + bU'|}{\Phi^2} \frac{\partial^2 I}{\partial U^2}, \quad U \neq U' \quad (16.30)$$

Напомним, что все приведенные формулы выведены при ограничивающих условиях, перечисленных в начале параграфа. Если эти условия не выполнены, то полученные результаты пригодны только для грубой оценки ошибок, возникающих в случае пренебрежения объемным зарядом. Наиболее характерным для искажающего действия объемного заряда является ошибка предельной подвижности, которую удобно оценить при помощи разложения (16.23). В первом приближении ошибку определяет абсолютное значение первого слагаемого суммы

$$\delta'_k = \frac{|b - 1| a \varrho}{2U}. \quad (16.31)$$

Если отношение радиусов обкладок цилиндрического конденсатора мало, следует оценить и второй член, который вносит в ошибку поправку

$$\delta''_k = \frac{(b^2 - b + 1) a^2 \varrho^2}{3U^2}. \quad (16.32)$$

Для плоского конденсатора ошибка в первом приближении выражается:

$$\delta'_k = \frac{4\pi^2 \varrho^2 d^4}{3U^2}. \quad (16.33)$$

Простая оценка показывает, что в условиях естественной ионизации атмосферного воздуха пренебрежение действием объемного заряда обычно оправдано. Ошибка предельной подвижности может только в исключительных случаях достигать заметной величины.

Действие объемного заряда следует всегда иметь в виду в случае искусственной ионизации. При конструировании счетчика для измерений в условиях повышенной плотности объемного заряда полезно специально выбрать по возможности малое значение $r_2 - r_1$. Как видно из формул (16.31) и (16.33), уменьшение разности $r_2 - r_1$ позволяет весьма эффективно понизить чувствительность счетчика к искажающему действию объемного заряда.

Дополнительные ошибки вызываются временными вариациями плотности объемного заряда [Комаров, 1960а, 1960б]. Изменение плотности заряда влечет за собой изменение наведенного заряда Q' . Наведенный ток налагается на подлежащий измерению конвективный ток аэроионов. Детальный расчет наведенного тока произведен в работах [Комаров, 1960а, 1960б]. Рассмотрим ниже лишь наиболее простой случай, при котором объемный заряд обусловлен аэроионами, подвижность которых значительно ниже предельной. Это позволяет пренебречь влиянием электрического поля измерительного конденсатора на плотность заряда. Следует отметить, что в рассматриваемом случае вариации плотности заряда представляют наибольшую опасность, так как плотность заряда может иметь тот же порядок величины, что и полярная плотность заряда осаждаемых аэроионов или даже выше. При вычислении наведенного тока исходим из того, что однородный объемный заряд воздуха, заполняющего конденсатор, наводит на собирающей обкладке заряд aCq .

Учитывая как входящие, так и выходящие заряды, найдем выражение

$$I'(t) = \frac{aC}{t_0} [q(t) - q(t - t_0)], \quad (16.34)$$

где $q(t)$ — плотность заряда в начале конденсатора.

Ошибка от наведенного тока уменьшается осреднением тока во времени и зависит от инерционности регистрирующего прибора. Среднее значение наведенного тока в промежутке времени Δt будет

$$\bar{I}' = \frac{aC}{\Delta t} (\bar{q}_1 - \bar{q}_2). \quad (16.35)$$

где \bar{q}_1 и \bar{q}_2 — средние плотности заряда между обкладками измерительного конденсатора в начальный и конечный моменты.

§ 17. Методы измерения, основанные на использовании электрического поля объемного заряда

При значительной плотности объемного заряда появляются некоторые дополнительные возможности измерения. Например, соотношение (16.2) указывает на возможность непосредственного измерения плотности объемного заряда [Таммет, 1963а]. Напряжение U' может быть определено экспериментально, так как потенциал изолированной внутренней обкладки постепенно приближается к значению U' . Плотность объемного заряда вычисляется по формуле

$$q = \frac{U'}{a} \quad (17.1)$$

Описанный метод определения плотности заряда аналогичен известному методу Томсона и может рассматриваться как модификация метода Томсона.

При униполярной ионизации непосредственное определение U' связано с большими экспериментальными ошибками. Равновесное напряжение внутренней обкладки может значительно превышать U' что объясняется адсорбцией ионов. Для предотвращения такого рода погрешностей следует U' определять экстраполяцией силы тока в промежутке напряжения ($U' - bU'$). Экстраполяция упрощается тем обстоятельством, что в указанной области напряжения предельной подвижности не существует и сила тока зависит от напряжения линейно.

Во многих счетчиках сила тока определяется по накоплению заряда на собственной емкости измерительного конденсатора. Для таких счетчиков можно предложить следующую методику практического определения U' . Вначале производится грубая интуитивная оценка U' на основе наблюдения изменения напряжения изолированной внутренней обкладки. Выбираем напряжение U_1 , которое должно быть близко к $-bU'$. Теперь заряжаем внутреннюю обкладку до потенциала U_1 или выше. Изолируем внутреннюю обкладку и определяем время Δt , которое требуется для изменения напряжения от U_1 до нуля. Затем следим за дальнейшим изменением напряжения и определяем U_2 , которого достигает напряжение внутренней обкладки через промежуток времени, равный Δt , после прохождения нуля. U' вычисляется по формуле

$$U' = \frac{U_1 U_2}{U_1 + U_2} \quad (17.2)$$

Вывод этой формулы основан на экспоненциальном законе изменения напряжения

$$U = U'[1 - \exp(-at)], \quad (17.3)$$

где a — неизвестная постоянная. Написав соответствующие выражения при $t = -\Delta t$ и $t = \Delta t$, получим уравнения, решением которых является формула (17.2).

Описанный метод измерения плотности заряда расширяет возможности применения счетчиков легких ионов для изучения искусственно ионизированного воздуха. В условиях униполярной ионизации счетчик легких ионов позволяет, кроме частной плотности заряда легких ионов, определить плотность заряда, частную плотность заряда тяжелых ионов и даже среднюю по-

движность тяжелых ионов. Последняя величина вычисляется по формуле

$$\bar{k}(0, k_1) = \frac{\lambda(0, k_1)}{q - q(k_1, \infty)}. \quad (17.4)$$

В работе [Комаров, 1960б] описан метод измерения плотности заряда, основанный на регистрации наведенного заряда. Измерительный конденсатор снабжается предварительным конденсатором, способным вылавливать из протекающего воздуха все аэроионы. В начале измерения напряжение предварительного конденсатора выключается и основной измерительный конденсатор заполняется объемным зарядом. Измеряя наведенный заряд aC_0 , можно вычислить плотность заряда. Если проводимость воздуха не слишком высокая и наведенный заряд регистрируется быстродействующим прибором, то при этом методе диффузия аэроионов не представляет опасности.

Последний метод измерения плотности заряда можно соединить с описанным ранее методом регистрации равновесного напряжения. Это обеспечивает одновременно непрерывность наблюдений, характерную для метода равновесного напряжения, и быстродействие, характерное для метода наведенного заряда. Отпадает необходимость в предварительном конденсаторе. Такой синтез возможен благодаря современным электрометрам, позволяющим посредством обратной связи компенсировать паразитную емкость и сделать эффективную емкость изолированной системы равной действующей емкости измерительного конденсатора. При этом напряжение, обусловленное наведением заряда, совпадает с равновесным напряжением. После включения прибора изолированная внутренняя обкладка постепенно приобретает равновесный заряд, который затем уже малоинерционно следует за всеми изменениями плотности заряда. Однако наряду с положительными качествами описанного синтеза надо обратить внимание и на серьезный недостаток, заключающийся во влиянии адсорбции аэроионов на результаты измерения. Метод применим, если можно предполагать достаточно симметричную проводимость исследуемого воздуха. Для симметризации проводимости исследуемый воздух можно облучать радиоактивным излучением.

В работе [Таммет, 1963а] предложен метод изучения спектрального распределения аэроионов, основанный на осаждении аэроионов в электрическом поле объемного заряда. Экспериментальному определению подложит характеристика $I = I(\Phi)$ интегрального счетчика при $U = 0$. Ввиду ограниченной применимости и сложности обработки наблюдений отмеченный метод не имеет практической ценности. Некоторый интерес может представить лишь вытекающий из этого метода способ измерения подвижности аэроионов в случае, если все аэроионы имеют оди-

наковую подвижность k . Уравнение электростатического рассеивания при этом имеет вид

$$\frac{dQ}{dt} = -4\pi k Q^2 \quad (17.5)$$

Решение уравнения следующее:

$$Q = \frac{Q_0}{1 + 4\pi k Q_0 t}, \quad (17.6)$$

где Q_0 — значение Q в момент $t = 0$.

Силу тока через собирающую обкладку при $U = 0$ вычислим интегрированием плотности тока через поверхность обкладки. В данном случае имеем

$$EdS = \frac{4\pi C a Q}{l} dx, \quad (17.7)$$

что позволяет выражение тока записать в виде

$$I(0) = \frac{4\pi C a k}{l} \int_0^l Q^2(x) dx. \quad (17.8)$$

Выполнив интегрирование, найдем

$$I(0) = \frac{4\pi C a Q_0^2 k k'}{k + k'}, \quad (17.9)$$

где k' определено соответственно начальной плотности заряда. Исключая k из выражения (17.9), приходим к результату:

$$k = \frac{\Phi^2 I(0)}{4\pi C a l^* [I^* - (1 + b)I(0)]}, \quad (17.10)$$

где $I^* = Q_0 \Phi$ — ток насыщения.

§ 18. Электродный эффект

В неподвижном воздухе около заряженного электрода образуется слой объемного заряда, увеличивающий напряженность электрического поля на поверхности электрода. Такое явление может иметь значение и в аспирационном счетчике, если воздух достаточно сильно ионизирован.

Предположим, что плотность свободного объемного заряда исследуемого воздуха равняется нулю или является предельно малой.

В измерительном конденсаторе электрическое поле разделяет полярные заряды, и в результате появляется слой свободного объемного заряда у обеих обкладок. Распределение зарядов в измерительном конденсаторе при измерении проводимости иллюстрирует рис. 18.1. Простые соображения позволяют заключить, что в таком случае электродный эффект имеет наибольшее значение. Оценка электродного эффекта в общем случае сложна, только в предположении большой предельной подвижности вычисления упрощаются ввиду малой толщины, по сравнению с расстоянием между обкладками, слоя объемного заряда. Для

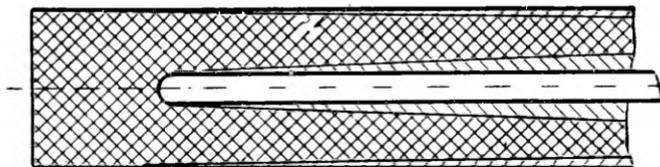


Рис. 18.1. Распределение зарядов, вызывающее электродный эффект. Заштриховка одного направления обозначает пространство, заполненное аэроионами одной полярности, заштриховка другого направления — пространство, заполненное аэроионами другой полярности.

простоты предположим еще, что воздух содержит положительные аэроионы только с подвижностью k_+ и отрицательные аэроионы только с подвижностью k_- .

Объемный заряд, находящийся вблизи поверхности внутренней обкладки, индуцирует на последней дополнительный заряд Q' . Так как заряд внутренней обкладки при отсутствии электродного эффекта будет $Q = CU$, то относительная ошибка измерения проводимости выражается отношением

$$\delta = \frac{Q'}{CU} \quad (18.1)$$

Индукцированный заряд Q' можно считать приближенно равным заряду в слое объемного заряда, прилегающем к обкладке. Объемный заряд, образующийся у одной обкладки, индуцирует дополнительный заряд в основном на той же обкладке и на заряд другой обкладки оказывает малое влияние. Это заключение легко доказать при помощи известной теоремы Рамо-Шокли.

Для оценки электродного эффекта необходимо вычислить объем слоя объемного заряда. Этот объем существенно зависит от распределения скоростей течения воздуха в измерительном конденсаторе. Гидродинамическая задача течения воздуха в цилиндрическом конденсаторе не решена. Точный профиль тече-

ния известен только в двух предельных случаях. При потенциальном течении распределение скоростей однородно. При большом расходе и достаточно коротком конденсаторе течение воздуха близко к потенциальному во всем конденсаторе [Misaki, 1960; Hoegl, 1963]. В длинном измерительном конденсаторе при небольшом расходе течение близко к установившемуся ламинарному течению. Профиль установившегося ламинарного течения описывается формулой [Ламб, 1947; Тарг, 1951]:

$$u(r) = \frac{2\Phi \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \frac{r}{r_1} + r_1^2 - r^2 \right)}{\pi (r_2^2 - r_1^2) \left(r_2^2 + r_1^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right)} \quad (18.2)$$

В промежуточных условиях реальное течение заметно отличается от обоих рассмотренных профилей и здесь более точные результаты дают методы теории пограничного слоя.

В случае выполнения условий

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{vt_0} &\ll r_2 - r_1 \\ \sqrt{vt_0} &\ll r_1 \end{aligned} \right\} \quad (18.3)$$

пограничный слой на обкладках похож на пограничный слой у плоской пластины. Скорость течения вблизи поверхности выражается [Лойцянский, 1959]:

$$u(y) = 0,332y \sqrt{\frac{u_0^3}{\nu x}}, \quad (18.4)$$

где y — расстояние от поверхности, x — расстояние от начала обкладки и u_0 — скорость течения в удалении от пластины.

В случае потенциального течения воздуха вычисление ошибки δ несложно. Объем слоя объемного заряда у обеих обкладок в первом приближении следующий:

$$V' = 2\pi t_0 k_{\mp} CU \quad (18.5)$$

На основе (18.1) найдем

$$\delta = 2\pi t_0 k_{\mp} q_{\pm}. \quad (18.6)$$

В этих и следующих формулах верхний знак в индексе относится к случаю $k_0 > 0$ — (напряжение собирающей обкладки отрицательное). нижний знак к случаю $k_0 < 0$ (U положительное)

При методе пограничного слоя нельзя пренебречь радиальной составляющей скорости потока. Чтобы обойти математические затруднения, исходим из выражения расхода через поверхность раздела слоя объемного заряда, который в первом приближении определяется просто:

$$\Phi'(x) = k_{\mp} N(x) = 4\pi C(x) k_{\mp} U. \quad (18.7)$$

Это выражение описывает участок поверхности слоя объемного заряда от начала обкладки до точки с координатой x . С другой стороны, $\Phi'(x)$ определяется через формулу (18.4):

$$\Phi'(x) = \pi r_c y u(y) = 0,332 r_c y^2 \sqrt{\frac{u_0^3}{v x}}, \quad (18.8)$$

где r_c — радиус собирающей обкладки и y — толщина слоя объемного заряда в точке с координатой x . Из выражений (18.7) и (18.8) легко выводится уравнение поверхности слоя объемного заряда в виде

$$y = 2,46 \left(\frac{k_{\mp} U}{r_c \ln \frac{r_2}{r_1}} \right)^{1/2} \left(\frac{v}{u_0^3} \right)^{1/4} x^{3/4}. \quad (18.9)$$

Объем слоя объемного заряда определяется интегрированием

$$V = 2\pi r_c \int_0^l y(x) dx. \quad (18.10)$$

Выражению ошибки можно придать вид:

$$\delta = 2\pi t_0 k_{\mp} \varrho_{\pm} \sqrt{\frac{k_0}{k_{\mp}}} Y \quad (18.11)$$

Конкретные вычисления в случае внутренней собирающей обкладки дают:

$$Y = Y_1 = \sqrt[4]{\frac{780 v l r_1^2}{(r_2^2 - r_1^2) \Phi}} \quad (18.12)$$

и в случае внешней собирающей обкладки:

$$Y = Y_2 = \sqrt[4]{\frac{780 v l r_2^2}{(r_2^2 - r_1^2) \Phi}} \quad (18.13)$$

Аналогичный расчет для плоского конденсатора приводит к той же формуле (18.11), причем

$$Y = Y_0 = \sqrt[4]{\frac{62\nu l}{u_0 d^2}} \quad (18.14)$$

Полученные формулы применимы, если толщина пограничного слоя превышает толщину слоя объемного заряда. В случае внутренней собирающей обкладки последнее условие записывается следующим образом:

$$\left(\frac{k_0}{k_{\mp}}\right)^2 > \frac{(r_2^2 - r_1^2) \Phi}{4\pi r_1^2 \nu l}, \quad (18.15)$$

в случае внешней собирающей обкладки:

$$\left(\frac{k_0}{k_{\mp}}\right)^2 > \frac{(r_2^2 - r_1^2) \Phi}{4\pi r_2^2 \nu l} \quad (18.16)$$

и в случае плоского конденсатора:

$$\left(\frac{k_0}{k_{\mp}}\right)^2 > \frac{u_0 d^2}{\nu l} \quad (18.17)$$

Предложение установившегося ламинарного профиля усложняет задачу. Однако вычисления можно упростить приближением

$$u(y) = \frac{du(r_c)}{dy} y, \quad (18.18)$$

так как нас интересует лишь тонкий слой воздуха вблизи обкладки. У поверхности внутренней обкладки имеем

$$\frac{du(r_1)}{dy} = \frac{2\Phi \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}} - 2r_1 \right)}{\pi (r_2^2 - r_1^2) \left(r_2^2 + r_1^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right)} \quad (18.19)$$

и у поверхности внешней обкладки:

$$\frac{du(r_2)}{dy} = \frac{2\Phi \left(2r_2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{r_2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \right)}{\pi (r_2^2 - r_1^2) \left(r_2^2 + r_1^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right)} \quad (18.20)$$

Уравнение поверхности слоя объемного заряда при сделанных предположениях несложно:

$$y = \left\{ \frac{2k_{\mp} U}{r_c \ln \frac{r_2}{r_1} \frac{du(r_c)}{dy}} \right\}^{1/2} x^{1/2} \quad (18.21)$$

Вычисление ошибки δ приводит к формуле (18.11), где Y имеет в случае внутренней собирающей обкладки вид

$$Y = Y_1 = \sqrt{\frac{32r_1 \left[r_2^2 + r_1^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right]}{9 (r_2^2 - r_1^2) \left[r_1 \ln \frac{r_2}{r_1} - 2r_1 \right]}} \quad (18.22)$$

В случае внешней собирающей обкладки —

$$Y = Y_2 = \sqrt{\frac{32r_2 \left[r_2^2 + r_1^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \right]}{9 (r_2^2 - r_1^2) \left[2r_2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{r_2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \right]}} \quad (18.23)$$

Для плоского конденсатора получается

$$Y = Y_0 = 0,77 \quad (18.24)$$

В практике оценки электродного эффекта в первую очередь следует проверить условия (18.3) и (18.15), (18.16) или (18.17). Если эти условия выполнены, то следует пользоваться формулами (18.12) (18.13) или (18.14). В противном случае используются формулы (18.22)—(18.24). Напомним, что эти формулы

дают наибольшее возможное значение ошибок, соответствующее большой предельной подвижности. В случае небольшого значения k_0/k ошибки значительно меньше.

При естественно ионизированном воздухе приземного слоя атмосферы электродный эффект станет заметным только в исключительных условиях. Большую опасность представляет электродный эффект для стратосферных измерений. Возможность появления искажений из-за электродного эффекта необходимо всегда иметь в виду при изучении искусственно ионизированного воздуха с повышенной проводимостью.

Для дальнейшего уточнения теории следовало бы рассматривать электродный эффект и влияние рекомбинации аэроионов совместно, так как эти искажения возникают в одинаковых условиях и могут частично компенсировать друг друга. Желательно дополнительно принимать во внимание и электростатическое рассеивание аэроионов в слое объемного заряда.

§ 19. Диффузия аэроионов

Диффузия является результатом теплового движения аэроионов. Последнее носит случайный характер. Уравнение движения $\vec{v} = \vec{u} + k\vec{E}$, использованное в предыдущих параграфах без оговорок, является в действительности только уравнением среднего ожидаемого движения аэроиона. Конкретные траектории аэроионов образуют рассеивающийся пучок около средней траектории, определяемой указанным уравнением.

Первая попытка количественной оценки действия диффузии в счетчике аэроионов [Mache, 1903] оказалась неудачной из-за ошибок в теоретических основах. В работе [Becker, 1910] исходные положения и качественная характеристика действия диффузии правильны, но грубые приближения, допущенные в количественных расчетах, приводят к тому, что полученные результаты не совпадают с результатами опытов даже по порядку величины. Более удовлетворительной является оценка случайного смещения аэроиона непосредственно по формулам теории броуновского движения [Zeleny, 1929].

Для математического описания диффузии аэроионов имеется два метода: метод расчета потока диффузии по уравнению Фикка и статистический метод, используемый в теории броуновского движения. Для наших целей более приемлемым является второй.

Действие диффузии аэроионов в измерительном конденсаторе можно описать двояко. В одном случае диффузия учитывается в выражении функции G . Функция G при этом теряет кусочно-линейный вид (рис. 19.1), что усложняет решение урав-

нения (3.3). В другом случае действие диффузии представляется как преобразование функции $\varrho(k)$ в функцию кажущегося распределения $\varrho^*(k)$, сохраняя прежний вид функции G . Такой подход и положен в основу дальнейших рассуждений.

Вследствие диффузии, аэроион с подвижностью k осаждается в измерительном конденсаторе в том месте, где при отсутствии диффузии осаждались бы аэроионы с некоторой другой

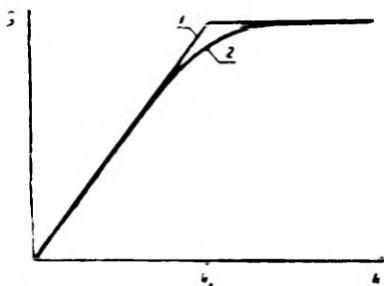


Рис. 19.1. Функция G интегрального счетчика: 1 — идеализованная; 2 — при диффузии аэроионов.

подвижностью k_1 , которая является кажущейся подвижностью рассматриваемого аэроиона. Обозначим вероятность того, что аэроион с подвижностью k имеет кажущуюся подвижность между k_1 и $k_1 + dk$ через $W(k, k_1)dk$. Если действительное спектральное распределение аэроионов характеризуется функцией $\varrho(k)$, то кажущееся распределение будет

$$\varrho^*(k_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(k, k_1) \varrho(k) dk. \quad (19.1)$$

Функция $W(k, k_1)$ полностью определяет действие диффузии аэроионов на результаты измерения. Если эта функция известна, то формула (19.1) может рассматриваться как уравнение, позволяющее определить истинную спектральную функцию $\varrho(k)$ по функции $\varrho^*(k)$, вычисленной при пренебрежении действием диффузии. Решение интегрального уравнения (19.1) отнюдь не простая задача. Обычно приходится довольствоваться результатом $\varrho(k) \approx \varrho^*(k)$. Функция $W(k, k_1)$ применяется в таком случае лишь для оценки ошибок, обусловленных пренебрежением диффузией.

Рассмотрим простейший случай измерения подвижности аэроиона. Пусть аэроион движется в однородном электриче-

ском поле напряженностью E , и о его подвижности судят по расстоянию d , которое аэроион пройдет в направлении электрического поля за время t . Среднее значение этого расстояния выражается

$$\bar{d} = kEt = \sqrt{kUt}, \quad (19.2)$$

где U — напряжение между средней конечной точкой и начальной точкой движения аэроиона. Согласно теории броуновского движения случайная разность $d - \bar{d}$ подчиняется нормальному распределению со средним квадратическим отклонением

$$\sigma_d = \sqrt{2Dt}, \quad (19.3)$$

где D — коэффициент диффузии аэроиона. Коэффициент диффузии связан с подвижностью соотношением

$$D = \frac{KTk}{q}, \quad (19.4)$$

где K — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура и q — заряд аэроиона.

Измеренное значение подвижности пропорционально расстоянию d , поэтому измеренная подвижность подчиняется также нормальному распределению. Относительное среднее квадратическое отклонение подвижности s_k равно относительному среднему квадратическому отклонению расстояния s_d . При помощи выражений (19.2) (19.3) и (19.4) найдем

$$s_k = \frac{\sigma_k}{k} = \frac{\sigma_d}{\bar{d}} = \sqrt{\frac{2KT}{qU}} \quad (19.5)$$

Функция W в данном случае имеет вид

$$W(k, k_1) = \frac{1}{\sigma_k \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(k - k_1)^2}{2\sigma_k^2} \right]. \quad (19.6)$$

Формула (19.5) позволяет заключить, что относительная ошибка измерения подвижности зависит от отношения средней энергии теплового движения аэроиона к средней работе перемещения аэроиона в электрическом поле. Приведенный факт имеет глубокое физическое содержание, которое полностью выявляется только при подходе к вопросу с точки зрения кинетической теории. Хотя для этого нет непосредственной необходимости, проследим кратко упрощенный вывод формулы (19.5) на основе кинетических соображений.

Пусть распределение вероятностей скорости аэроиона в начальный момент определяется только тепловым движением. Рассмотрим столь короткий промежуток времени t , за который не происходит соударений аэроиона с молекулами. За счет теплового движения аэроион проходит за это время в направлении одной координатной оси расстояние, среднее значение которого равняется нулю и среднее квадратическое отклонение будет

$$\sigma_d = \sqrt{\frac{KT}{m}} t, \quad (19.7)$$

где m — масса аэроиона. Под действием электрического поля аэроион приобретает дополнительную скорость qEt/m и пройдет расстояние

$$d = \frac{qEt^2}{2m} = \sqrt{\frac{qU}{2m}} t, \quad (19.8)$$

где U — падение напряжения на расстоянии d . Вычисление отношения σ_d/d приводит к формуле (19.5)

Если в течение времени t происходит одно соударение, то это соударение разделит промежуток времени t на две части — t_1 и t_2 . Дисперсия теплового смещения аэроиона в промежутке t_1 будет $\sigma_1^2 = \frac{KT}{m} t_1^2$ в промежутке t_2 — $\sigma_2^2 = \frac{KT}{m} t_2^2$. При соударении аэроион сохранит в среднем часть α от начального импульса. Ковариация тепловых смещений аэроиона в промежутках t_1, t_2 будет поэтому $\alpha \frac{KT}{m} t_1 t_2$. Дисперсия теплового смещения в промежутке t соответственно выражается суммой

$$\sigma_d^2 = \frac{KT}{m} (t_1^2 + 2\alpha t_1 t_2 + t_2^2) \quad (19.9)$$

Смещение аэроиона под действием электрического поля будет в первом промежутке $d_1 = Eq t_1^2 / 2m$, во втором промежутке — $d_2 = Eq (\alpha t_1 t_2 + t_2^2 / 2) / m$. Общее смещение

$$d = \frac{Eq}{2m} (t_1^2 + 2\alpha t_1 t_2 + t_2^2) = \sqrt{\frac{qU}{2m}} \sqrt{t_1^2 + 2\alpha t_1 t_2 + t_2^2} \quad (19.10)$$

Отношение σ_d/d , по-прежнему, выражается формулой (19.5). Аналогичными рассуждениями можно доказать справедливость выражения (19.5) при любом числе соударений.

При аспирационном методе о времени движения аэроиона судят по переносу аэроиона с потоком воздуха. Так как диффу-

зия проявляется и в направлении течения воздуха, то это вносит дополнительную ошибку в результат измерения.

Рассмотрим определение подвижности в однородном поле. Здесь и в дальнейших выводах этого параграфа предположим, что скорость течения \vec{u} и напряженность электрического поля \vec{E} между собой перпендикулярны. Если аэроион в течение некоторого времени проходит в направлении течения воздуха расстояние x и в направлении электрического поля расстояние y , то его подвижность определяется по отношению

$$k = \frac{u}{E} \frac{y}{x} \quad (19.11)$$

Отношение y/x не имеет статистических моментов, так как при $x=0$ существует конечная плотность вероятности. Чтобы не потерять наглядности изложения, откажемся от полной математической строгости и введем некоторые новые понятия. Условной средней отношения y/x назовем отношение \bar{y}/\bar{x} . Условной относительной дисперсией отношения y/x назовем сумму $s_y^2 + s_x^2$. Допустим, что случайные отклонения заметно меньше средних значений x и y . При этом функция распределения отношения y/x практически совпадает с функцией распределения, дисперсия которой равна условной дисперсии отношения y/x . Договоримся для сокращения опустить ниже в названиях «условная средняя» и «условная дисперсия» слово «условная».

В однородном поле $\sigma_x = \sigma_y$ и $s_x = \frac{v}{x} s_y$. Среднее квадратическое отклонение σ_y определяется формулой (19.5) Выражая $y/x = kE/u$, найдем

$$s_k = \sqrt{\frac{2KT}{qU} \left(1 + \frac{k^2 E^2}{u^2} \right)} \quad (19.12)$$

Полученный результат непосредственно применим для оценки действия диффузии в счетчике с плоским измерительным конденсатором. Метод кажущегося распределения подвижностей позволяет одинаково описывать воздействие диффузии аэроионов в измерительном конденсаторе как для интегрального, так и для дифференциального счетчика. В обоих случаях результаты измерений зависят от поведения критических аэроионов, которые движутся близко к предельной поверхности для подвижности k_0 .

В счетчике с плоским измерительным конденсатором для критических аэроионов имеем $x = l$ и $y = d$. Соответственно

$$s_k = \sqrt{\mu \frac{2KT}{qU}}, \quad (19.13)$$

где

$$\mu = 1 + \frac{d^2}{l^2} \quad (19.14)$$

В случае неоднородного поля в осесимметричном конденсаторе дело обстоит сложнее. Проведем приближенный расчет, рассматривая движение аэроиона поочередно в коротких участках, для которых можно с достаточной точностью применить формулу (19.12). Подвижность аэроиона определяется по отношению расхода воздуха и потока электрического поля через поверхность тока $k = \Phi/N$. Если поверхность тока состоит из последовательных участков, через которые расходы и потоки электрического поля соответственно Φ_n и N_n , и рассматриваемые аэроионы имеют на этих участках разные кажущиеся подвижности k_n , то для каждого участка можно написать $k_n = \Phi_n/N_n$. Для всей поверхности тока кажущаяся подвижность

$$k = \frac{\sum_n \Phi_n}{\sum_n N_n} = \frac{\sum_n N_n k_n}{N} \quad (19.15)$$

Дисперсия подвижности, следовательно, определяется суммой

$$\sigma_k^2 = \frac{\sum_n N_n^2 \sigma_{kn}^2}{N^2}. \quad (19.16)$$

При движении критических аэроионов через весь измерительный конденсатор $N = 4\pi CU$. Для короткого осесимметричного участка поверхности тока

$$N_n = 2\pi r_n E_n l_n, \quad (19.17)$$

где l_n — длина рассматриваемого участка вдоль оси конденсатора. Определяя σ_{kn} по формуле (19.12) и принимая во внимание соотношение

$$U_n = \frac{E_n^2 k_n l_n}{u_n}, \quad (19.18)$$

найдем

$$\sigma_k^2 = \frac{KT}{2qC^2U^2} \sum_n k_n (r_n^2 u_n^2 + r_n^2 E_n^2 k_n^2) t_n, \quad (19.19)$$

где $t_n = l_n/u_n$ — время прохождения участка l_n .

В этом выражении некоторую среднюю подвижность можно вывести за знак суммирования. Итак, принимая среднюю подвижность равной k_0 , выражение s_k можно привести к виду (19.13), где μ выражается следующим образом

$$\mu = \frac{\pi}{C\Phi} \left(\sum_n r_n^2 u_n^2 t_n + k_0^2 \sum_n r_n^2 E_n^2 t_n \right) \quad (19.20)$$

В последнем выражении целесообразно перейти от суммирования к интегрированию. Физическая интерпретация производит впечатление незаконности такого перехода ввиду недопустимого возрастания дисперсий σ_{kn}^2 . Интегрирование должно рассматриваться лишь как метод приближенного вычисления. Окончательное выражение параметра μ для осесимметричного измерительного конденсатора с поперечными полями \vec{u} и \vec{E} следующее

$$\mu = \frac{\pi t_0}{C\Phi} \left[\int_0^1 r^2(\vartheta) u^2(\vartheta) d\vartheta + k_0^2 \int_0^1 r^2(\vartheta) E^2(\vartheta) d\vartheta \right]. \quad (19.21)$$

Относительное время ϑ определяется по отношению

$$\vartheta = \frac{t}{t_0} \quad (19.22)$$

где время прохождения аэроиона через конденсатор принято равным времени заполнения конденсатора.

В цилиндрическом конденсаторе, при отсутствии радиальных составляющих скорости течения воздуха, имеем

$$r^2(\vartheta) = r_2^2 - (r_2^2 - r_1^2) \vartheta \quad (19.23)$$

или

$$r^2(\vartheta) = r_1^2 + (r_2^2 - r_1^2) \vartheta. \quad (19.24)$$

Произведение rE является постоянным

$$rE = \frac{U}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (19.25)$$

В случае однородного распределения скоростей потока интегрирование производится легко и дает результат

$$\mu = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2l_2} + \frac{r_2^2 + r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (19.26)$$

В случае распределения скоростей по формуле (18.2) интегрирование также не вызывает принципиальных затруднений, однако результат выражается громоздкой и практически неудобной формулой. Значения параметра μ мало зависят от профиля скоростей потока, поэтому в практике можно довольствоваться формулой (19.26).

Зависимость параметра μ от отношений l/r_2 и r_1/r_2 иллюстрирует рис. 19.2.

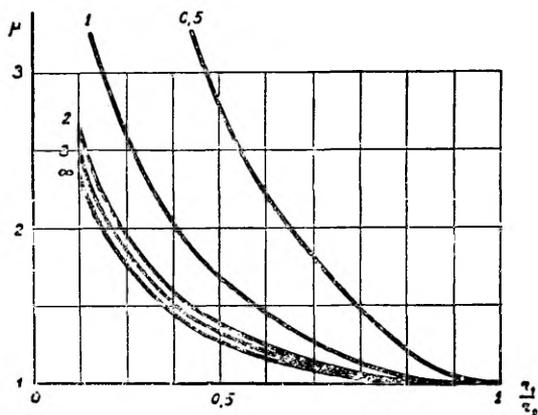


Рис. 19.2. Зависимость параметра μ от размеров цилиндрического конденсатора. Цифры над графиками показывают отношение l/r_2 .

Полученное выражение s_k отличается от выражения, представленного в работе [Таммет, 1962 в]. В упомянутой работе допущено неоправданное упрощение. Однако разница в результатах станет значительной только при больших значениях отношения r_2/r_1 , редко встречающихся в практике.

Кроме искажений, рассмотренных в настоящем параграфе, диффузия обуславливает еще адсорбцию аэроионов. Этот вопрос будет затронут в дальнейшем.

§ 20. Турбулентное перемешивание воздуха в измерительном конденсаторе

В теории аспирационного метода обычно предполагается, что течение воздуха в измерительном конденсаторе имеет ламинарный характер. Иногда это условие не соблюдается и поток воздуха в конденсаторе в меньшей или большей мере турбулизирован.

Оценка искажений, вызванных турбулентностью, представляет большой интерес, так как эти искажения являются определяющим фактором при выборе расхода просасываемого воздуха. К сожалению, действие турбулентности на результаты измерения является наиболее сложным и малоизученным вопросом в теории аспирационных счетчиков. В ранних работах [Gish, 1933a, 1933b; Wait, 1934; Graziadei, 1935] выдвигались лишь малообоснованные гипотетические предположения о характере влияния турбулентности на ток интегрального счетчика. В этих работах об отсутствии или наличии турбулентности в измерительном конденсаторе судили по значению числа Рейнольдса, что дает весьма сомнительные результаты. Только в работах [Israel, 1931, Wolodkewitsch, Dessauer, 1931b] возникновение турбулентности определялось посредством наблюдения полосы дыма в прозрачной модели конденсатора. Такой метод изучения характера течения успешно применяется и в последнее время [Faucher, 1958; Misaki, 1960; Матулявичене, 1962]. В работе [Misaki, 1960] метод дыма превращен в количественный метод определения профилей течения. В работе [Israel, 1931] показано, что турбулентность уменьшает ток интегрального счетчика приблизительно на 5—10%. Этот результат оспаривается в другой работе [Reimers, 1940], в которой на основе экспериментальных данных и теоретических соображений утверждается, что якобы характер течения воздуха в измерительном конденсаторе вообще не влияет на результаты измерения. Недостаточная точность эксперимента и необоснованность теоретических соображений не позволяют считать это утверждение достоверным.

Наиболее подробная экспериментальная работа по изучению турбулентного перемешивания выполнена Яйтой и Ниттой [Yaita, Nitta, 1955]. Характер течения изучался зондированием при помощи термоанометра. Из этой работы вытекает, что действие турбулентности проявляется в рассеивании подвижностей аэроионов. Количественные же результаты ограничиваются несколькими примерами сравнения характеристик интегрального счетчика при ламинарном и турбулентном течениях воздуха в плоском конденсаторе.

В работе [Гаммет, 1962в] интенсивность и закономерности турбулентного перемешивания оценивались по данным, относящимся к атмосферной турбулентности [Richardson, 1926; Тверовский, 1949]. Необоснованные исходные положения делают результаты упомянутой работы ошибочными.

Турбулентное перемешивание воздуха рассеивает траектории аэроионов подобно тепловой диффузии. Как и в случае тепловой диффузии, это приводит к сглаживанию спектральной функции $q(k)$ по формуле (19.1) В расчетах, приводимых ниже, тепловой диффузией будем пренебрегать.

Поле турбулентного течения можно разложить на среднее поле u_0 и поле турбулентных пульсаций u_t . При этом поле u_0 не зависит от времени и имеет свойства, которыми должно обладать поле течения в измерительном конденсаторе счетчика. Отклонения от идеализированного режима счетчика обусловлены дополнительным полем u_t . Среднее значение u_t по определению равно нулю, поэтому турбулентные пульсации не влияют на среднее расстояние, которое аэроион пройдет в течение некоторого времени. Следовательно, турбулентное перемешивание в первом приближении не искажает средних значений измеряемых подвижностей. Это подтверждается результатами экспериментов, описанных в следующем параграфе.

Допустим, как и в предыдущем параграфе, перпендикулярность полей \vec{E} и \vec{u}_0 . Рассмотрим движение аэроиона в течение короткого промежутка времени t_n . Промежуток t_n должен быть настолько малым, чтобы неоднородностью электрического поля и средней скорости воздуха на траектории аэроиона в течение этого времени можно было пренебречь. Время t_n должно быть мало еще по сравнению с лагранжевым микромасштабом турбулентности. Среднее смещение аэроиона вдоль потока в течение времени t_n будет $\bar{x}_n = u_0 t_n$, а дисперсия этого смещения $\sigma_x^2 = \overline{u_{tx}^2} t_n^2$. Смещение вдоль электрического поля соответственно $\bar{y}_n = k E t_n$, а дисперсия $\sigma_y^2 = \overline{u_{ty}^2} t_n^2$. Кажущаяся подвижность аэроиона пропорциональна отношению y_n/x_n . Учитывая, что отношение $\overline{u_t^2}/u_0^2$ обычно не превышает одной сотой, относительную дисперсию кажущейся подвижности можно вычислить следующим образом

$$s_k^2 = s_x^2 + s_y^2 - 2R_{x,y} s_x s_y, \quad (20.1)$$

где $R_{x,y}$ — коэффициент корреляции между u_{tx} и u_{ty} . Ввиду перпендикулярности координатных осей корреляции $R_{x,y}$ в удалении от обкладок мала. При движении от одной обкладки измерительного конденсатора к другой $R_{x,y}$ меняет знак и при усреднении эта корреляция практически уничтожается. Допустим $R_{x,y} = 0$. При этом

$$s_k = \varepsilon \sqrt{1 + \frac{u_0^2}{k^2 E^2}}. \quad (20.2)$$

ε является некоторой средней интенсивностью турбулентности. При предположении $\overline{u_{tx}^2} = \overline{u_{ty}^2} = \overline{u_{txy}^2}$ ε выражается отношением

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\overline{u_{txy}^2}}}{u_0}. \quad (20.3)$$

Если аэроион имеет в последовательные промежутки t_n разные кажущиеся подвижности k_n , то кажущаяся подвижность, определенная по движению аэроиона в течение более длительного времени, вычисляется формулой (19.15). При определении дисперсии кажущейся подвижности надо учитывать специфику турбулентной диффузии [Бетчелор, 1955; Френкиль, 1955; Бай-Ши-и, 1962; Монин, Яглом, 1965]. Если в случае тепловой диффузии отклонения кажущейся подвижности от средней $k_n - \bar{k}$ в соседние промежутки времени можно было с полной оправданностью считать независимыми, то в случае турбулентной диффузии положение сложнее. Отклонения $k_n - \bar{k}$ и $k_m - \bar{k}$ связаны между собой корреляционной связью. Обозначим коэффициент корреляции между отмеченными отклонениями через $R_{n,m}$. Выражение дисперсии будет следующее:

$$\sigma_k^2 = \sum_n \sum_m R_{n,m} \frac{N_n N_m}{N^2} \sigma_{kn} \sigma_{km} \quad (20.4)$$

Теперь используем формулу (19.17) и путем замены t_n на dt перейдем от суммирования к интегрированию

$$\begin{aligned} \sigma_k^2 = \frac{4\pi^2}{N^2} \int_0^{t_0} \int_0^{t_0} R(t_1, t_2) r(t_1) E(t_1) u_0(t_1) \sigma_k(t_1) \times \\ \times r(t_2) E(t_2) u_0(t_2) \sigma_k(t_2) dt_1 dt_2. \end{aligned} \quad (20.5)$$

$R(t_1, t_2)$ является лагранжевой корреляционной функцией кажущейся подвижности вдоль траектории аэроионов.

Для упрощения записи перейдем к относительному масштабу времени и введем обозначение для безразмерной величины

$$\omega(\vartheta) = \frac{2\pi r(\vartheta) E(\vartheta) u_0(\vartheta) t_0}{N} \quad (20.6)$$

Выражение относительной дисперсии кажущейся подвижности критического аэроиона в измерительном конденсаторе примет вид

$$s_k^2 = \int_0^1 \int_0^1 R(\vartheta_1, \vartheta_2) \omega(\vartheta_1) \omega(\vartheta_2) s_k(\vartheta_1) s_k(\vartheta_2) d\vartheta_1 d\vartheta_2. \quad (20.7)$$

Продолжим расчет для цилиндрического измерительного конденсатора, допуская, что поле \vec{u}_0 однородно. Легко показать, что в этом случае $\omega(\vartheta) \equiv 1$. Выражение $R(\vartheta_1, \vartheta_2)$ неизвестно, что заставляет ограничиться сугубо приближенной оценкой. Выне-

сем корреляционную функцию $R(\vartheta_1, \vartheta_2)$ за знак интеграла, используя теорему о среднем значении. Соответствующее среднее значение обозначим через \bar{R} и назовем его относительным эффективным масштабом турбулентности в измерительном конденсаторе. Таким же образом вынесем за знак интеграла эффективную интенсивность турбулентности $\bar{\varepsilon}$, являющейся соответствующим средним значением величины $\varepsilon(\vartheta)$. В результате имеем

$$s_k = \mu_t \bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}}, \quad (20.8)$$

где

$$\mu_t = \int_0^1 \sqrt{1 + \frac{u_0^2(\vartheta)}{k_0^2 E^2(\vartheta)}} d\vartheta. \quad (20.9)$$

Интегрирование дает для цилиндрического измерительного конденсатора

$$\mu_t = \frac{r_2^2 - r_1^2}{6^{1/2}} \left\{ \left[1 + \frac{4l^2 r_2^2}{(r_2^2 - r_1^2)^2} \right]^{3/2} - \left[1 + \frac{4l^2 r_1^2}{(r_2^2 - r_1^2)^2} \right]^{3/2} \right\} \quad (20.10)$$

На рис. 20.1 приведены графики, построенные по этой формуле.

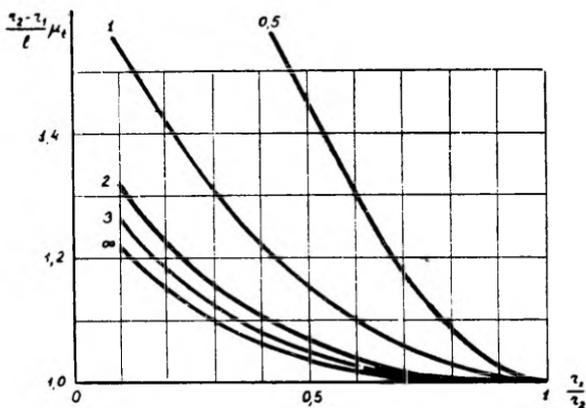


Рис. 20.1. Зависимость параметра μ_t от размеров цилиндрического конденсатора. Цифры над графиками показывают отношение l/r_2 .

Аналогичный расчет для плоского конденсатора приводит к той же формуле (20.8), однако параметр μ_t выражается по-иному:

$$\mu_t = \sqrt{1 + \frac{l^2}{d^2}} \quad (20.11)$$

В формуле (20.8) остались неопределенными величины \bar{R} и $\bar{\epsilon}$. Поэтому приведенные расчеты не дают непосредственно практических результатов, а служат лишь для создания некоторой качественной картины действия турбулентного перемешивания в измерительном конденсаторе. Только в случае отсутствия более точных данных формулу (20.8) можно использовать для количественной оценки. При полностью турбулизованном потоке в трубах $\bar{\epsilon}$ имеет порядок около $1/20$ [Хинце, 1963], а относительный масштаб \bar{R} может оцениваться по отношению разности $r_2 - r_1$ к длине траектории критических аэроионов.

Принципиально величину $\bar{\epsilon} \sqrt{\bar{R}}$ можно оценить и точнее, опираясь на известные полуэмпирические теории турбулентности и используя имеющиеся данные, полученные при экспериментальных исследованиях турбулентного течения в трубах и каналах [Бай-Ши-и, 1962; Хинце, 1963]. Однако, это приводит к довольно сложным вычислениям и достигаемая точность будет все же сомнительной. Кроме того, необходимые для таких вычислений исходные данные являются известными только в ограниченном числе случаев. Все это заставляет предпочесть другой путь — непосредственное экспериментальное исследование действия турбулентного перемешивания воздуха в измерительном конденсаторе.

В заключение отметим, что турбулентное перемешивание, как и диффузия аэроионов, имеет практическое значение в основном при изучении спектрального распределения аэроионов. Действие турбулентности на ток интегрального счетчика не особенно большое. Ток аэроионов в интегральном счетчике под действием турбулентности уменьшается. Ошибка достигает максимума, если воздух содержит аэроионы только с подвижностью $k = k_0$. Относительная ошибка в таком случае приближенно оценивается по формуле

$$\delta_I = \frac{1}{2} + \frac{s_k}{\sqrt{2\pi}} \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2s_k^2}\right) \right] - \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}s_k}\right) \quad (20.12)$$

При $s_k < 30\%$ достаточную точность обеспечивает упрощенная формула

$$\delta_I \approx 0,4s_k. \quad (20.13)$$

Практическое значение имеет еще действие турбулентного перемешивания на адсорбцию аэроионов [Siksna, Metnieks, 1953; Зачек, 1964в].

§ 21. Результаты экспериментального исследования действия турбулентности

Основная цель описываемых экспериментов — изучение характера зависимости турбулентного рассеивания подвижностей как от параметров и режима измерительного конденсатора, так и от условий входа воздуха в счетчик. Наряду с вышесказанным имелась в виду задача накопления данных для грубой количественной оценки действия турбулентного перемешивания на результаты измерения.

Опытному счетчику предъявлялись следующие требования:

1. Счетчик должен обладать высокой разрешающей способностью, чтобы можно было обнаружить и количественно измерить сглаживание спектральной функции турбулентным перемешиванием. Сглаживание спектральной функции ввиду адсорбции аэроионов должно быть предотвращено.

2. Чтобы не усложнять аэродинамических свойств входного участка счетчика, нельзя применять методы, требующие разделения потока воздуха.

3. Конструкция счетчика должна обеспечить возможность применения сменных внутренних обкладок разных длин и радиусов при неизменном радиусе внешней обкладки.

Перечисленные требования заставили выбрать принцип дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором и внешней собирающей обкладкой. Устройство измерительного конденсатора изображено на рис. 21.1. Внутреннюю обкладку можно по желанию смещать в сторону входного отверстия или в обратную сторону, что позволяет регулировать эффективную длину измерительного конденсатора. Эффективная длина определялась расчетным методом, который будет описан в § 33.

Другой перспективный метод для экспериментального исследования турбулентного перемешивания в измерительном конденсаторе — применение интегрального счетчика с противоположно заряженным предварительным конденсатором (рис. 9.1). В таком счетчике можно достичь режима, при котором ток основного конденсатора возникает только в случае рассеивания кажущихся подвижностей аэроионов. В настоящей работе последний метод не применялся как менее подходящий в условиях отсутствия предварительной информации о характере турбулентного перемешивания в счетчиках.

Электрическая схема и схема воздушного тракта использованного счетчика изображены на рис. 21.2. Напряжение подавалось на внутреннюю обкладку через делители типа *P82* от выпрямителя *BC-22*, обеспечивающего высокостабильное выходное напряжение до 4000 в. Напряжение внутренней обкладки измерялось вольтметром типа *M 502* (класс точности 0,1). Ток через

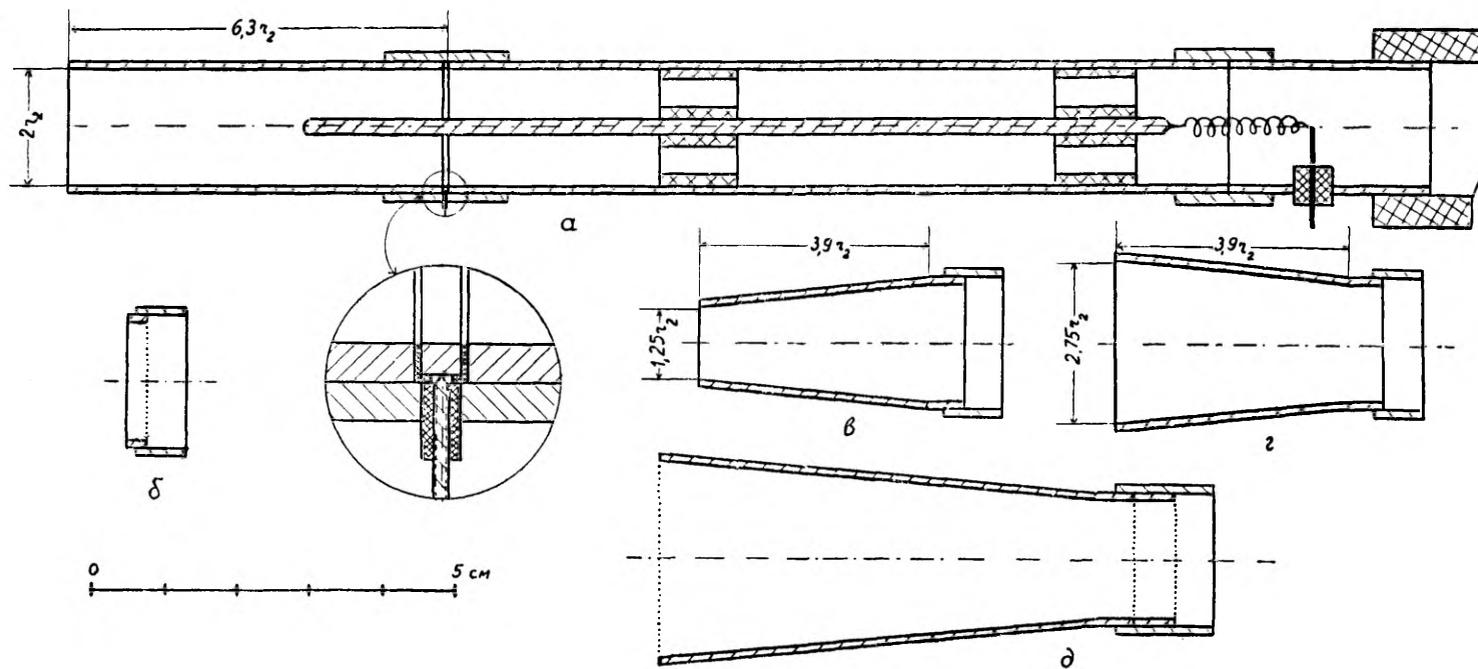


Рис. 21.1. *a* — измерительный конденсатор. *б* — насадка с сеткой ($h=0,055 r_2$, $r_0=0,0085 r_2$); *в* — диффузная насадка; *г* — конфузорная насадка; *д* — ламинаризирующая насадка с тремя сетками.

собирающую обкладку измерялся методом, описанным в § 15. Расход воздуха измерялся газосчетчиком типа ГКФ или РС-40, которые были предварительно тщательно поверены при помощи заполняемого водой калиброванного бака емкостью $0,6 \text{ м}^3$. Рывки воздушного потока, вызванные газосчетчиком, сглаживались буферным барабаном с резиновым покрытием, который имел эффективную емкость около 1 м^3 . Учитывалась поправка на

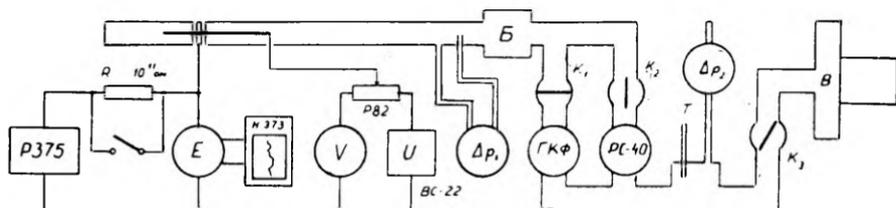


Рис. 21.2. Схема счетчика. E — динамический электрометр; Δp_1 — дифманометр индикатора расхода; $Б$ — буферный барабан; K_1 и K_2 — краны переключения расходомеров; K_3 — регулировочный кран; $В$ — вентилятор на $\Delta p = 600 \text{ кг/м}^2$

разность давлений, которая стала заметной при высоком расходе. Для вычисления поправки измерялась и разность температур в системе.

Для проведения экспериментов необходим высокостабильный источник аэроионов. Ионизатор должен обладать достаточной мощностью, чтобы ионизация воздуха, протягиваемого через измерительный конденсатор, заметно не зависела от его расхода. Возраст генерируемых аэроионов у входного отверстия счетчика должен быть не менее половины секунды, чтобы спектральная функция $\varrho(k)$ успела стабилизироваться и не изменялась бы при прохождении воздуха через измерительный конденсатор. Кроме того, необходимо было создать у входного отверстия счетчика поле турбулентности, соответствующее условиям, встречающимся в приземном слое атмосферы. Поле турбулентности должно быть достаточно стабильным. Имея в виду изложенные требования, был сконструирован и построен специальный ионизатор, устройство которого поясняет рис. 21.3. Ионизатор генерирует аэроионы обеих полярностей в равных количествах. Максимальная достигаемая полярная плотность заряда $170\,000 \text{ эл. зар/см}^3$. Интенсивность ионизации регулируется подкладыванием алюминиевых дисков под радиоактивный препарат. Средняя линейная скорость воздуха в ионизаторе $2,15 \text{ м/сек}$, расход $0,245 \text{ м}^3/\text{сек}$. Интенсивность турбулентности можно уменьшить, пропуская поток воздуха через сетку, устанавливаемую на выходное отверстие ионизатора. Интенсивность турбулентности не измерялась ввиду отсутствия подходящего прибора.

Спектр аэроионов определялся при $Re = 1200$, $l/r_2 = 2,5$ и $r_2/r_1 = 8,4$. Счетчик был снабжен ламинаризирующей насадкой из конфузора и сеток. Предварительные опыты показали, что такие условия обеспечивают разрешающую силу, близкую к наилучшей, достигаемой при варьировании режима описанного

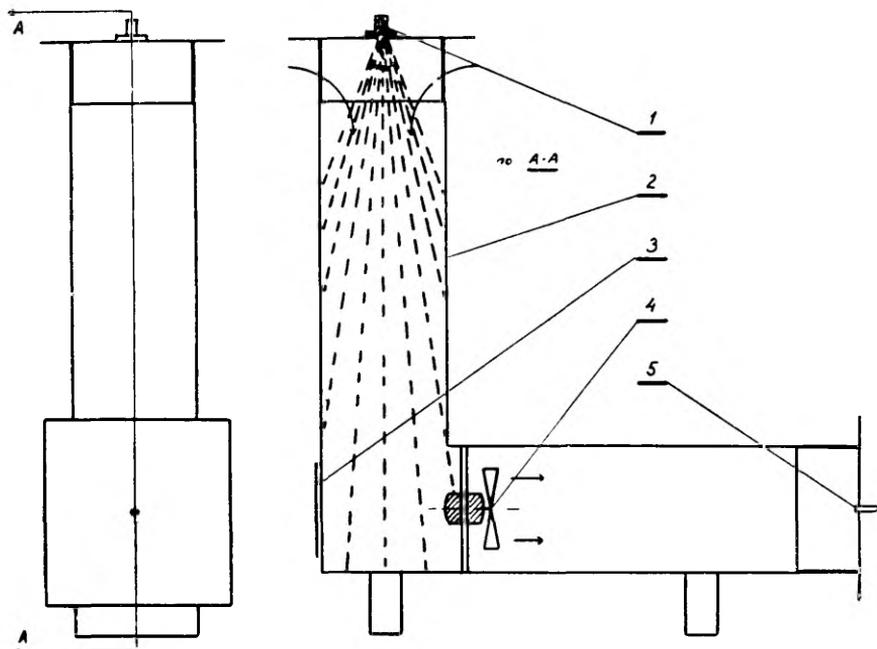


Рис. 21.3 Ионизатор. 1 — препарат Sr^{90} (10 мкюри); 2 — воздушный канал; 3 — дверца; 4 — вентилятор; 5 — измерительный конденсатор счетчика.

счетчика. Результаты измерения спектральной функции представлены уже на рис. 15.2. Объектом дальнейших измерений выбирались положительные аэроионы, спектральное распределение которых весьма близко к нормальному распределению Гаусса. Особенно это относится к левой половине спектральной кривой, которую нельзя отличить от кривой нормального распределения с относительной дисперсией $s_k^2 = 0,016$. Предварительные опыты еще показали, что характер спектральной кривой остается подобным характеру кривой нормального распределения и при наличии турбулентности в счетчике.

Результаты предварительных опытов существенно упростили постановку дальнейших экспериментов. Для определения дисперсии нет необходимости детально определять спектральную функцию. Вместо этого применялся метод, описываемый ниже.

Определим напряжение U^* , которое при ламинарном течении воздуха удовлетворяет условию

$$I(U^*) = I(U^*/2) \quad (21.1)$$

Предполагая нормальное распределение подвижностей с относительной дисперсией $s_k^2 = 0,016$, имеем

$$U^* = 0,984 \frac{\Phi}{4\pi C \bar{k}}, \quad (21.2)$$

где $\bar{C} = C_1 + C_2/2$ — средняя действующая емкость, \bar{k} — средняя подвижность. Так как точность определения средней действующей емкости относительно невысока, то значение U^* при каждой конфигурации электродов уточнялось экспериментально. Для этого проводилось четыре измерения при напряжениях $U_a, U_b, U_a/2, U_b/2$, где U_a и U_b выбирались близкими к U^* . Уточненное значение U^* определялось по результатам измерений графическим решением уравнения (21.1). В случае изменения расхода при неизменной конфигурации электродов U^* вычислялось по соотношению $U_2^*/\Phi_2 = U_1^*/\Phi_1$.

Для определения дисперсии измерялась сила тока при напряжениях $U_1 = 0,8 U^*$ и $U_2 = 1,3 U^*$. На основе этих измерений вычислялась вспомогательная величина

$$Z = \frac{I(U_2)}{I(U_1)}, \quad (21.3)$$

которая связана с относительной дисперсией спектральной функции. Предполагая нормальное распределение, найдем

$$Z = 1,625 \frac{\operatorname{erf} \frac{1}{\sqrt{2} s_k} - \operatorname{erf} \frac{0,2185}{\sqrt{2} s_k} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} s_k \left[\exp\left(-\frac{0,0477}{2s_k^2}\right) - \exp\left(-\frac{1}{2s_k^2}\right) \right]}{\operatorname{erf} \frac{1}{\sqrt{2} s_k} - \operatorname{erf} \frac{0,2700}{\sqrt{2} s_k} - \sqrt{\frac{2}{\pi}} s_k \left[\exp\left(-\frac{0,0729}{2s_k^2}\right) - \exp\left(-\frac{1}{2s_k^2}\right) \right]} \quad (21.4)$$

График зависимости $s_k^2 = s_k^2(Z)$, построенный по формуле (21.4), приведен на рис. 21.4. Параметр Z оказывается весьма чувствительным индикатором малых изменений дисперсии спектральной функции.

Обращаем внимание на то, что вспомогательная величина Z зависит в основном от поведения аэроионов, подвижности которых меньше средней. Как уже выше отмечалось, в рассматриваемой области предположение о распределении подвижностей

по нормальному закону оправдывается. Это дает основание предполагать, что точность описанного метода является удовлетворительной. Только в случае особенно больших дисперсий могут возникать заметные отклонения от нормального распределения. Поэтому найденные по описанному методу средние квадратиче-

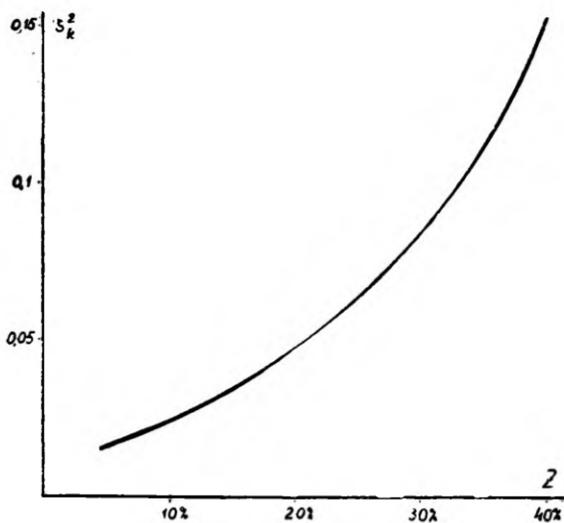


Рис. 21.4. График функции $s_k^2(Z)$.

ские отклонения, превышающие 20—30%, неточны и носят скорее всего характер некоторого условного параметра.

В качестве примера на рис. 21.5 приведены характеристики счетчика при относительных дисперсиях 0,016 и 0,100. На рисунке показаны точки U^* , U_1 , U_2 и иллюстрирован метод графического решения уравнения (21.1)

При сглаживании спектральной функции поочередно несколькими сглаживающими функциями относительные дисперсии спектральной функции и сглаживающих функций складываются так, что относительная дисперсия кажущейся спектральной функции

$$s_k^2 = s_{k0}^2 + s_{k\Delta}^2 + s_{kd}^2 + s_{kt}^2, \quad (21.5)$$

где $s_{k\Delta}^2$ обусловлено конечной длиной собирающей обкладки, s_{kd}^2 — тепловой диффузией аэроионов, s_{kt}^2 — турбулентным перемешиванием и s_{k0}^2 — истинным спектральным распределением и неперечисленными сглаживающими факторами, играющими второстепенную роль.

Дисперсия $s_{k\Delta}^2$ определяется на основе формул (7.6) и (7.11). Проведав расчеты, найдем:

$$s_{k\Delta}^2 = \frac{1}{12} \left(\frac{\Delta I}{I} \right)^2 \quad (21.6)$$

Дисперсия s_{kd}^2 вычисляется по формулам (19.13) и (19.26). Дисперсию s_{k0}^2 надо определить экспериментально. Для этого не-

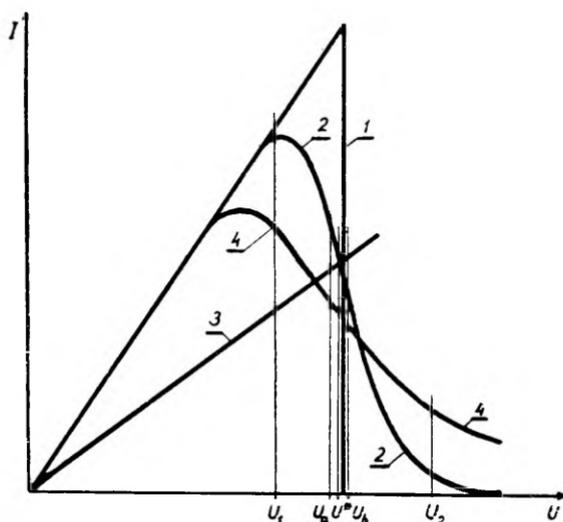


Рис. 21.5. Характеристики счетчика.
 1 — при $s_k^2 = 0$; 2 — при $s_k^2 = 0,016$;
 3 — $I(U/2)$ при $s_k^2 = 0,016$; 4 — $I(U)$
 при $s_k^2 = 0,1$.

обходимо достичь режима, обеспечивающего $s_{kt}^2 = 0$. Предотвращению турбулентности помогла ламинаризирующая насадка, изображенная на рис. 21.1. Конфигурация электродов определялась отношениями $l'/r_2 = 3,8$, $l/r = 2,5$, и $r_2/r_1 = 8,4$. По ранее описанной методике определялась зависимость $s_k^2 = s_k^2(\text{Re})$.

Число Re вычислено следующим образом:

$$\text{Re} = \frac{\Phi}{\pi \nu r_2} \quad (21.7)$$

Результаты представлены в таблице 21.1.

Таблица 21.1

Re	570	1115	1400	1920	2980	5030
s_k^2	0,0183	0,0165	0,0163	0,0189	0,0207	0,0211
$s_{k\Delta}^2$	0,0002	0,0002	0,0002	0,0002	0,0002	0,0002
s_{kd}^2	0,0039	0,0019	0,0016	0,0012	0,0008	0,0004
$s_{k0}^2 + s_{kt}^2$	0,0142	0,0144	0,0145	0,0177	0,0199	0,0205

Приведенные результаты позволяют предполагать, что при $Re \leq 1400$ турбулентное перемешивание воздуха в счетчике отсутствует. Для подтверждения сказанного было проведено еще несколько опытов при $Re = 1400$. Во-первых, ионизатор был снабжен сеткой, уменьшающей уровень внешних турбулентных пульсаций. В опыте без ламинаризирующей насадки это понизило значения s_k^2 от $s_k^2 = 0,2$ до $s_k^2 = 0,09$. В опыте с ламинаризирующей насадкой в обоих случаях получилось $s_k^2 = 0,0163$. Отсюда следует, что внешняя турбулентность не проникает через ламинаризирующую насадку. Во-вторых, между измерительным конденсатором и ламинаризирующей насадкой устанавливалась удлинительная труба длиной $29r_2$. От этого дисперсия s_k^2 тоже не изменялась. Следовательно, внутри конденсатора турбулентность также не возникает.

Вышеописанные опыты являются одновременно экспериментальной проверкой теории диффузионного рассеивания подвижностей. Результаты, представленные в трех первых столбцах табл. 21.1, хорошо согласуются с теоретическими выводами § 19, на основе которых вычислены дисперсии s_{kd}^2 .

Серии основных измерений были проведены в течение возможно короткого срока, чтобы избежать значительных изменений внешних условий. Опыты ставились в подвальном помещении, что облегчало эту задачу. В течение шести суток, которые понадобились для измерений, температура воздуха колебалась от 21° до 24° , относительная влажность от 42% до 52%, давление воздуха от 756 мм до 766 мм рт. ст. Ежедневно в начале измерений определялись уточненное значение U^* и дисперсия s_{k0}^2 .

Значения s_{k0}^2 в каждые отдельные сутки были 0,0141; 0,0145; 0,0144; 0,0144; 0,0149 и 0,0144. Относительное среднее квадратическое отклонение параметра s_{k0} от среднего значения составляло 0,9%. Эта цифра характеризует стабильность относительного спектрального распределения аэроионов в описанных условиях.

Большая часть опытов производилась при отношениях $l/r_2 = 2,5$ и $r_2/r_1 = 8,4$. Внутренняя обкладка имела полусферический

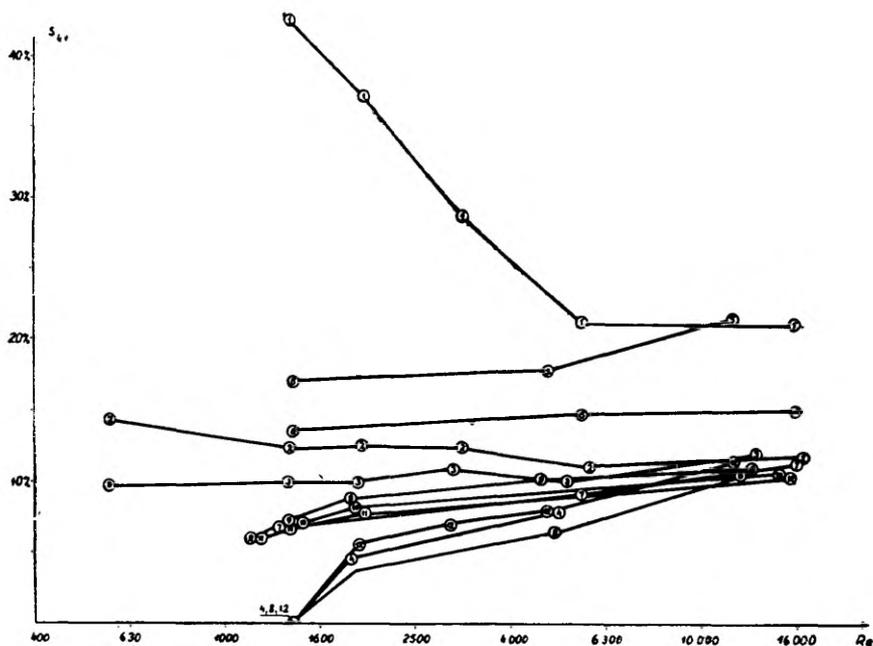


Рис. 21.6. Турбулентное рассеивание подвижностей. В нижеследующем списке за номером графика указан тип насадки по рис. 21.1 и в скобках значение отношения l/r_2 . 1 — без насадки (3,8); 2 — z (3,8); 3 — b (3,8); 4 — d (3,8); 5 — v (14,3); 6 — без насадки (14,3); 7 — z (14,3); 8 — d (14,3); 9 — v (33); 10 — без насадки (33); 11 — z (33); 12 — d (33).

конец. Разнообразие устройства входного участка осуществлялась при помощи насадок, изображенных на рис. 21.1. Длина предварительного участка l' изменялась установливанием удлинительных трубок между измерительным конденсатором и входной насадкой. Результаты этих опытов представлены графиками на рис. 21.6.

На графиках рис. 21.6 сразу бросается в глаза сильная зависимость s_{kt} от турбулентности воздуха, поступающего в счетчик.

При небольшой и средней длине предварительного участка измерительного конденсатора внешняя турбулентность и условия входа воздуха в счетчик имеют доминирующее значение для турбулентного сглаживания спектральной функции.

Другой интересный результат заключается в том, что в счетчике без ламинаризирующей приставки и удлинительных труб (график 1 рис. 21.6) s_{kt} уменьшается с возрастанием расхода даже при высоких значениях числа Re . Это подчеркивает явную несостоятельность традиционных взглядов на проблему предотвращения турбулентности в счетчиках. Наблюдаемая «обратная» зависимость s_{kt} от Re вполне объяснима. Турбулентные пульсации мелкого масштаба проникают со всасываемым воздухом в измерительный конденсатор. Интенсивность турбулентности в начале измерительного конденсатора определяется отношением среднеквадратического значения указанных пульсаций к средней скорости потока. Следовательно при увеличении скорости потока интенсивность турбулентности уменьшается.

В описанных опытах интенсивность проникающей извне турбулентности значительно превышает интенсивность турбулентности установившегося течения в трубе. С продвижением воздуха вдоль измерительного конденсатора начальная турбулентность постепенно вырождается. В длинной насадочной трубе начальная турбулентность в значительной мере затухает и дисперсия s_{kt}^2 мало зависит от условий входа воздуха в счетчик. Эти заключения вытекают из характера графиков 9—12 рис. 21.6.

Чрезвычайно сильным оказывается действие конусности входной части измерительного конденсатора. В расширяющемся потоке (насадка рис. 21.2.в) порождается особенно интенсивная турбулентность, в описываемых опытах даже превышающая уровень внешней турбулентности. В случае короткой цилиндрической части входного участка параметр Z достигал значений до 65%, что не допускает вычисления дисперсии применяемым методом. Поэтому соответствующие данные на рис. 21.6 отсутствуют. Конфузорная насадка, наоборот, сильно подавляет внешнюю турбулентность. Это хорошо согласуется с известными результатами изучения устойчивости сходящихся и расходящихся потоков [Лойцянский, 1959].

Эффективным средством подавления турбулентности в измерительном конденсаторе является сетка, устанавливаемая на входном отверстии (графики 1 и 3 рис. 21.6) Это указывают и результаты работы [Yaita, Nitta, 1955].

Зависимость s_{kt} от эффективной длины измерительного конденсатора изучалась в условиях $Re = 1400$, $r_2/r_1 = 8,4$; $(l' + l)/r_2 = 17$ Воздух втягивался в счетчик через конфузорную насадку. Результаты измерений представлены в табл. 21.2.

l/r_2	1	2,5	6
s_{kt}^2	0,0037	0,0057	0,026
$\bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}}$	0,035	0,022	0,019

Значения параметра $\bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}}$ вычислены на основе экспериментальных данных по формуле (20.8). Уменьшение $\bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}}$ с увеличением длины измерительного конденсатора объясняется уменьшением $\sqrt{\bar{R}}$. Средняя интенсивность турбулентности $\bar{\varepsilon}$ с увеличением длины l незначительно возрастает ввиду уменьшения длины предварительного участка l' . Для сравнения укажем, что для внутренней обкладки с отношением $l/r_2 = 2,5$ в тех же условиях при $l'/r_2 = 3,8$ получилось $\bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}} = 3,6\%$, при $l'/r_2 = 14,5$ получилось $\bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}} = 2,2\%$ и при $l'/r_2 = 33$ получилось $\bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}} = 1,8\%$.

Результаты измерений в случае длинного и среднего предварительных участков и больших значений числа Рейнольдса удовлетворительно согласуются с ориентировочной оценкой параметра $\bar{\varepsilon} \sqrt{\bar{R}}$ по методу, описанному в конце предыдущего параграфа.

Серия опытов производилась для выяснения влияния конфигурации конца внутренней обкладки на турбулентное перемешивание. Результаты этих опытов носят в большей мере качественный характер, поэтому не будем приводить цифр. При тонкой внутренней обкладке ($r_2/r_1 = 8,4$) не обнаруживалось заметного влияния конфигурации конца. При отношении радиусов $r_2/r_1 = 2,7$ турбулентность начиналась при меньшем расходе и турбулентная дисперсия подвижности s_{kt} получалась больше, когда конец внутренней обкладки имел вид поперечно срезанного полого цилиндра. Различий между результатами, полученными при внутренней обкладке с плоским, полусферическим и с полуэллипсоидальными концами не обнаруживалось. При $r_2/r_1 = 1,17$ обнаруживалась уже заметная зависимость турбулентного перемешивания от конфигурации конца внутренней обкладки. Интенсивность турбулентного перемешивания возрастает в следующем порядке конфигураций конца: полуэллипсоидальная, полусферическая, плоская, конец полого цилиндра.

Исследовать зависимость s_{kt} от отношения r_2/r_1 на описанном экспериментальном устройстве не удалось, так как при изменении радиуса внутренней обкладки условия перехода воздуха от

участка с круговым сечением к участку с кольцевым сечением не сохраняются, что существенно влияет на характер течения. Это вносит в результаты измерения элемент неопределенности, не позволяющий делать каких-нибудь конкретных выводов.

§ 22. Длинный измерительный конденсатор с турбулентным потоком воздуха

В предыдущих параграфах турбулентное рассеивание подвижностей считается относительно малым. Без такого предположения проблема значительно сложнее. Однако имеется чрезвычайно простое решение задачи в предельном случае очень сильного турбулентного перемешивания в длинном измерительном конденсаторе. Это решение представляет практический интерес, так как оно определяет верхний предел искажений, которых может вызывать турбулентность.

В предельном случае длинного конденсатора с интенсивным перемешиванием воздуха функцию $q(k)$ между обкладками можно считать независимой от радиальной координаты рассматриваемой точки. $q(k)$ будет функцией расстояния x рассматриваемой точки от начала измерительного конденсатора.

Уравнение характеристики интегрального счетчика в таких условиях выведено уже в работе [Веcker, 1910]. Повторим ниже этот вывод в несколько измененном виде. Предположим вначале, что воздух содержит аэроионы только с подвижностью k . Для короткого участка цилиндрического измерительного конденсатора можно написать:

$$dI = 4\pi U \lambda_{\pm} dC = \Phi \frac{k}{k_0} q(x) \frac{dx}{l}, \quad (22.1)$$

где k_0 определено по формуле (4.3).

$q(x)$ убывает на этом участке на величину $dI(x)/\Phi$, следовательно, уравнение для определения $q(x)$ имеет вид

$$\frac{d q(x)}{dx} = - \frac{k q(x)}{k_0 l} \quad (22.2)$$

Интегрируя это уравнение при условии $q(0) = q_0$, найдем

$$q(x) = q_0 \exp \left(- \frac{kx}{k_0 l} \right) \quad (22.3)$$

Ток через собирающую обкладку счетчика вычисляется интегралом

$$I = \frac{\Phi k}{k_0 l} \int_0^l q(x) dx. \quad (22.4)$$

Функция G определяется, как отношение I/I_0 . Выполнив интегрирование, найдем:

$$G = \Phi \left[1 - \exp \left(-\frac{k}{k_0} \right) \right] \quad (22.5)$$

График функции G в данном случае и в случае идеального счетчика сравниваются между собой на рис. 21.1.

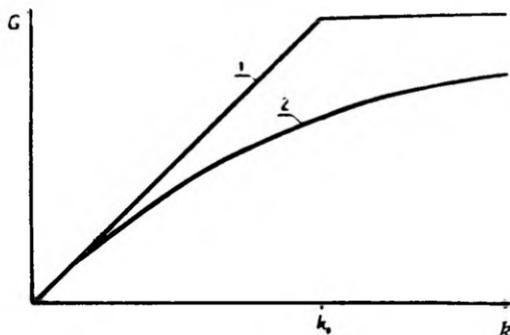


Рис. 22.1. Функция G интегрального счетчика: 1 — в ламинарном режиме течения; 2 — в режиме полного перемешивания.

Найденный вид функции G неудобен для решения уравнения (3.3). Изучение спектрального распределения аэроионов в таких условиях не имеет смысла, поэтому рассмотрим только ошибки, возникающие при вычислении полярных проводимостей и полярных плотностей заряда по обычным формулам, выведенным в предположении ламинарного течения. Наибольшие искажения проводимости возникнут, когда подвижность всех аэроионов равна наибольшей подвижности действительно встречающихся аэроионов k_{max} . Чтобы относительная ошибка не превышала значения δ , следует выбирать достаточно большую предельную подвижность. Минимальные допустимые значения k_0 , рассчитанные по расхождению между функциями G типа (22.5) и (4.4), приведены в таблице 22.1. При измерении полярной плотности заряда следует исходить из минимального значения встречающейся подвижности k_{min} и ограничивать k_0 достаточно малым значением. Допустимый предел величины k_0 для разных значений δ указан также в таблице 22.1.

Как показывают результаты, турбулентное перемешивание большую опасность представляет при измерении полярных проводимостей.

Таблица 22.1

Допустимая ошибка	Допустимое k_0	
	Измерение λ_{\pm}	Измерение Q_{\pm}
1%	$k_0 \geq 50 k_{max}$	$k_0 \leq k_{min}/4,6$
2%	$k_0 \geq 24,6 k_{max}$	$k_0 \leq k_{min}/3,9$
5%	$k_0 \geq 9,7 k_{max}$	$k_0 \leq k_{min}/3$
10%	$k_0 \geq 4,7 k_{max}$	$k_0 \leq k_{min}/2,3$
20%	$k_0 \geq 2,2 k_{max}$	$k_0 \leq k_{min}/1,6$

Учет реальной формы кривой $q(k)$ обеспечивает меньшие ограничения. Нетрудно показать, что при условии

$$k_0 \geq k_{max} \quad (22.6)$$

имеет место

$$\delta_{\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{k}{2k_0} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{k}{k_0} + \frac{1}{12} \frac{k^2}{k_0^2} - \frac{1}{60} \frac{k^3}{k_0^3} + \dots \right) \lambda(k) dk}{\int_0^{\infty} \lambda(k) dk} \quad (22.7)$$

Соответственно, при условии

$$k_0 \leq k_{min} \quad (22.8)$$

имеем

$$\delta_p = \frac{\int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{k}{k_0}\right) q(k) dk}{\int_0^{\infty} q(k) dk} \quad (22.9)$$

На самом деле в счетчиках никогда не достигается полное перемешивание, принятое в основу вышеприведенных расчетов. Экспериментальная проверка характера осаждения аэроионов

в длинном измерительном конденсаторе с турбулентным потоком воздуха проводилась на установке, описанной в § 21. Параметры счетчика были следующие: $r_2/r_1 = 2,7$ $l/r_2 = 17$ $l'/r_2 = 18$, $Re = 15500$. Воздух втягивается в измерительный конденсатор через конфузурную насадку.

В случае полного перемешивания воздуха функция G дифференциального счетчика первого порядка с разделенным конденсатором имеет вид

$$G = \Phi \frac{C_2}{C_1} \frac{k}{k_0} \exp\left(-\frac{k}{k_0}\right) \quad (22.10)$$

Последняя формула действительна, если отношение C_2/C_1 мало. В описываемом эксперименте $C_2/C_1 = 0,007$, что оправдывает сделанное допущение.

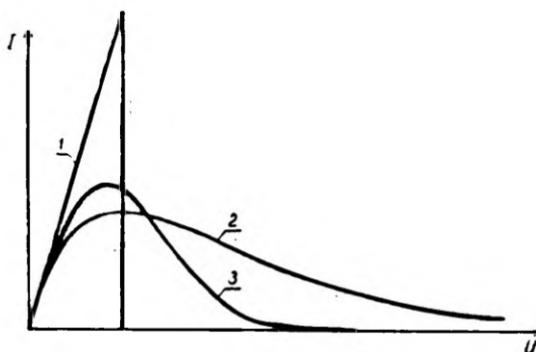


Рис. 22.2. Характеристики дифференциального счетчика: 1 — в ламинарном режиме; 2 — в режиме полного перемешивания; 3 — по результатам опыта.

Результаты опыта приведены на рис. 22.2. Для сравнения на этом же рисунке приведены характеристика счетчика при отсутствии турбулентного перемешивания и характеристика счетчика при полном перемешивании воздуха, соответствующая формуле (22.10).

§ 23. Асимметрия измерительного конденсатора и действие силы тяжести на аэроионы

Сложность изготовления цилиндрического измерительного конденсатора зависит от допусков центрирования внутренней обкладки. Для оценки требуемой точности изготовления измерительного конденсатора надо знать зависимость возникающих ошибок от степени децентрирования обкладок.

Рассмотрим асимметричный измерительный конденсатор интегрального счетчика. В случае малых напряжений предельная поверхность пересекает поверхность входного отверстия, и функция G равняется $4\pi C U k$, не отличаясь от функции G симметричного счетчика. Увеличение напряжения приводит к тому, что предельная поверхность будет пересекать другую обкладку. Однако, ввиду асимметрии, предельная поверхность не будет сразу охватывать весь воздушный поток. Функция G при этом мень-

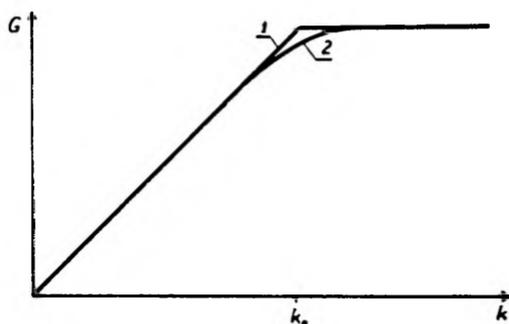


Рис. 23.1. Функция G интегрального счетчика: 1 — для симметричного конденсатора; 2 — для асимметричного конденсатора.

ше $4\pi C U k$, а также меньше Φ . Только дальнейшее увеличение напряжения заставляет предельную поверхность охватывать весь поток воздуха и функция G достигает значения Φ . Примерный вид функции G асимметричного измерительного конденсатора изображен на рис. 23.1.

Влияние асимметрии измерительного конденсатора на результаты измерения можно описать и методом кажущегося спектрального распределения, примененным в § 19 и § 20. В уравнении счетчика (3.3) сохраняется неискаженный вид функции G , а искажения описываются как рассеивание кажущихся подвижностей. Легко убедиться, что промежуток рассеивания кажущихся подвижностей совпадает с промежутком подвижностей, в котором функция G искажена.

Проведем расчет для цилиндрического конденсатора, у которого оси обкладок параллельны, но смещены на расстояние Δr . Для простоты допускаем два приближения: 1) считаем профиль течения воздуха однородным, 2) принимаем $\Delta r \ll r_2 - r_1$, и проведем расчеты соответственно в первом приближении.

Поперечный разрез конденсатора со смещенными электродами показан на рис. 23.2. Электрическое поле в конденсаторе

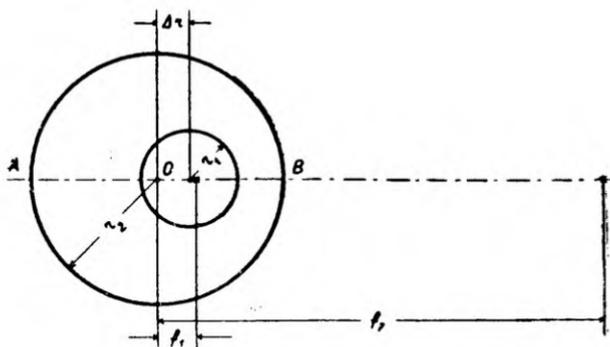


Рис. 23.2. Поперечное сечение асимметричного конденсатора.

совпадает с полем двух заряженных нитей, натянутых на расстояниях f_1 и f_2 от оси внешней обкладки [Ландау, Лифшиц, 1957]. Расстояния f_1 и f_2 определяются уравнениями

$$\left. \begin{aligned} f_1 f_2 &= r_2^2 \\ (f_1 - \Delta r)(f_2 - \Delta r) &= r_1^2 \end{aligned} \right\} \quad (23.1)$$

В первом приближении f_1 и f_2 выражаются просто

$$f_1 = \frac{r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \Delta r, \quad (23.2)$$

$$f_2 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{\Delta r} \quad (23.3)$$

Рассмотрим поле по линии OA (рис. 23.2) Расстояние до оси внешней обкладки O обозначим через r Напряженность поля

$$E = 2Q \left(\frac{1}{r + f_1} - \frac{1}{r + f_2} \right) \quad (23.4)$$

где Q — заряд, приходящийся на единицу длины конденсатора. Учитывая выражения (23.2) и (23.3) и отбрасывая малые второго порядка, найдем

$$E = \frac{2Q}{r \left[1 + \frac{r^2 + r_2^2}{r(r_2^2 - r_1^2)} \Delta r \right]} \quad (23.5)$$

УДК 551.508.941.3
621.317.792

АСПИРАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА АЭРОИОНОВ

Х. Ф. Таммет

Ученые записки ТГУ, вып. 195. 1967 г., с. 232.

В первой главе монографии рассматривается общая теория аспирационного метода. Уточнены требования, которым должен соответствовать измерительный конденсатор. Выявлены возможности измерения интегральных величин при помощи дифференциальных счетчиков и предложены новые варианты метода модулирования тока аэроионов в измерительном конденсаторе.

Вторая глава посвящается исследованию методических ошибок измерения и определению границ применимости аспирационного метода. Найдены эмпирические зависимости, пригодные для количественной оценки краевого эффекта, который оказывается существенно нелинейным. Искажающее действие повышенной концентрации аэроионов, асимметрии измерительного конденсатора и тяжести аэроионов поддается теоретическому расчету. Развита теория разрешающей силы счетчика, которая ограничивается в основном диффузией и турбулентным перемешиванием. В конце главы представлены результаты изучения адсорбции аэроионов в входных устройствах счетчика.

Третья глава начинается с анализа методов измерения тока аэроионов. Количественная оценка чувствительности счетчика позволяет установить требования к стабильности источника напряжения измерительного конденсатора. Проблема измерения спектра в условиях флуктуаций концентрации аэроионов рассмотрена с привлечением результатов специальных наблюдений. Уделено внимание проблемам конструкторского расчета и поставлена проблема оптимизации параметров счетчика. Монография заканчивается обзором разных конструкций аспирационных счетчиков и описанием универсального аспирационного счетчика САИ — ТГУ — 65м.

Таблиц 9, рисунков 72. Библиография включает 358 названий. Резюме на эстонском и английском языках.

Кажущаяся подвижность аэроиона обратно пропорциональна времени t , которое необходимо для прохождения аэроиона от одной обкладки к другой. Если нет радиальных составляющих скорости течения воздуха, то

$$t = \int_{r_1 - \Delta r}^{r_2} \frac{dr}{kE(r)} \quad (23.6)$$

Вычисление дает результат:

$$t = \frac{1}{4kQ} \left\{ (r_2^2 - r_1^2) + \Delta r \left[2r_1 + \frac{2(r_2^3 - r_1^3)}{3(r_2^2 - r_1^2)} + \frac{2r_2^2}{r_2 + r_1} \right] \right\} \quad (23.7)$$

Относительное отклонение кажущейся подвижности от значения при $\Delta r = 0$ определяется отношением двух слагаемых в формуле (23.7) Это отношение выражается следующим образом:

$$\delta_k = \frac{8\Delta r (r_2^3 - r_1^3)}{3(r_2^2 - r_1^2)^2} \quad (23.8)$$

Нетрудно провести аналогичный расчет для аэроиона, движущегося по линии OB рис. 23.2. В этом случае время прохождения аэроиона сокращено, а абсолютное значение относительного отклонения кажущейся подвижности ввиду асимметрии определяется в первом приближении той же формулой (23.8).

Для аэроионов, движущихся в других продольных сечениях измерительного конденсатора, отклонение кажущейся подвижности будет меньше, чем в рассмотренных случаях. Поэтому формула (23.8) определяет в первом приближении пределы рассеивания кажущихся подвижностей ввиду асимметрии измерительного конденсатора.

Искажение профиля потока ввиду асимметрии вызывает дополнительное рассеивание кажущихся подвижностей. В плоском канале средняя скорость течения при неизменном напоре пропорциональна квадрату расстояния между стенками. Поэтому для течения через линии OA и OB рис. 23.2. можно уверенно написать

$$\delta_{\bar{u}} < \frac{2\Delta r}{r_2 - r_1} \quad (23.9)$$

Легко показать, что ошибка, ограниченная условием (23.9), всегда меньше ошибки, определенной выражением (23.8) Отсюда заключаем, что искажение профиля потока не может увеличить пределы рассеивания подвижностей, определенные соглас-

но формуле (23.8) более чем дважды. В действительности пределы рассеивания подвижностей увеличиваются значительно меньше.

Проблема асимметрии имеет особое значение в случае плоского измерительного конденсатора. Требованиям симметрии строго соответствует только бесконечно широкий плоский конденсатор.

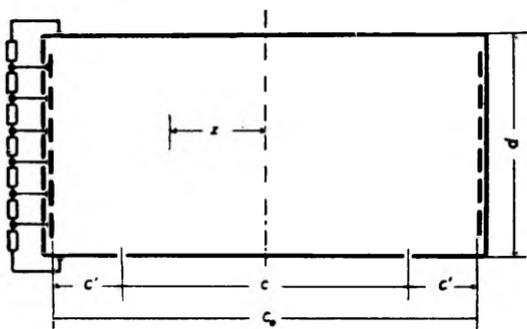


Рис. 23.3. Поперечное сечение плоского измерительного конденсатора.

Электрическое поле плоского конденсатора может гомогенизироваться методом, примененным в работе [Fontell, 1932]. Отмеченный метод гомогенизирования электрического поля объяснен на рис. 23.3.

Для предотвращения искажений требуется, чтобы во всех продольных сечениях конденсатора над собирающей обкладкой существовал одинаковый профиль течения. Измерительный конденсатор должен быть достаточно широким, чтобы течение воздуха над собирающей обкладкой не искажалось наличием боковых стенок.

В случае большой скорости потока необходимое расстояние между краем собирающей обкладки и боковой стенкой (рис. 23.3) можно оценить при помощи теории пограничного поля. Как известно [Кочин, Кибель, Розе, 1963], относительное искажение скорости течения вблизи стенки менее 2δ , если расстояние от стенки превышает $\Psi(\delta) \sqrt{\nu x/u_0}$. Некоторые значения функции $\Psi(\delta)$ приведены в таблице 23.1.

Таблица 23.1

δ	0,1%	0,2%	0,5%	1%	2%	5%	10%	20%
Ψ	5,7	5,4	4,9	4,5	4,3	3,4	2,7	1,9

Согласно вышесказанному можно считать достаточным

$$c' = \Psi(\delta) \sqrt{v t_0}. \quad (23.10)$$

При малой скорости течения формула (23.10) может давать излишне большие значения расстояния c' так как она не учитывает влияния нижней и верхней стенок. Точный учет влияния нижней и верхней стенок возможен лишь для установившегося ламинарного течения. Движение аэроионов в плоском конденсаторе с установившимся ламинарным профилем рассмотрено в работе [Lipscomb, Rubin, Sturdivant, 1947]. Заимствуем из указанной работы формулу, определяющую расстояние x' , на котором осаждается аэрион, входящий у края обкладки.

$$x' = \frac{2u_a d^2}{3kU} \left[1 + \frac{32}{\pi^3 \operatorname{ch} \frac{\pi c_0}{2d}} \left(1 + \frac{32}{\pi^3 \operatorname{ch} \frac{\pi c_0}{2d}} \right) \left(1 - \frac{3}{\pi} \operatorname{ch} \frac{\pi z}{d} \right) + \right] \quad (23.11)$$

Здесь u_a — скорость течения в центре прямоугольного канала, c_0 — ширина канала и z — расстояние от центрального вертикального продольного сечения (рис. 23.3). В счетчиках практически всегда $c_0/d > 1$. В случае $z=0$ выражение, стоящее в квадратных скобках формулы (23.11), практически равно единице. Для полуширины промежутка рассеивания подвижностей получается формула

$$\delta_k \approx \frac{48}{\pi^4 \operatorname{ch} \frac{\pi c_0}{2d}} \left(1 + \frac{32}{\pi^3 \operatorname{ch} \frac{\pi c_0}{2d}} \right) \left[\operatorname{ch} \frac{\pi \left(\frac{c_0}{2} - c' \right)}{d} - 1 \right] \quad (23.12)$$

Для упрощения практических расчетов приведем на рис. 23.4 графики, которые позволяют найти достаточное c' по заданным δ_k и c_0/d .

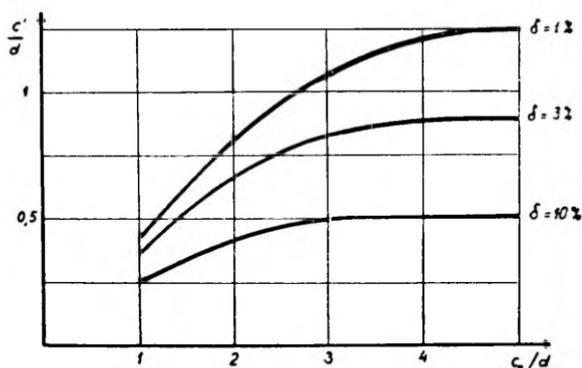


Рис. 23.4. Достаточное значение c' при развитом ламинарном профиле.

При конструктивном расчете счетчика следует оценить δ_k по обеим формулам (23.10) и (23.12) и выбрать из двух значений меньшее.

В случае заряженных аэрозольных частиц дополнительные искажения могут быть вызваны действием тяжести. Оценка действия силы тяжести несложна. Имеется несколько различных вариантов, которые целесообразно рассмотреть отдельно. Для простоты будем считать профиль течения во всех случаях однородным.

В горизонтально расположенном цилиндрическом конденсаторе действие силы тяжести весьма похоже на влияние асимметрии измерительного конденсатора. В первом приближении относительная полуширина промежутка рассеивания подвижностей будет

$$\delta_k = \frac{2mg (r_2^3 - r_1^3) \ln \frac{r_2}{r_1}}{3qU (r_2^2 - r_1^2)}, \quad (23.13)$$

где m — масса частиц.

В горизонтально расположенном плоском конденсаторе кажущиеся подвижности аэроионов одной массы и одной подвижности не рассеиваются, а смещаются в одну сторону. Относительное смещение выражается

$$\delta_k = \frac{mgd}{qU}. \quad (23.14)$$

В вертикально расположенном конденсаторе кажущиеся подвижности также смещаются в одну сторону. В случае цилиндрического конденсатора имеем

$$\delta_k = \frac{mg (r_2^2 - r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1}}{2qUl}, \quad (23.15)$$

а в случае плоского конденсатора

$$\delta_k = \frac{mgd^2}{qUl}. \quad (23.16)$$

Интерес представляет расположение плоского конденсатора на боку так, что направление как течения воздуха, так и электрического поля горизонтальное. При этом искажениям совсем предотвращаются, если только выполнено условие

$$c' > \frac{mgd^2}{qU} \quad (23.17)$$

§ 24. Адсорбция аэроионов

Уже в работе [Герасимова, 1941 б] показано, что при проектировании входных устройств аспирационного счетчика необходимо всегда учитывать потери аэроионов ввиду адсорбции.

Адсорбцией называется осаждение аэроионов из-за диффузии и зеркальных сил притяжения. Прежде, чем приступить к расчету адсорбции, надо оценить роль двух упомянутых механизмов.

Рассмотрим аэроионы с подвижностью k и зарядом q , распределенные в начальный момент $t = 0$ однородно вблизи плоской проводящей стенки. Если бы действовал только диффузионный механизм адсорбции, то в течение времени t осаждалось бы столько аэроионов, сколько содержится их в слое толщиной, равной среднему броуновскому смещению аэроиона [Фукс, 1955]. Эта толщина выражается

$$y_d = \sqrt{\frac{4KTkt}{\pi q}} \quad (24.1)$$

При действии только зеркального механизма соответствующая толщина слоя составляет

$$y_q = \sqrt[3]{\frac{3qkt}{4}} \quad (24.2)$$

Какой механизм является доминирующим, показывает отношение

$$\frac{y_d}{y_q} = \sqrt[6]{\frac{1024K^3T^3kt}{9\pi^3 q^5}} \quad (24.3)$$

Придадим этому выражению наглядный практический вид, принимая $T = 283^\circ \text{K}$.

$$\frac{y_d}{y_q} = 37 \sqrt[6]{\frac{k(\text{см}^2/\text{в сек})t(\text{сек})}{[q(\text{эл. зар.})]^5}} \quad (24.4)$$

Оказывается, что в большинстве случаев зеркальный механизм адсорбции не имеет практического значения. Лишь для искусственно заряженных аэрозольных частиц зеркальный механизм может стать доминирующим. В дальнейшем зеркальным механизмом адсорбции будем пренебрегать.

В теории адсорбции весьма полезна аналогия с задачами теплопередачи. Уравнение диффузии отличается от уравнения теплопроводности только заменой температуры концентрацией

примесей и коэффициента температуропроводности коэффициентом диффузии. Поток адсорбируемого на поверхности вещества пропорционален начальной концентрации примеси. В расчетах удобно пользоваться отношением этих пропорциональных друг другу величин Φ_A , которое может называться расходом адсорбции. По аналогии с формулой Ньютона из теории теплопередачи напишем соотношение

$$\Phi_A = \zeta S, \quad (24.5)$$

где S — площадь адсорбирующей поверхности и ζ — коэффициент адсорбции, который заменяет коэффициент теплоотдачи.

Чтобы приложить формулы теплоотдачи к задачам адсорбции, следует еще приравнять удельную теплоемкость и плотность вещества единицам, заменить критерий Прандтля Pr критерием Шмидта $Sc = \nu/D$ и критерий Нуссельта Nu специальным критерием адсорбции

$$K_A = \frac{\zeta r}{D}, \quad (24.6)$$

где r — определяющий размер.

Рассмотрим в первую очередь адсорбцию аэроионов при протекании воздуха через проволочные сетки. Применение проволочных сеток во входном устройстве весьма заманчиво, так как при помощи сеток можно экранироваться от мешающих электрических полей и подавить турбулентные пульсации входящего потока. Единственным отрицательным показателем применения сеток является адсорбция аэроионов.

Предполагаем, что сетка достаточно редкая, чтобы адсорбцию на проволоках сетки можно было уподобить адсорбции на отдельных проволоках. Теплоотдача отдельной проволоки описывается эмпирическим уравнением [Ulsamer, 1932; Гребер, Эрк, Григуль, 1958]

$$Nu = 0,91 Re^{0,385} Pr^{0,31} \quad (24.7)$$

где определяющим размером принят диаметр проволоки. Формула (24.7) выведена на основе экспериментальных данных для области $0,2 < Re < 50$ и $6 < Pr < 1240$ [Davis, 1924]. Отмеченные значения числа Прандтля соответствуют однократно заряженным аэроионам с подвижностями от $0,005 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ до $1 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Число Рейнольдса в практических задачах редко превышает 50. При $50 < Re < 10\,000$ следует пользоваться формулой [Ulsamer, 1932]:

$$Nu = 0,60 Re^{0,5} Pr^{0,31} \quad (24.8)$$

Приспособление формулы (24.7) к задаче адсорбции аэроионов дает

$$\zeta = 0,6 \frac{u^{0,385} D^{0,69}}{r_0^{0,615} v^{0,075}}, \quad (24.9)$$

где r_0 — радиус проволоки.

Определим относительную адсорбцию отношением

$$A = \frac{\Phi_A}{\Phi}, \quad (24.10)$$

где Φ — расход протекающего воздуха.

Если сеткой перекрыто сечение трубы радиусом r , то общая поверхность проволок будет

$$S = \frac{4\pi^2 r_0 r^2}{h}, \quad (24.11)$$

где h — размер клетки.

Для относительной адсорбции получим выражение

$$A = 15 \frac{r_0^{0,385} r^{1,23} D^{0,69}}{\Phi^{0,615} h v^{0,075}} \quad (24.12)$$

При нормальных внешних условиях

$$A = 0,4 \frac{[r_0(\text{мкм})]^{0,385} [r(\text{см})]^{1,23} [k(\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек})]^{0,69}}{[\Phi(\text{см}^3/\text{сек})]^{0,615} h(\text{мм})} \quad (24.13)$$

В случае $ur_0 > 25v$ исходим из формулы (24.8), что дает

$$A = 0,11 \frac{[r_0(\text{мкм})]^{0,5} r(\text{см}) [k(\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек})]^{0,69}}{[\Phi(\text{см}^3/\text{сек})]^{0,5} h(\text{мм})} \quad (24.14)$$

Формула (24.13) подвергалась экспериментальной проверке. Использовался биполярно ионизированный воздух, полученный из ионизатора, описанного в § 21. Средняя подвижность аэроионов составляла $1,2 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Относительная адсорбция определялась путем сравнения тока интегрального счетчика с предварительной сеткой и без нее. Счетчик работал в режиме насыщения. Радиус внешней обкладки $0,8 \text{ см}$. Результаты опытов представлены в таблице 24.1.

Совпадение экспериментальных данных с вычисленными значениями довольно приблизительное, однако точность формулы (24.13) можно признать удовлетворительной для предварительной оценки ошибок при проектировании счетчика.

Для расчета адсорбции аэроионов во входной трубе счетчика нет подходящих эмпирических формул теории теплопередачи.

Таблица 24.1

h (мм)	r_0 (мкм)	Φ (см ³ /сек)	A	
			по опыту	по (24.13)
0,44	67	220	19%	15%
0,44	67	510	13%	9%
0,44	67	1000	9%	6%
0,785	145	220	10%	11%
0,785	145	510	7%	7%
0,785	145	1000	5%	4%

Имеющиеся формулы [Михеев, 1956] относятся к длинным трубам. Для коротких труб известны некоторые результаты в частном случае $Rg = 0,71$. По ряду причин использование этих данных для расчета адсорбции аэроионов неоправдано. В силу этого попытаемся вычислить относительную адсорбцию аэроионов во входной трубе теоретическим путем, допуская для простоты некоторые приближения.

В работе [Siksna, Metnieks, 1953] упомянутая проблема решена при условии однородного профиля течения воздуха в трубе. Несложные расчеты приводят к результату:

$$A = 4 \frac{l'^{0,5}}{\Phi^{0,5}} D^{0,5}, \quad (24.15)$$

где l' — длина входной трубы.

Предположение однородного профиля в настоящем случае весьма грубое, так как адсорбция имеет место в пристеночном слое, где скорость течения значительно отличается от средней. Конкретный расчет показывает, что толщина слоя $Ag/2$, вычисленная по формуле (24.15), заметно меньше толщины пограничного слоя. По предварительной оценке адсорбция происходит полностью внутри пограничного слоя, где профиль скоростей близок к линейному и описывается формулой (18.4) При таком предположении и проведем расчет.

В неподвижном воздухе адсорбция описывается выражением (24.1) Отсюда найдем

$$\zeta = \frac{2D}{\pi y_d} \quad (24.16)$$

Под y_d подразумеваем эквивалентную толщину слоя, из которого аэроионы адсорбированы. В пограничном слое ζ несколько меньше, чем в неподвижном воздухе при том же значении y_d , однако разница не может быть большой. В целях упрощения примем формулу (24.16) и для описания адсорбции из пограничного слоя.

Расход воздуха в слое толщиной y_d выражается

$$\Phi = 0,166 c y_d^2 \sqrt{\frac{u_0^3}{\nu x}}, \quad (24.17)$$

где c — ширина рассматриваемой полосы (для всей трубы $c = 2\pi r$) и x — расстояние от начала трубы. Расход адсорбции вычисляется интегралом

$$\Phi_A = c \int_0^x \zeta(x') dx' \quad (24.18)$$

Приравнивая выражения (24.17) и (24.18) между собой, приходим к уравнению:

$$\frac{y_d^2(x)}{\sqrt{x}} = \frac{D}{0,83\pi} \sqrt{\frac{\nu}{u_0^3}} \int_0^x \frac{dx'}{y_d(x')} \quad (24.19)$$

Решение уравнения следующее:

$$y_d = 1,97 \frac{\nu^{1/6} D^{1/3}}{u_0^{1/2}} x^{1/2}. \quad (24.20)$$

Теперь уже нетрудно вычислить по формуле (24.17) или (24.18) расход Φ_A и найти относительную адсорбцию:

$$A = 2,3 \frac{l^{1/2} D^{2/3}}{\Phi^{1/2} \nu^{1/6}} \quad (24.21)$$

При комнатной температуре и нормальном давлении

$$A = 0,27 \frac{[l(\text{см})]^{1/2} [k(\text{см}^2/\text{в сек})]^{2/3}}{[\Phi(\text{см}^3/\text{сек})]^{1/2}} \quad (24.22)$$

Условием применимости формулы (24.21) является

$$r \gg \sqrt{vt'_0}, \quad (24.23)$$

где t'_0 — время заполнения предварительной трубы. Одновременно требуется, чтобы y_d не превышало толщины $2\sqrt{vt'_0}$ в пределах которой формула (18.4) достаточно точна. Последнее условие удовлетворено, если $Sc > 1$. В нормальных внешних условиях для этого достаточно, чтобы $k < 6 \text{ см}^2/\text{в сек.}$

Сравнивая между собой формулы (24.15) и (24.21), можно заключить, что первая из них дает значения в 1,74 $Sc^{1/6}$ раза большие, чем вторая. Ошибка, сделанная допущением формулы (24.16), могла только уменьшить это отношение. Расхождение между формулами (24.15) и (24.12) в случае наиболее подвижных аэроионов двухкратное, а в случае малоподвижных аэроионов заметно больше.

В работе [Siksna, Metnieks, 1953] представлены экспериментальные данные, хорошо согласующиеся с формулой (24.15). Это вызывает сомнения, так как теоретические соображения говорят в пользу формулы (24.21).

Спорный характер вопроса заставил предпринять дополнительную экспериментальную проверку. Методика проведенных опытов в общих чертах была такая же, как и в работе [Siksna, Metnieks, 1953]. Надо отметить, что эта методика не является полностью свободной от посторонних искажающих влияний и не обеспечивает большой точности. Использовалась установка рис. 15.1 с небольшими изменениями. Аэроионы создавались не радиоактивным излучением, а коронным разрядом. Ионизация была униполярная положительная. Средняя подвижность аэроионов $\bar{k} = 1,2 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек.}$ определена методом интегрального счетчика той же установкой. Труба, соединенная с электрометром, имела внутренний радиус 0,845 см и длину 4,0 см. Имелась возможность удлинить трубу насадкой того же радиуса длиной 8,0 см. При измерении адсорбированного тока внутренняя обкладка была удалена.

Результаты опытов, представленные в таблице 24.2, явно говорят в пользу формулы (24.21). При больших числах Рейнольдса опытные данные значительно отклоняются от расчетных, что может быть связано с турбулентностью.

Проблема адсорбции аэроионов из турбулентного потока сложнее и не допускает простого теоретического подхода. Использование эмпирических формул теории теплопередачи для расчета турбулентной адсорбции неоправдано, так как ввиду чрезвычайно малых масштабов времени нельзя пренебречь зеркальным механизмом захвата аэроионов. Адсорбция аэрозоль-

Таблица 24.2

r (см)	Φ ($\frac{\text{см}^3}{\text{сек}}$)	$Re = \frac{ur}{\nu}$	q_+ ($\frac{\text{эл. зар.}}{\text{см}^3}$)	A		
				по опыту	по (24.21)	по (24.15)
4	137	340	20 000	4%	5%	12%
4	257	640	30 000	3%	4%	9%
4	372	930	30 000	3%	3%	7%
4	1010	2500	40 000	6%	2%	4%
4	1790	4500	40 000	5%	1,5%	3%
12	96	240	20 000	13%	11%	25%
12	220	550	30 000	7%	7%	16%
12	416	1040	40 000	6%	5%	12%
12	1010	2500	40 000	8%	3%	8%
12	1750	4400	40 000	7%	2,5%	6%

ных частиц из турбулентного потока в измерительном конденсаторе счетчика оценивается в работе [Зачек, 1964в].

Адсорбция изменяет пространственное распределение аэроионов во входном поперечном сечении измерительного конденсатора. Поэтому адсорбция аэроионов во входной трубе сказывается не только на результатах измерения полярных плотностей заряда, но и на результатах изучения спектрального распределения. Счетчики с внутренней и внешней собирающими обкладками ведут себя в отношении влияния адсорбции различно. Влияние адсорбции на функцию G интегрального счетчика показано на рис. 24.1. Результаты измерения проводимости искажаются только в случае внешней собирающей обкладки. Однако включение счетчика с внешней собирающей обкладкой имеет то преимущество, что адсорбция аэроионов во входной трубе не влияет на результаты измерения спектрального распределения. В случае внутренней собирающей обкладки обычные методы обработки наблюдений дают искаженное кажущееся спектральное распределение. При этом подвижности не только рассеяны, но средняя подвижность и смещена. Относительное уменьшение средней подвижности равно относительной адсорбции A . Пределы рассеивания кажущихся подвижностей практически ограничиваются также величиной A .

Характер функции G в случае внешней собирающей обкладки позволяет определить относительную адсорбцию A на основе экспериментальной кривой $I = I(U)$. Сущность предлагаемого

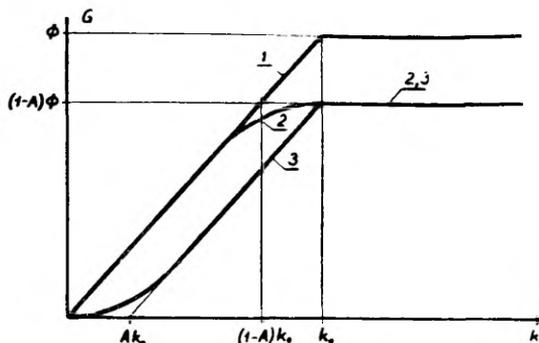
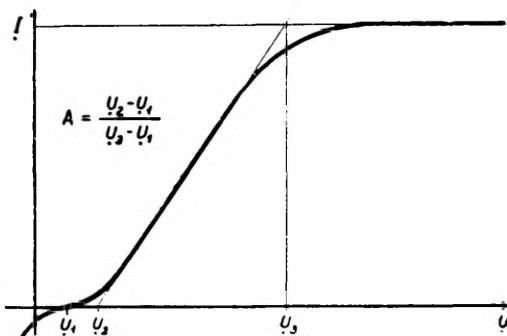


Рис. 24.1. Функция G интегрального счетчика: 1 — при отсутствии адсорбции; 2 — при внутренней собирающей обкладке; 3 — при внешней собирающей обкладке.



24.2. Определение относительной адсорбции по характеристике интегрального счетчика с внешней собирающей обкладкой. U_1 — контактная разность потенциалов.

метода ясна из рис. 24.2. Такой метод в некоторых отношениях совершеннее метода измерения адсорбированного тока униполярных аэроионов и его можно рекомендовать для дальнейших экспериментальных работ по изучению адсорбции аэроионов во входной трубе.

ПАРАМЕТРЫ И ПРИНЦИПЫ КОНСТРУКЦИИ АСПИРАЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

§ 25. Классификация схем включения счетчиков

Известно много вариантов включения измерительного конденсатора, электрометра и источника напряжения в схему счетчика. Принципиальная схема включения определяет разные свойства счетчика, поэтому выбор схемы имеет немалое практическое значение.

Ниже конкретно рассмотрим только схемы включения интегрального счетчика. Однако все рассматриваемые схемы осуществимы и для дифференциальных счетчиков.

В основу классификации схем целесообразно положить признаки, определяющие свойства счетчика и позволяющие подразделить все схемы по каждому признаку на несколько групп.

Во-первых, подразделим схемы на две группы: с параллельным и последовательным включением электрометра в цепь.

При параллельной схеме (рис. 25.1а) на электрометр подается полное напряжение источника питания. Ток через собирающую обкладку определяется по скорости убывания напряжения на электрометре. Примером использования параллельной схемы является известный счетчик Эберта [Ebert, 1901, 1905]. Высокое напряжение, подаваемое на электрометр, заставляет применять грубый прибор, обладающий малой чувствительностью.

В современных счетчиках почти без исключения используется последовательная схема (рис. 25.1б), которая позволяет применять высокочувствительный электрометр и проводить измерение как методом накопления заряда, так и методом падения напряжения на сопротивлении, включенном параллельно с электрометром. Последовательная схема имела в виду и в первых двух главах настоящей работы.

В литературе параллельная схема называется обычно схемой по «методу разряжения», а последовательная схема — схемой по «методу заряжения». Однако эти названия применяются не всегда последовательно. В некоторых случаях и последовательная схема называлась схемой по «методу разряжения» [Nolan J. J., Nolan P. J., 1935; Рейнет, 1958, 1959а]. Неопределенность терминов «метод заряжения» и «метод разряжения» частично обусловлена тем, что эти названия не определяют сущность метода и носят скорее условный характер. Действительно, в цикле накопления заряда измерительный конденсатор при обоих методах разряжается, а электрометр в последовательной схеме может разряжаться или заряжаться в зависимости от начального заряда.

Иногда параллельная схема называется еще схемой с малочувствительным электростромом, а последовательная схема — схемой с высокочувствительным электростромом.

Во-вторых, подразделим все схемы на три группы в зависимости от точки заземления. Если заземлена точка c (рис. 25.1), имеем схему с заземленной отталкивающей обкладкой. При схеме с заземленной отталкивающей обкладкой краевой эффект увеличивает ток через собирающую обкладку. Заземляя точку a , получаем схему с заземляемой собирающей обкладкой. При таком включении краевой эффект уменьшает ток через собирающую обкладку. Заземление схемы в точке b дает схему с зазем-

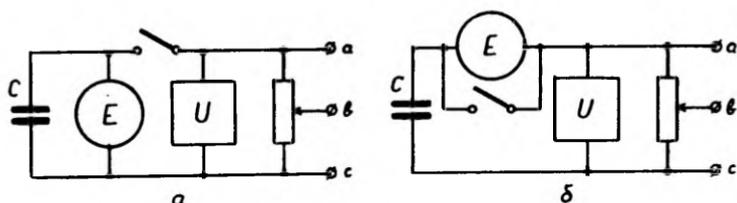


Рис. 25.1. Основные схемы включения счетчика. C — измерительный конденсатор, E — электростром, U — источник напряжения.

ленной промежуточной точкой, которая является наиболее общей, включающей в себе две предыдущие схемы как предельные случаи [Таммет, 1962 в].

Иногда «метод разряжения» и «метод заряжения» различают по выбору точки заземления, подразумевая под первым термином метод заземленной отталкивающей обкладки и под вторым — метод заземляемой собирающей обкладки.

В-третьих, схемы подразделяются согласно конфигурации измерительного конденсатора. Здесь имеются также три основных варианта: цилиндрический конденсатор с внутренней собирающей обкладкой, плоский конденсатор и цилиндрический конденсатор с внешней собирающей обкладкой.

Приведенную классификацию основных схем включения счетчика иллюстрирует структурная схема 25.1.

Из восемнадцати возможных вариантов включения счетчика практическое применение нашли лишь пять, указанных на схеме 25.1 соединительными линиями. Рассмотрим кратко эти варианты в отдельности.

1. Параллельная схема. Так как практическое применение находит только один вариант параллельной схемы, то конкретизировать название не обязательно. Привычное название «метод разряжения» может присваиваться только параллельной схеме,



однако в литературе это требование иногда не соблюдается. Применение параллельной схемы исходит уже из первых работ по изучению электропроводности воздуха [Wiedemann, 1885; Elster, Geitel, 1899]. Наиболее известны счетчики Эберта [Ebert 1901, 1905; Lutz, 1909] и Гердиена [Gerdien, 1905a, 1905b]. При параллельной схеме нестабильность источника напряжения не может повлиять на результат измерения, так как в течение цикла накопления заряда источник напряжения выключен из схемы. Однако ввиду малой чувствительности электрометра это преимущество не имеет практической ценности. В настоящее время параллельная схема применяется редко и имеет в основном историческое значение.

2. Последовательная схема с заземленной внешней обкладкой. Собирающей обкладкой является внутренняя обкладка. Для предотвращения недоразумений классификацию на «метод разряднения» и «метод заряднения» к такому включению применять нельзя. Последовательная схема с заземленной внешней обкладкой использовалась уже в первых аспирационных счетчиках [Thomson J. J., Rutherford, 1896; Mc Clelland, 1898; Rutherford, 1899]. В дальнейшем она применялась довольно часто [Nordmann, 1904a, 1904b; Баранов, 1925; Israel, 1931; Nolan J. J., Nolan P. J., 1935; Weiss, Steinmayer, 1937; Schaffhauser, 1952; Губичев 1955; Рейнет, 1958, 1959a; Hock, Schmeer, 1962]. Во многих из перечисленных работ последовательная схема с заземленной внешней обкладкой ошибочно представляется в качестве нового оригинального метода. Последовательная схема с заземлен-

ной внешней обкладкой позволяет легко устранить краевой эффект, и она используется в последние годы все чаще.

3. Последовательная схема с заземляемой внутренней собирающей обкладкой. Привычное название — «схема по методу заряджения». Последовательная схема с заземляемой внутренней собирающей обкладкой является наиболее распространенной схемой и применялась многими авторами. Из первых работ, в которых описывается рассматриваемая схема, можно выдвинуть следующие: [Zeleny, 1901; Kähler, 1903; Bloch, 1904; Becker, 1909; Lepard, Ramsauer, 1910; Swann, 1914c]. Недостатком схемы с заземляемой внутренней собирающей обкладкой являются затруднения, связанные с краевым эффектом.

4. Последовательная схема с заземляемой внешней собирающей обкладкой позволяет легко устранить краевой эффект, однако она находит применение относительно редко [Mc Clelland, Kennedy, 1912; Nolan J. J., Nolan P. J., 1930, 1931; Weger, 1935a; Israel, 1937; Siksna, 1961a].

5. Плоский измерительный конденсатор применялся исключительно в последовательной схеме с заземляемой собирающей обкладкой. Плоский конденсатор применяется в дифференциальных счетчиках [Nolan J. J., 1919; Erikson, 1921, 1922, 1924, 1929; Nolan J. J., Harris, 1922; Chapman, 1937; Daniel, Brackett, 1951; Hewitt, 1957]. В интегральных счетчиках плоский конденсатор применялся редко [Mc Clelland, Kennedy, 1912; Nolan J. J., Boylan, Sachy, 1925; Beckett, 1961].

Некоторый интерес могут представить еще последовательная схема с заземленной отталкивающей обкладкой при плоском конденсаторе и три варианта последовательной схемы с заземленной промежуточной точкой. Остальные девять возможных вариантов основных схем выключения вряд ли могут иметь какое-нибудь прикладное значение.

§ 26. Измерение тока по накоплению заряда на емкости

Ток через собирающую обкладку интегрального счетчика имеет обычно порядок $10^{-14} \div 10^{-12} \text{ а}$. В дифференциальных счетчиках приходится иногда регистрировать ток, не превышающий $10^{-16} \div 10^{-15} \text{ а}$. Непосредственные методы измерения тока по магнитному действию не обеспечивают требуемой чувствительности, поэтому в аспирационных счетчиках применяются косвенные методы измерения, основанные на преобразовании измеряемого тока в напряжение, величина которого регистрируется электрометром. Схема преобразования тока в напряжение при последовательном включении электрометра к измерительному конденсатору изображена на рис. 26.1. Внутреннюю емкость измерительного конденсатора, емкость электрометра и паразитные

емкости рассмотрим сосредоточенными в суммарной емкости C_0 . Таким же образом сопротивление R_0 включает в себя все сопротивления утечки, параллельные с электрометром.

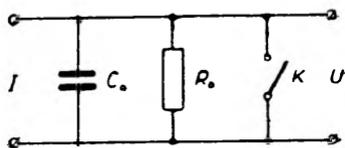


Рис. 26.1 Схема преобразования тока в напряжение.

Пусть ключ K размыкается в момент $t = 0$. Предполагая постоянство тока I , изобразим зависимость напряжения от времени формулой

$$U = IR_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right], \quad (26.1)$$

где $\tau = R_0 C_0$ — постоянная времени. Практическое применение находят лишь два участка функции $U(t)$: начальный участок $t \ll \tau$, в котором $U \approx \frac{I}{C_0} t$ и установившийся участок $\tau \ll t$, в котором $U \approx IR_0$. Соответственно различают метод измерения тока по накоплению заряда на емкости и метод измерения тока по падению напряжения на сопротивлении.

При методе накопления заряда сопротивление R_0 должно быть по возможности большим. Наибольшее значение R_0 ограничивается сопротивлением утечки изоляторов R_p . Так как сила тока вычисляется по формуле

$$I = \frac{UC_0}{t}, \quad (26.2)$$

то наличие сопротивления R_p вызывает ошибку, относительное значение которой в первом приближении $t/2\tau$. Если электрометр характеризуется предельной ошибкой по напряжению ΔU , то предельная относительная ошибка измерения тока

$$\delta_I = \frac{t}{2R_p C_0} + \frac{C_0 \Delta U}{It}. \quad (26.3)$$

Здесь предполагается, что известно точное значение емкости C_0 .

Время накопления заряда t выбирается так, чтобы достичь необходимую точность измерения. Меньшее из двух решений уравнения (26.3) выражается

$$t = R_p C_0 \delta_I \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2\Delta U}{IR_p \delta_I^2}} \right) = \frac{C_0 \Delta U}{I \delta_I} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta U}{IR_p \delta_I^2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta U}{IR_p \delta_I^2} \right)^2 + \dots \right] \quad (26.4)$$

Измерение с ошибкой не более δ_I окажется возможным только при выполнении условия

$$I \geq \frac{2\Delta U}{R_p \delta_I^2}. \quad (26.5)$$

Формула (26.5) позволяет оценить нижний предел измерения тока при заданной чувствительности электрометра.

В предельном случае $R_p \gg 2\Delta U / I \delta_I^2$ время накопления заряда

$$t = \frac{C_0 \Delta U}{I \delta_I}, \quad (26.6)$$

а в случае $R_p = 2\Delta U / I \delta_I^2$

$$t = R_p C_0 \delta_I = 2 \frac{C_0 \Delta U}{I \delta_I} \quad (26.7)$$

Последняя формула определяет наибольшее возможное время накопления заряда при заданной точности измерения.

Чувствительность электрометра во многом зависит от факторов технического характера. Однако существует нижний предел ошибок, определенный тепловыми флюктуациями. Оценку тепловых флюктуаций следует провести отдельно для двух методов измерения: для метода фиксированного нуля и для метода летающего нуля.

При методе фиксированного нуля снимается только один отсчет электрометра. За начальный момент $t = 0$, $U = 0$ принимается момент размыкания ключа K . После размыкания ключа на емкости C_0 останется случайный заряд, который включается в результат измерения. Это является серьезным недостатком метода фиксированного нуля. Надлежащая конструкция ключа позволяет сделать заряд, генерируемый контактами, относительно малым [Шульман, Шепсенол, 1950; Полонников, 1960], но принципиальным нижним пределом этого заряда останется уровень теплового шума. Дисперсия теплового скачка напряжения при размыкании ключа выражается просто

$$\sigma_U^2 = \frac{KT}{C_0} \quad (26.8)$$

Так как эта величина равна дисперсии стационарного случайного процесса цепи $R_p C_0$, то дисперсия напряжения при $I = 0$ определяется независимо от времени после размыкания ключа выражением (26.8).

Используя соотношение (26.2), найдем среднюю квадратическую ошибку измерения тока

$$\sigma_I = \frac{\sqrt{KTC_0}}{t} \quad (26.9)$$

Практический вид этой формулы ($T = 288^\circ \text{K}$) следующий:

$$\sigma_I(a) = \frac{6.3 \cdot 10^{-17} \sqrt{C_0(n\phi)}}{t(\text{сек})} \quad (26.10)$$

При методе летающего нуля берется два отсчета — U_1 в момент t' и U_2 в момент $t + t'$ после размыкания ключа. Сила тока вычисляется по отношению $I = C(U_2 - U_1)/t$. Для оценки ошибок рассмотрим случай $I = 0$. Дисперсия разности $U_2 - U_1$ выражается $\sigma_{U_2 - U_1}^2 = \sigma_{U_2}^2 + \sigma_{U_1}^2 - 2R_{1,2}\sigma_{U_1}\sigma_{U_2}$ где $R_{1,2}$ — коэффициент корреляции между напряжениями U_1 и U_2 . Для теплового шума RC цепи [Лебедев, 1958]

$$R_{1,2} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (26.11)$$

Дисперсии $\sigma_{U_1}^2$ и $\sigma_{U_2}^2$ выражаются формулой (26.8) Средняя квадратическая ошибка измерения тока равна отношению $C_0\sigma_{U_2 - U_1}^2/t$. Вычисление в приближении $t \ll \tau$ дает:

$$\sigma_I = \sqrt{\frac{2KT}{R_p t}} \quad (26.12)$$

Для практических расчетов этой формуле ($T = 293^\circ \text{K}$) придадим вид:

$$\sigma_I(a) = \frac{9 \cdot 10^{-17}}{\sqrt{R_p(\text{Ом})} t(\text{сек})} \quad (26.13)$$

При методе летающего нуля чувствительность электрометра по напряжению зависит от времени накопления заряда. Обратная пропорциональность последнего слагаемого выражения (26.3) от времени исчезает. Это заставляет пересмотреть некоторые выводы, приведенные в начале параграфа. Решая задачу минимума ошибки δ_I , найдем время накопления заряда, обеспе-

чивающее при методе летающего нуля наибольшую чувствительность к току:

$$t = \frac{2}{3} R_p C_0 \delta_I. \quad (26.14)$$

Минимальное значение тока, измеряемого при доверительной вероятности 99% с ошибкой не более δ_I , будет

$$I_{min} \approx \frac{6}{R_p \delta_I^{1,5}} \sqrt{\frac{KT}{C_0}} \quad (26.15)$$

Практический вид последней формулы ($T = 287^\circ \text{K}$) следующий:

$$I_{min}(a) \approx \frac{3,8 \cdot 10^{-13}}{R_p (T_{ом}) \sqrt{C_0 (пф)} (100 \delta_I)^{1,5}} \quad (26.16)$$

Найденные выражения определяют принципиальный предел измерения тока только в случае пренебрежения поправкой на утечку. В случае введения поправки на утечку возможно измерить и более слабый ток. Однако, в настоящее время и предел, определенный формулой (26.15), еще практически не достижим ввиду искажающего фактора другого происхождения — добавочного тока, генерируемого изоляторами электрометра и измерительного конденсатора.

Сравнение теплового шума при методах фиксированного и летающего нуля выявляет значительные преимущества последнего из них. Приведем пример: при условиях $C_0 = 100 \text{ пф}$, $R_p = 10^{16} \text{ ом}$, $t = 100 \text{ сек}$ средняя квадратическая ошибка, обусловленная тепловыми флюктуациями, будет при фиксированном нуле $6,3 \cdot 10^{-18} \text{ а}$, а при летающем нуле — $9 \cdot 10^{-20} \text{ а}$.

В некоторых случаях находит применение импульсный метод [Шульман, Шепсенвол, 1950; Арабаджи, Рудик, 1963], называемый иногда методом интегрирования. При импульсном методе нуль фиксирован. Заряд накапливается на емкости C_1 , которая не соединена с электрометром. Дисперсия накопленного заряда в режиме $I = 0$ будет $KT C_1$. В конце цикла емкость C_1 подключается параллельно к входной RC цепи электрометра, который регистрирует импульс напряжения. Если входная емкость электрометра C_2 , то дисперсия флюктуационного заряда на ней до подключения емкости C_1 будет $KT C_2$. Сумма дисперсий зарядов на C_1 и C_2 совпадает с дисперсией стационарного процесса цепи после подключения емкости C_1 к электрометру. Следовательно, дисперсия измеряемого тока не зависит от времени, в течение которого производят отсчет напряжения, если только это время заметно меньше постоянной времени входа электрометра.

Средняя квадратическая ошибка выражается формулой (26.9), где следует принимать $C_0 = C_1 + C_2$.

Преимущество импульсного метода в том, что можно использовать электромметр с относительно малым входным сопротивлением, не ограничивая этим чувствительность по току. Недостатком же является необходимость выбирать время накопления заряда заранее, не имея сведений о величине измеряемого тока. В остальном импульсный метод подобен обычному методу накопления заряда с фиксированным нулем.

§ 27. Измерение тока по падению напряжения на сопротивлении

При методе измерения тока по падению напряжения на сопротивлении используется режим $t \gg \tau$. Сила тока вычисляется по закону Ома $I = U/R$. Для обеспечения точности измерений и сокращения времени установления напряжения в цепь включается специальное шунтирующее сопротивление R , которое значительно меньше сопротивления утечки изоляторов R_p .

В предыдущем параграфе мы пренебрегали ошибкой определения емкости C_0 . В отношении сопротивления R это было бы неоправданно. Стабильность и точность измерения высокоомных сопротивлений, применяемых в счетчиках, уступают стабильности и точности измерения малых емкостей более, чем на порядок. Относительная ошибка δ_R включается в ошибку результата измерения. Для упрощения расчета ошибок введем для ошибки, обусловленной другими причинами, специальное обозначение $\delta'_I = \delta_I - \delta_R$. Эта ошибка в данном случае выражается

$$\delta'_I = \frac{\Delta U}{IR} + \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (27.1)$$

Измерение выполнимо, если

$$I > \frac{\Delta U}{R\delta'_I} \quad (27.2)$$

Время, затрачиваемое на получение отсчета,

$$t = \tau \ln \frac{1}{\delta'_I - \frac{\Delta U}{IR}} \quad (27.3)$$

Сопротивление R целесообразно выбрать такое, чтобы это время было минимальным. Допустим, что ΔU не зависит от сопротив-

ления R . Решение задачи нахождения экстремума $dt/dR = 0$ можно написать в виде

$$R_{opt} = \frac{\Delta U}{I \delta'_I} f_{opt}(\delta'_I). \quad (27.4)$$

$f_{opt}(\delta'_I)$ не выражается через элементарные функции. Некоторые значения, найденные численным методом, приведены в таблице 27.1.

Таблица 27.1

δ'_I (%)	f_{opt}	$\frac{f_{opt}}{f_{opt}-1}$	δ'_I (%)	f_{opt}	$\frac{f_{opt}}{f_{opt}-1}$	δ'_I (%)	f_{opt}	$\frac{f_{opt}}{f_{opt}-1}$
0	1	∞	0,3	1,13	9,0	5	1,21	5,8
0,001	1,07	15,2	0,5	1,14	8,4	10	1,26	4,9
0,005	1,08	13,5	1	1,15	7,6	20	1,34	4,0
0,02	1,09	12,0	1,5	1,16	7,2	30	1,41	3,4
0,1	1,11	10,2	2	1,17	6,9	40	1,49	3,0
0,2	1,12	9,4	3	1,19	6,3	50	1,60	2,7

В промежутке $2 \cdot 10^{-5} < \delta'_I < 0,45$ функция $f_{opt}(\delta'_I)$ аппроксимируется с ошибкой менее 1% выражением

$$f_{opt} \approx 1,180 + 0,79 \delta'_I - \frac{0,00048}{0,005 + \delta'_I}. \quad (27.5)$$

При оптимальном сопротивлении и начальном условии $U_{t=0} = 0$ время измерения

$$t = \frac{C_0 \Delta U}{I \delta'_I} \frac{f_{opt}(\delta'_I)}{f_{opt}(\delta'_I) - 1} \quad (27.6)$$

Сравнивая найденное выражение с формулой (26.6), заметим, что время измерения при методе падения напряжения на сопротивлении не менее, чем $f_{opt}/(f_{opt} - 1)$ раз больше времени измерения при методе накопления заряда. Некоторые значения функции $f_{opt}/(f_{opt} - 1)$ приведены в таблице 27.1. Это положение действительно, если $U_{t=0} = 0$. Однако время установления показания с необходимой точностью превышает время измерения методом накопления заряда и в случае малого скачка тока.

Для выяснения предельной чувствительности метода падения напряжения на сопротивлении рассмотрим тепловые флюктуации тока. Предположим, что выходной сигнал электрометра сглаживается интегрирующей RC цепочкой с постоянной времени τ_2 . При отсутствии такой цепи следует принимать $\tau_2 = 0$. Добавление выходной сглаживающей цепочки увеличивает инерционность, но одновременно уменьшает влияние тепловых флюктуаций на результат измерения, что может оказаться выгодным. Средняя квадратическая флюктуация регистрируемого тока, приведенная к входу электрометра, выражается

$$\sigma_I = \sqrt{\frac{KTC_0}{\tau_1(\tau_1 + \tau_2)}}, \quad (27.7)$$

где τ_1 — постоянная времени входной цепи. Практический вид этой формулы ($T = 288^\circ \text{K}$) следующий:

$$\sigma_I(a) = 6,3 \cdot 10^{-17} \sqrt{\frac{C_0(n\phi)}{\tau_1(\text{сек}) [\tau_1(\text{сек}) + \tau_2(\text{сек})]}} \quad (27.8)$$

Сравнение формул (27.8), (26.9) и (26.12) показывает, что предельная чувствительность метода падения напряжения на сопротивлении того же порядка, что и предельная чувствительность метода накопления заряда с фиксированным нулем, но уступает чувствительности метода летающего нуля.

В случае применения выходной интегрирующей цепи возникает задача выбора оптимального отношения постоянных времени τ_1 и τ_2 . Эту задачу следует разрешить так, чтобы при заданном уровне теплового шума σ_I достигалось минимальное время установления показания с ошибкой δ . Последняя определяется по уравнению переходного процесса

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \frac{\tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right); \quad \tau_1 \neq \tau_2 \\ \delta &= \left(1 + \frac{t}{\tau_1}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right); \quad \tau_1 = \tau_2 \end{aligned} \right\} \quad (27.9)$$

Задачу нахождения оптимального режима можно свести к отысканию минимума функции

$$\delta(\alpha) = \frac{(1-\alpha) \exp\left(-\frac{\vartheta}{\sqrt{1-\alpha}}\right) - \alpha \exp\left(\frac{\vartheta\sqrt{1-\alpha}}{\alpha}\right)}{1-2\alpha} \quad (27.10)$$

где

$$\alpha = \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \quad (27.11)$$

и

$$\vartheta = \frac{\sigma_I}{\sqrt{KTC_0}} t. \quad (27.12)$$

Оптимальное значение параметра α определяется численным решением соответствующего уравнения. Некоторые результаты таких вычислений приведены в таблице 27.2.

Таблица 27.2

δ	α_{opt}	$\vartheta_{\alpha=\alpha_{opt}}$	$(\Delta \vartheta/\vartheta)_{\alpha=0}$	$(\Delta \vartheta/\vartheta)_{\alpha=0,5}$
0,02%	40%	7,5	14%	5%
0,13%	37%	6,0	11%	7%
0,43%	34%	5,0	9%	8%
1,2 %	30%	4,2	6%	10%
2,8 %	25%	3,4	4%	12%
4,7 %	20%	3,0	2%	15%
9,3 %	10%	2,4	0,5%	19%
13,5 %	0%	2	0%	24%

В этой же таблице указано еще относительное увеличение времени установления тока по сравнению с оптимальным режимом при $\alpha = 0$ и $\alpha = 0,5$.

Несмотря на инерционность и меньшую чувствительность, метод падения напряжения на сопротивлении часто выгоднее метода накопления заряда. Это объясняется возможностью использовать несложные регистраторы тока с непрерывной записью. При методе накопления заряда для автоматической регистрации тока необходимо сложное коммутационное устройство, требующее весьма тщательной разработки и изготовления. Метод накопления заряда с летающим нулем останется предпочти-

тельным, если необходимо достичь особо высокой точности или чувствительности. Обращаем внимание еще на одно преимущество метода накопления заряда, не отмеченное ранее. Коммутация входной цепи при каждом цикле обеспечивает автоматическую компенсацию дрейфа нулевой точки электрометра. При методе падения напряжения на сопротивлении дрейф нуля вызывает большие неприятности, заставляя представить электрометру более строгие требования.

§ 28. Чувствительность интегрального счетчика

Часто применяемое определение чувствительности измерительного прибора как числа делений на единицу измерения не вполне удовлетворительно. Для уточнения этого определения надо дополнительно указать отношение цены деления к возможным ошибкам результата измерения. По существу чувствительность прибора определяется однозначно именно распределением ошибок измерения при малых значениях измеряемой величины. В настоящей работе будем характеризовать чувствительность средним квадратическим значением результата измерения σ_x при нулевом значении измеряемой величины x . Под термином «чувствительность» можно подразумевать отношение единицы измеряемой величины к σ_x или какую-нибудь другую величину, возрастающую при убывании σ_x . Для конкретного количественного определения параметра, который мог бы называться чувствительностью, не возникает необходимости.

Ошибки измерения при отсутствии аэроионов обусловлены несколькими причинами:

- 1) ошибкой электрометра;
 - 2) наведенным током, возникающим при изменении напряжения питания или емкости измерительного конденсатора;
 - 3) током помехи, обусловленным свойствами изоляторов.
- Ошибка электрометра обусловлена тепловыми флуктуациями и несовершенством электрометра. Тепловые флуктуации тока рассмотрены в предыдущих параграфах. Несовершенство электрометра вызывает дополнительную ошибку напряжения, среднее квадратическое значение которой обозначим σ_{UE} . Последнее является функцией времени, однако в практических расчетах для простоты его можно считать постоянным.

При методе накопления заряда с фиксированным нулем дополнительно следует учесть заряд нетеплового происхождения, возникающий при размыкании контактов. Дисперсия этого заряда $\sigma_{Q_k}^2$ определяется конструкцией ключа и внешними помехами.

Изменение напряжения питания измерительного конденсатора вызывает искажающий наведенный ток [Weger, 1935b]. К тому же ведет нестабильность емкости измерительного конденсатора.

Деформирование плоского конденсатора обуславливает относительное изменение емкости

$$\delta_c = \frac{\Delta d}{d}, \quad (28.1)$$

где Δd — изменение расстояния между обкладками. При смещении осей цилиндрического конденсатора на dr имеем

$$\delta_c \approx \frac{2\Delta r dr + (dr)^2}{(r_2^2 - r_1^2) \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (28.2)$$

где Δr — начальное смещение осей. Выражение (28.2) показывает, что стабильность емкости цилиндрического конденсатора весьма существенно зависит от точности центрирования обкладок.

Искажающий наведенный ток вызывают также случайные изменения диэлектрической проницаемости протекающего через измерительный конденсатор воздуха. Наведенный ток вызывает еще быстрый дрейф контактной разности потенциалов между обкладками измерительного конденсатора. Последние два фактора имеют меньшее значение и в дальнейшем они не будут приняты во внимание.

Действие случайных изменений напряжения питания схемы можно частично компенсировать посредством специальных включений. Ввиду этого полезно ввести понятие эквивалентного флюктуационного напряжения, которое в компенсационных схемах соответственно меньше флюктуационной составляющей напряжения питания. При определении эквивалентного флюктуационного напряжения целесообразно одновременно учесть и случайные изменения емкости измерительного конденсатора, так как относительные изменения емкости по действию эквивалентны равным относительным изменениям напряжения, подаваемого на измерительный конденсатор.

При методе накопления заряда дисперсия среднего наведенного тока за цикл составляет

$$\sigma_{IU}^2 = \frac{C^2 U^2 s_{\Delta UC}^2(t)}{t^2}, \quad (28.3)$$

где C — действующая емкость измерительного конденсатора и $U^2 s_{\Delta UC}^2(t)$ — дисперсия изменений эквивалентного флюктуационного напряжения за промежуток времени t . Относительную дисперсию $s_{\Delta UC}^2(t)$ можно выразить в виде

$$s_{\Delta UC}^2(t) = 2s_{UC}^2 [1 - R_{UC}(t)], \quad (28.4)$$

где s_{UC}^2 — дисперсия отношения эквивалентного флюктуационного напряжения к среднему напряжению измерительного конденсатора и $R_{UC}(t)$ — коэффициент корреляции между эквивалентными флюктуационными напряжениями в начальный и конечный моменты цикла.

При методе падения напряжения на сопротивлении флюктуации передаются на вход электрометра через цепь, изображенную на рис. 28.1. Обозначим дисперсию отношения напряжения на

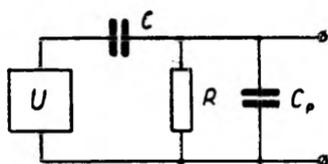


Рис. 28.1. Цепь передачи флюктуационного напряжения.

выходе этой цепи при $C_p = 0$ к среднему напряжению измерительного конденсатора через $s_{\tau UC}^2(RC)$. Наличие емкости C_p ослабляет колебания напряжения в $C/(C + C_p)$ раз и увеличивает емкость дифференцирующей цепи. Учитывая вышесказанное, найдем выражение дисперсии наведенного тока при методе падения напряжения на сопротивлении

$$\sigma_{IU}^2 = \frac{C^2 U^2 s_{\tau UC}^2(\tau)}{\tau^2}, \quad (28.5)$$

где $\tau = RC_0$.

Зависимость $s_{\tau UC}^2(\tau)$ от корреляционной функции флюктуационного напряжения сложна. Если эффективное флюктуационное напряжение дифференцируемо по времени, то в пределах малых значений τ и t наведенный ток вычисляется по соотношению $I_i = C \frac{dU}{dt}$ и тогда $s_{\tau UC}^2(t) = s_{\Delta UC}^2(t)$. В пределах больших значений времени имеет место $s_{\tau UC}^2(t) = s_{UC}^2 = \frac{1}{2} s_{\Delta UC}^2(t)$. В обоих предельных случаях действительно выражение

$$2s_{\tau UC}^2\left(\frac{t}{\sqrt{2}}\right) = s_{\Delta UC}^2(t), \quad (28.6)$$

которое можно использовать для грубо приближенной оценки отношения $s_{\tau UC}$ и $s_{\Delta UC}$

Для экспериментального изучения стабильности различных источников напряжения можно использовать схему рис. 28.2. Емкость C должна быть стабильной и может иметь достаточно большое значение, облегчающее измерения. Дополнительная цепь $R_1 C_1 \gg \tau$ предназначена для избавления от ошибок, связанных с утечкой конденсатора C . $s_{\tau U}(\tau)$ определяется по отношению показания прибора U_f к напряжению U

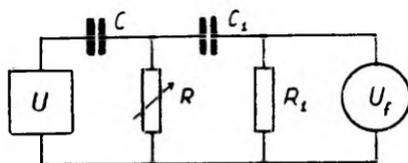


Рис. 28.2 Схема для определения $s_{\tau U}(RC)$. U — исследуемый источник напряжения, U_f — прибор для измерения эффективного напряжения сверхнизкой частоты.

Ток помехи, генерируемый изоляторами, практически независим от режима измерительного конденсатора. Опыт показывает, что этот ток обратно пропорционален сопротивлению изоляции R_p . Поэтому дисперсию тока изоляторов обозначим через σ_{UR}^2/R_p^2 . Величина σ_{UR} обычно порядка десятых долей вольта. В короткие промежутки времени ток изолятора настолько сильно коррелирован, что может приниматься за постоянный.

Утечкой между обкладками через изоляторы будем пренебрегать, так как при правильной конструкции изоляторов утечка полностью предотвращена. Таким же образом полностью устранимы ошибки от замедленной поляризации изоляторов после переключения напряжения.

При определении чувствительности за измеряемую величину следует принимать либо условную плотность заряда $P = I/\Phi$, либо условную проводимость $\Lambda = I/4\pi CU$. Дисперсия условной плотности заряда составляет

$$\sigma_P^2 = \frac{\sigma_I^2}{(4\pi k_0 CU)^2}, \quad (28.7)$$

дисперсия условной проводимости —

$$\sigma_\Lambda^2 = k_0^2 \sigma_P^2 \quad (28.8)$$

Для определения σ_j^2 складываем дисперсии всех вышерассмотренных токов помех. Результаты получаются следующие:

1. Метод накопления заряда с фиксированным нулем и импульсный метод:

$$\sigma_P^2 = \frac{1}{(4\pi k_0 t)^2} \left[s_{\Delta UC}^2(t) + \frac{\sigma_{QK}^2 + C_0^2 \sigma_{UE}^2 + KTC_0}{C^2 U^2} + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{C^2 U^2 R_p^2} \right] \quad (28.9)$$

2. Метод накопления заряда с летающим нулем:

$$\sigma_P^2 = \frac{1}{(4\pi k_0 t)^2} \left[s_{\Delta UC}^2(t) + \frac{C_0^2 \sigma_{UE}^2}{C^2 U^2} + \frac{2Kt}{C^2 U^2 R_p} + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{C^2 U^2 R_p^2} \right] \quad (28.10)$$

3. Метод падения напряжения на сопротивлении:

$$\sigma_P^2 = \frac{1}{(4\pi k_0 t)^2} \left[s_{\tau UC}^2(\tau) + \frac{C_0^2 \sigma_{UE}^2 + KTC_0}{C^2 U^2} + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{C^2 U^2 R_p^2} \right] \quad (28.11)$$

В конкретных условиях приведенные выражения часто удается упростить, пренебрегая одним или другим членом.

При условии $t \approx \tau$ формулы (28.10) и (28.11) дают близкие друг другу значения чувствительности, так как тепловой шум обычно перекрывается остальными рассмотренными помехами.

§ 29. Вычисление характеристик спектрального распределения аэроионов

Частные плотности заряда, частные проводимости и спектральная функция $\rho(k)$ определяются из результатов непосредственных измерений только путем соответствующих вычислений. В большинстве из расчетных формул, приведенных в первой главе, встречаются не только значения тока аэроионов, но и производные тока по одному режимному параметру. Это усложняет обработку наблюдений, так как обычные методы измерения не позволяют получить непрерывную функцию $I(\psi)$, а только ряд отдельных точек $I(\psi_1)$, $I(\psi_2)$, ..., $I(\psi_n)$.

В § 4 был кратко описан графический метод определения величин, выражающихся через оператор h_ψ . По графику $I(\psi)$ можно определить и производные силы тока по ψ . Более подробные сведения о графическом методе можно найти в литературе [Герасимова, 1939; Имянитов, 1957; Israel, 1957b]. Осложнения появляются, если надо построить график $I(\psi)$ по дискретным точкам $I(\psi_n)$. Вычерчивание плавной кривой неизбежно связано с некоторым произволом. На это обращается внимание в монографии [Israel, 1957b], где вопрос — «точка излома или искривление?» — выдвинут заглавием подраздела. Для получения досто-

верных результатов необходимо строго определить границы произвола, вносимого обработкой наблюдений. При графическом методе это весьма затруднительно. Об этом свидетельствует дискуссия о характере спектрального распределения тяжелых аэроионов, начатая в работах [Nolan J. J., 1916; Blackwood, 1920; Nolan P. J., 1921; Nolan J. J., 1923; Nolan J. J., Sachy, 1927; Boulan, 1931] и продолжающаяся до последнего времени [Фукс, 1955; El Nadi, Farag, 1960, 1961].

Графический метод оказывается неудобным, если диапазон подвижностей широк. В практике часто приходится обрабатывать данные о спектре аэроионов с отношением крайних подвижностей 10 000 и более, в то время как на одном графике трудно охватить спектр с шириной более одного порядка. Отказаться от линейного масштаба при построении графиков не удалось, непродуманное применение логарифмического масштаба подвижностей [Hoegl, 1963] привело только к ошибкам.

Интересные идеи о применении логарифмического масштаба можно найти в работе [Aoki, Kato, 1954], однако эти идеи не позволяли еще найти методику обработки наблюдений, удовлетворительную в смысле трудоемкости.

Обработку наблюдений можно провести и численным методом, который нашел применение при определении частной плотности заряда легких ионов [Баранов, 1925; Baranow, Stschepotjewa, 1928; Щепотьева, 1929].

Основным преимуществом численного метода является возможность оценки ошибок результатов, вызванных ошибками измерения, и строгое определение границ неопределенности, обусловленной заданием функции $I(\psi)$ рядом точек. Отпадают и затруднения при широком диапазоне подвижностей.

При численном методе производные определяются на основе формул конечных приращений. Применение интерполяционных методов было бы необоснованным, так как о характере функции $q(k)$ нельзя предварительно ничего предполагать, кроме непрерывности [Таммет, 1962 г]. Физические соображения позволяют предполагать также непрерывность функции $I(\psi)$ и его производных. Условимся точки I_n выбирать в монотонной очереди. Если ψ является напряжением, то рассмотрим ψ_n только с одной полярностью. При отмеченных предположениях действительны следующие утверждения [Таммет, 1962 г]:

а) в промежутке (ψ_1, ψ_2) всегда существует такое $\psi = \xi_1$, что

$$\frac{\partial I(\xi_1)}{\partial \psi} = \frac{I_2 - I_1}{\psi_2 - \psi_1} \quad (29.1)$$

(формула Лагранжа);

б) в промежутке (ψ_1, ψ_2) всегда существует такое $\psi = \xi_2$, что

$$h_{\psi} I(\xi_2) = \frac{\psi_2 I_1 - \psi_1 I_2}{\psi_2 - \psi_1}; \quad (29.2)$$

в) в промежутке (ψ_1, ψ_2) всегда существует такое $\psi = \xi_3$, что

$$\xi_3 h_\psi I(\xi_3) = 2\psi_1\psi_2 \frac{\psi_2 I_1 - \psi_1 I_2}{\psi_2^2 - \psi_1^2}; \quad (29.3)$$

г) в промежутке (ψ_1, ψ_2) всегда существует такое $\psi = \xi_4$ и в промежутке (ψ_3, ψ_4) — такое $\psi = \xi_5$, что

$$\frac{\frac{\partial I(\xi_4)}{\partial \psi} - \frac{\partial I(\xi_5)}{\partial \psi}}{h_\psi I(\xi_4) - h_\psi I(\xi_5)} = \frac{(\psi_4 - \psi_3)(I_2 - I_1) - (\psi_2 - \psi_1)(I_4 - I_3)}{(\psi_4 - \psi_3)(\psi_2 I_1 - \psi_1 I_2) - (\psi_2 - \psi_1)(\psi_4 I_3 - \psi_3 I_4)}; \quad (29.4)$$

д) если ψ_2 находится в промежутке (ψ_1, ψ_3) , то в этом же промежутке находится такое $\psi = \xi_6$, что

$$\xi_6^3 \frac{\partial^2 I(\xi_6)}{\partial \psi^2} = 2\psi_1\psi_2\psi_3 \frac{(\psi_3 - \psi_2)I_1 - (\psi_3 - \psi_1)I_2 + (\psi_2 - \psi_1)I_3}{(\psi_3 - \psi_2)(\psi_3 - \psi_1)(\psi_2 - \psi_1)} \quad (29.5)$$

При помощи формул (29.1) — (29.5) можно вычислить все характеристики, которые в первой главе выражены через производные функции $I(\psi)$ или $P(\psi)$. Формула (29.4) позволяет вычислить также среднюю подвижность

$$\bar{k}(k_1, k_2) = \frac{\int_{k_1}^{k_2} k Q(k) dk}{\int_{k_1}^{k_2} Q(k) dk} = \frac{\lambda(k_1, k_2)}{Q(k_1, k_2)}. \quad (29.6)$$

Приведем ниже расчетные формулы для интегрального счетчика и дифференциального счетчика первого порядка при методе варьирования напряжения. Неопределенность аргумента в формулах конечных разностей интерпретируем как ошибку измерения подвижностей. Подвижность, определенную только заданием промежутка, обозначим через \bar{k} . Среднюю подвижность промежутка обозначим k и соответствующую пределам неопределенности максимальную относительную ошибку через δ_k .

а) Интегральный счетчик. Вычисление частных плотностей заряда, частных подвижностей и средних подвижностей. Напряжения U_n выбраны в порядке возрастания индексов: $U_1 < U_2 < U_3 < U_4$.

$$Q(\bar{k}_2, \bar{k}_1) = \frac{(U_2 - U_1)(U_4 P_3 - U_3 P_4) - (U_4 - U_3)(U_2 P_1 - U_1 P_2)}{(U_2 - U_1)(U_4 - U_3)}, \quad (29.7)$$

$$\lambda(\bar{k}_2, \bar{k}_1) = \frac{\Phi[(U_4 - U_3)(P_2 - P_1) - (U_2 - U_1)(P_4 - P_3)]}{4\pi C(U_4 - U_3)(U_2 - U_1)}, \quad (29.8)$$

$$\bar{k}(\bar{k}_2, \bar{k}_1) = \frac{\Phi[(U_4 - U_3)(P_2 - P_1) - (U_2 - U_1)(P_4 - P_3)]}{4\pi C[(U_2 - U_1)(U_4 P_3 - U_3 P_4) - (U_4 - U_3)(U_2 P_1 - U_1 P_2)]}, \quad (29.9)$$

$$\bar{k}_2 = \frac{\Phi(U_3 + U_4)}{8\pi C U_3 U_4}, \quad (29.10)$$

$$\bar{k}_1 = \frac{\Phi(U_1 + U_2)}{8\pi C U_1 U_2}. \quad (29.11)$$

$$\delta_{k_2} = \frac{U_4 - U_3}{U_4 + U_3}, \quad (29.12)$$

$$\delta_{k_1} = \frac{U_2 - U_1}{U_2 + U_1} \quad (29.13)$$

б) Интегральный счетчик. Вычисление спектральной функции $q(k)$. Соблюдается условие $U_1 < U_2 < U_3$.

$$q(\bar{k}) = \frac{8\pi C U_1 U_2 U_3 [(U_3 - U_1)P_2 - (U_3 - U_2)P_1 - (U_2 - U_1)P_3]}{\Phi(U_3 - U_1)(U_3 - U_2)(U_2 - U_1)}, \quad (29.14)$$

$$\bar{k} = \frac{\Phi(U_1 + U_3)}{8\pi C U_1 U_3}, \quad (29.15)$$

$$\delta_k = \frac{U_3 - U_1}{U_3 + U_1} \quad (29.16)$$

Чтобы получить наиболее однородную информацию во всем исследуемом промежутке подвижностей и упростить вычислительную работу, желательно, если это возможно, точки U_n выбирать в определенном порядке. Для вычисления $q(k_1, k_2)$, $\lambda(k_1, k_2)$ и $\bar{k}(k_1, k_2)$ целесообразно U_n выбирать попарно, что позволяет более четко определить границы промежутка (\bar{k}_1, \bar{k}_2) . При этом отношение U_{n+1}/U_n имеет для всех четных n одно значение, а для всех нечетных n другое значение. Меньшее из этих отношений определяет ошибку подвижности, а их произведение — ширину промежутка (k_2, k_1) . Для определения спектральной функции $q(k)$ целесообразно выбрать U_n с постоянным отношением U_{n+1}/U_n . Значения $q(k)$ вычисляются по каждой тройке соседних U_n , получая при m точках функции $P(U)$ всего $m - 2$ точек функции $q(k)$. Расчетные формулы будут следующие.

а) Выбирая

$$\frac{U_4}{U_3} = \frac{U_2}{U_1} = \alpha \quad (29.17)$$

и

$$\frac{U_4}{U_2} = \frac{U_3}{U_1} = \beta, \quad (29.18)$$

имеем

$$\varrho(\tilde{k}_2, \tilde{k}_1) = \frac{\alpha(P_3 - P_1) - (P_4 - P_2)}{\alpha - 1}, \quad (29.19)$$

$$\lambda(\tilde{k}_2, \tilde{k}_1) = \frac{\Phi[\beta(P_2 - P_1) - (P_4 - P_3)]}{4\pi CU_3(\alpha - 1)}, \quad (29.20)$$

$$\bar{k}(\tilde{k}_2, \tilde{k}_1) = \frac{\Phi}{4\pi CU_3} \frac{\beta(P_2 - P_1) - (P_4 - P_3)}{\alpha(P_3 - P_1) - (P_4 - P_2)}, \quad (29.21)$$

$$\bar{k}_2 = \frac{\Phi(1 + \alpha)}{8\pi CU_4}, \quad (29.22)$$

$$\bar{k}_1 = \frac{\Phi(1 + \alpha)}{8\pi CU_2}, \quad (29.23)$$

$$\delta_{k_2} = \delta_{k_1} = \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}. \quad (29.24)$$

б) Выбирая U_1 , U_2 и U_3 так, что

$$\frac{U_{n+1}}{U_n} = 1 + \delta, \quad (29.25)$$

имеем

$$\varrho(\tilde{k}) = \frac{4\pi CU_3}{\Phi\delta^2} \left[(2P_2 - P_1 - P_3) + \frac{\delta}{2 + \delta} (P_3 - P_1) \right], \quad (29.26)$$

$$\bar{k} = \frac{\Phi \left(1 + \delta + \frac{1}{1 + \delta} \right)}{8\pi CU_2} \approx \frac{\Phi}{4\pi CU_2}, \quad (29.27)$$

$$\delta_k = \frac{(1 + \delta)^2 - 1}{(1 + \delta)^2 + 1} \approx \delta. \quad (29.28)$$

в) Дифференциальный счетчик первого порядка с разделенным конденсатором. $U_2/U_1 = \alpha > 1$.

$$\varrho(\tilde{k}_a, \tilde{k}_b) = \frac{\alpha I_1 - I_2}{(\alpha - 1)\Phi}, \quad (29.29)$$

$$\bar{k}_a = \frac{(\alpha + 1)\Phi}{8\pi(C_1 + C_2)U_2}, \quad (29.30)$$

$$\bar{k}_b = \frac{(\alpha + 1)\Phi}{8\pi C_1 U_2}, \quad (29.31)$$

$$\delta_{ka} = \delta_{kb} = \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}, \quad (29.32)$$

$$q(\dot{k}) = \frac{8\pi C_1 (C_1 + C_2) U_2}{C_2 \Phi^2} \frac{\alpha I_1 - I_2}{\alpha^2 - 1}, \quad (29.33)$$

где

$$\bar{k} = \frac{(\alpha C_1 + C_1 + \alpha C_2)\Phi}{8\pi U_2 C_1 (C_1 + C_2)}, \quad (29.34)$$

$$\delta_k = \frac{\alpha(C_1 + C_2) - C_1}{\alpha(C_1 + C_2) + C_1} \quad (29.35)$$

Составляя программу измерений, следует иметь в виду, что ошибки результатов увеличиваются при повышении точности определения подвижностей путем уменьшения постоянных α и β . Вопрос оценки ошибок измерения будет рассмотрен в следующем параграфе. При изучении атмосферной ионизации интегральным счетчиком со средней чувствительностью и точностью [Рейнет, 1956] наиболее подходящими оказались отношения $\alpha = 2$ и $\beta = 5$. По рекомендации автора такие отношения использовались при многолетних наблюдениях атмосферной ионизации, проведенных в Тарту П. К. Прюллером. Обработка наблюдений производилась по формулам (29.19) и (29.21) с применением малой вычислительной машины.

Вопрос о трудоемкости обработки наблюдений следует решать в каждом случае отдельно, учитывая конкретные условия. При этом надо иметь в виду и возможности механизации вычислительной работы, так как применение современных вычислительных средств может значительно повысить эффективность численного метода. В одних случаях более удобным может оказаться графический метод, а в других — численный. В качестве примера производилось сравнение графического и численного метода для вычисления частных плотностей заряда при интегральном счетчике. Ряд предельных подвижностей был следующий: 1; 0,5; 0,1; 0,05; 0,01; 0,005; 0,001; 0,0005; 0,0001; 0,00005 (все $\frac{см^2}{в \cdot сек}$) Вычислялись частные плотности заряда в пяти диапазонах $q[(0,75 \pm 0,25) \frac{см^2}{в \cdot сек}, \infty]$, $q[(0,075 \pm 0,025) \frac{см^2}{в \cdot сек}, (0,75 \pm 0,25) \frac{см^2}{в \cdot сек}]$ и т. д. Вычисления производились лаборантом, ранее не имевшим опыта обработки наблюдений ни одним, ни другим методом. При численном методе использовалась полноклавишная вычислительная машина ВМП-2. Для освоения обоих

методов предварительно было затрачено на каждый из них по одному рабочему дню. Хронометрирование выполнения контрольных заданий показало, что на обработку наблюдений графическим методом затрачивалось в описанных условиях в 2,5 раза больше времени, чем на обработку такого же количества данных численным методом.

§ 30. Оценка случайных ошибок измерения характеристик спектрального распределения аэроионов

Ошибки характеристик спектрального распределения аэроионов больше ошибок измерения условной плотности заряда. При этом значение имеют не только непосредственные ошибки наблюдений, а также нестабильность спектра аэроионов во время измерений. Последний фактор отпадает в случае, когда точки $I(k_n)$ снимаются одновременно.

Требования к точности оценки ошибок не высоки, что позволяет допустить некоторые упрощения. Предположим, что параметры измерительного конденсатора известны точно. В случае необходимости можно опущенную ошибку оценить отдельно и добавить к результату.

Рассмотрим оценку ошибок для интегральных счетчиков.

Дисперсию ошибок измеряемой величины x разлагаем на две составляющих $\sigma_x^2 = \sigma_I^2 + \sigma_p^2$ где σ_I характеризует ошибку, обусловленную прибором, а σ_p — ошибку, обусловленную флюктуациями спектра аэроионов во времени. Для оценки σ_I допустим, что спектр аэроионов стабилен. Ошибки, обусловленные прибором, практически взаимно независимы. Пренебрегая систематическими ошибками, можно ошибку условной плотности заряда оценить на основе формул (28.9) — (28.11). Для упрощения примем все P_n , входящие в одну формулу обработки наблюдений, равными между собой и обозначим через \bar{P} . На основе изложенных предположений вычисление дисперсии σ_I^2 при обработке наблюдений по формулам (29.19), (29.20) и (29.26) несложно.

Флюктуация спектра аэроионов во времени приводит к тому, что ряд поочередно измеренных значений P_1, P_2, \dots, P_n не представляет функцию $P(U_n)$ для какого-нибудь определенного промежутка времени. При оценке σ_p допустим, что отношение α , встречающееся в формуле (29.19), близко к единице. Это позволяет дисперсии флюктуаций разностей $\alpha P_1 - P_2$ и $\alpha P_3 - P_4$ оценить по дисперсии разности $P_n - P_{n+1}$, где P_n и P_{n+1} соответствуют одинаковой предельной подвижности. Примем обозначение $s_\Delta = \sigma_{(P_n - P_{n+1})} / \bar{P}$. Для определения s_Δ надо выполнить специальные дополнительные измерения, при которых соблюдается такой же режим времени, как и при основной серии наблюдений.

Таким же образом оценим дисперсию флуктуаций разности $2P_2 - P_1 - P_3$, которая встречается в формуле (29.26). Соответствующее относительное среднее квадратическое отклонение обозначим через $s_{\Delta\Delta} = \sigma(2P_n - P_{n-1} - P_{n+1}) / \bar{P}$

Благодаря описанным упрощениям формулам оценки ошибок можно придать простой вид, пригодный для практических расчетов. Для обработки наблюдений по формулам (29.19) и (29.20) получим

$$\sigma_Q(\bar{k}_1, \bar{k}_2) \approx \frac{\sqrt{2(\sigma_P^2 + \alpha^2 \sigma_P^2 + \bar{P}^2 s_{\Delta}^2)}}{\alpha - 1}, \quad (30.1)$$

$$\sigma_{\lambda}(\bar{k}_1, \bar{k}_2) \approx \frac{k_2 \sqrt{(1 + \beta^2)(2\sigma_P^2 + \bar{P}^2 s_{\Delta}^2)}}{\alpha - 1} \quad (30.2)$$

Здесь дополнительно допущено, что ошибки разностей $P_2 - P_1$ и $P_4 - P_3$ взаимно независимы и их дисперсии между собой равны. \bar{P} является некоторым средним значением условных плотностей заряда P_1, P_2, P_3, P_4 .

Для обработки наблюдений по формуле (29.26) в предположении, что параметр δ является малым, найдем:

$$\sigma_Q(\bar{k}) \approx \frac{\sqrt{6\sigma_P^2 + P_2^2 s_{\Delta\Delta}^2}}{\bar{k} \delta^2} \quad (30.3)$$

При дифференциальных счетчиках первого порядка расчет вполне аналогичен. При дифференциальном методе второго порядка оценка ошибок наиболее проста, ибо определяемая величина находится по результату одного измерения и, следовательно, отпадает флуктуационная составляющая ошибки.

В практике наиболее часто используется интегральный метод, при котором флуктуации условной плотности заряда являются основным фактором, ограничивающим точность измерения. На случайные колебания тока через собирающую обкладку счетчика обращалось внимание в целом ряде работ (Shepard, 1932; Баранов, Кравченко, 1934; Shaffhauser, 1952; Schilling, Carson, 1953; Dessauer, Graffunder, Laub, 1955—1956; Sagalyn, Faucher, 1956, 1957; Siksna, Lindsay, 1961; Siksna, Eichmeier, 1961; Siksna, Schmeer, 1961]. Однако авторы упомянутых работ ограничиваются лишь приведением примеров записи условной плотности заряда и обращают основное внимание на анализ причин флуктуаций, оставляя проблему количественных закономерностей незатронутой.

Для получения количественных данных о флуктуациях условной плотности заряда атмосферного воздуха были проведены

наблюдения при помощи быстродействующего счетчика, специально сконструированного для этой цели. Указанный счетчик был включен по схеме с заземляемой внутренней обкладкой. Параметры и режим измерительного конденсатора определены следующими цифрами: $r_2 = 14$ см, $r_1 = 2,3$ см, $l = 45$ см, $\Phi = 1,5$ м³/сек, $U = 2$ кв, $k = 5$ см²/в. сек. Источником напряжения служит стабилизированный выпрямитель $BC - 22$ с дополнительным интегрирующим RC фильтром, данные которого $R = 2$ Мом, $C = 100$ мкф. Отсутствие помех от случайных колебаний напряжения было установлено измерением при выключенном потоке воздуха. Время заполнения измерительного конденсатора $t_0 = 0,02$ сек позволяет считать влияние флюктуаций плотности объемного заряда на результаты измерения ничтожно малым. Это проверено специальными измерениями в режиме $U = 0$. Ток через внутреннюю обкладку измерительного конденсатора измерялся методом падения напряжения на сопротивлении. Использовался быстродействующий динамический электрометр. Постоянная времени переходного процесса $\tau = 0,4$ сек. Запись велась электронным потенциометром ЭПП-09М2 с временем пробега каретки всей шкалы 1 сек. В опытах, данные которых будут приведены ниже, скорость движения ленты была 1,33 мм/сек.

Счетчик был установлен в будке, расположенной недалеко от города Тарту на территории актинометрической станции Института физики и астрономии АН ЭССР. Во время описываемых опытов ветер дул со стороны ровного поля, простирающегося, примерно, на полкилометра от будки. Город был на подветренной стороне.

Воздух забирался с высоты 5 м от поверхности земли и подводился к счетчику через вертикальный деревянный канал квадратного сечения длиной 2,6 м. Ширина канала сужается от 60 см на верхнем конце до 45 см у входного отверстия счетчика. Выбрасывание воздуха производилось на удалении 12 м от счетчика в подветренную сторону.

Измерения осуществлялись 26 июля и 1—2 августа 1963 г. Объектом измерения была выбрана положительная проводимость. Для сравнения проводились и некоторые измерения отрицательной проводимости. Характер записи практически не зависел от полярности. Для детальной обработки рассматривались данные за два промежутка времени. В первый промежуток, с 19 до 21 часов (по местному солнечному времени) 1 августа интенсивность флюктуаций была близкой к максимальной. Метеорологические условия были следующие: небо безоблачное, ветер западный 2—2,5 м/сек (на высоте 8 м), температура воздуха на высоте 2 м около +25° С, температура поверхности почвы приблизительно столько же, относительная влажность около 50%, давление 761 мм рт. ст. Во второй промежуток, с 1 до 2 часов

2 августа интенсивность флюктуаций была минимальной за период наблюдений. Метеорологические данные: небо безоблачное, ветер западный и юго-западный 2,5—3 м/сек, температура воздуха на высоте 2 м около +18°С, температура почвы +14°С, относительная влажность около 80%, давление 761 мм рт ст. Малая интенсивность флюктуаций проводимости в этих условиях объясняется сильной инверсией температуры, что приводит к уменьшению интенсивности турбулентного перемешивания приземного воздуха. Средняя проводимость за второй промежуток наблюдений оказалась в два раза ниже, чем за первый.

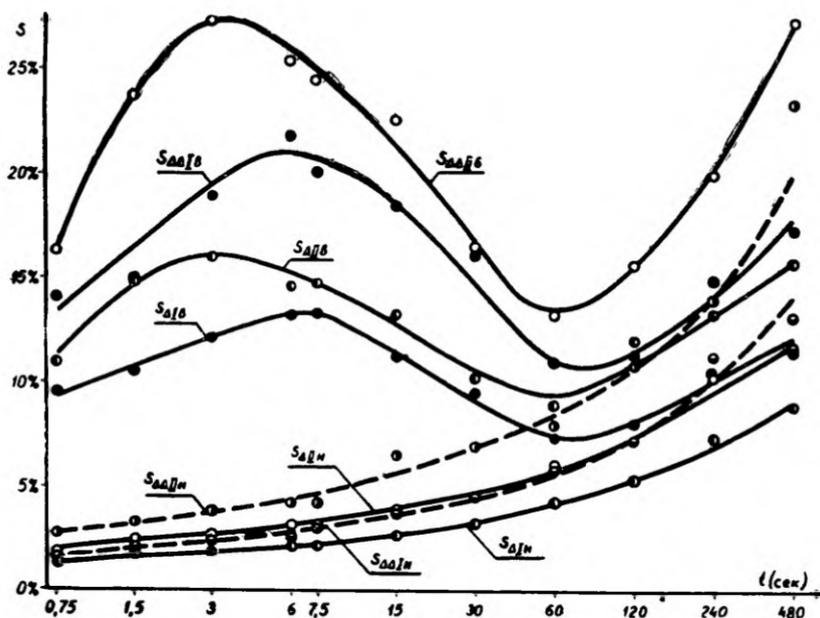


Рис. 30.1 Результаты изучения флюктуаций проводимости атмосферного воздуха. Индексами *v* и *n* отмечены результаты вечерних и ночных наблюдений.

В дальнейшем наблюдения за описанные два промежутка времени будем называть сокращенно вечерними и ночными наблюдениями.

Метод обработки результатов следующий. По записи определялись средние проводимости для последовательных промежутков времени с длительностью 0,75; 1,5; 3; 6; 12; 24; 48 сек и 7,5; 15; 30; 60; 120; 240; 480 сек. В сериях осреднения через $t = 0,75$ сек, $t = 1,5$ сек и т. д. вычислялось по $768 \text{ сек}/t$ значений средней проводимости как для вечерних, так и для ночных

наблюдений. В сериях осреднения через $t = 7,5$ сек, $t = 15$ сек и т. д. вычислялось по $7680 \text{ сек}/t$ значений средней проводимости для вечерних наблюдений и по $3840 \text{ сек}/t$ значений для ночных наблюдений. На основе полученных данных определялись s_{Δ} и $s_{\Delta\Delta}$ для разных времен осреднения. Вычисления проведены для двух режимов времени. При режиме I определялись разности средних проводимостей соседних интервалов осреднения. Это соответствует методу накопления заряда при условии, что циклы следуют непосредственно друг за другом без заметной затраты времени на переключения. При режиме II определялись разности средних проводимостей интервалов, взятых через один. Это соответствует условиям, при которых на переключение схемы затрачивается такое же время, как и на накопление заряда.

Результаты представлены в виде графиков на рис. 30.1.

Данные, относящиеся ко времени осреднения $0,75$ сек, несколько искажены влиянием инерционности регистратора.

Из результатов описанных опытов вытекает ряд заключений. Как и следовало ожидать, зависимость $s_{\Delta\Delta I}$, $s_{\Delta\Delta II}$ и $s_{\Delta\Delta II}$ от времени осреднения повторяет в общих чертах функцию $s_{\Delta I}(t)$. $s_{\Delta I}$, $s_{\Delta II}$, $s_{\Delta\Delta I}$, $s_{\Delta\Delta II}$ относятся соответственно к режиму I или режиму II. С незначительными отклонениями соблюдается соотношение

$$s_{\Delta II}(t) = 1,26 s_{\Delta I}\left(\frac{3}{2}t\right) \quad (30.4)$$

Последний результат найден на основе анализа значений отношения $2s_{\Delta II}(t)/[s_{\Delta I}(t) + s_{\Delta I}(2t)]$. График частоты отклонений указанного отношения от коэффициента формулы (30.4) приведен на рис. 30.2. На рис. 30.2 учтены все результаты для времен осреднения от 3 до 25 сек и от 7,5 до 240 сек.

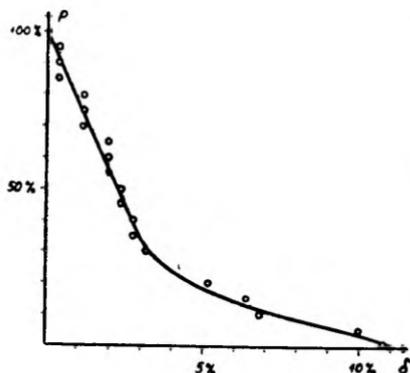


Рис. 30.2. График частоты ошибок формулы (30.4). p — частота ошибок, превышающих δ .

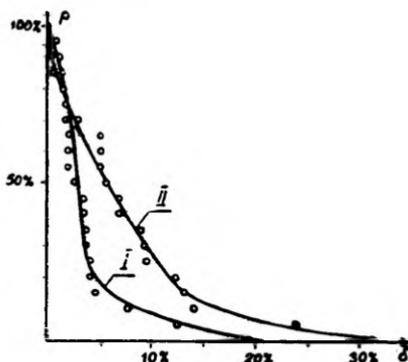


Рис. 30.3. График частоты ошибок формулы (30.5). Римские цифры при графиках обозначают режим.

По аналогичным соображениям составлена формула

$$s_{\Delta\Delta}(t) = s_{\Delta}(t) \sqrt{4 - 1,6 \frac{s_{\Delta}^2\left(\frac{3}{2}t\right)}{s_{\Delta}^2(t)}} \quad (30.5)$$

График частоты отклонений опытных значений от формулы (30.5) приведен на рис. 30.3.

Характер зависимости s_{Δ} от времени осреднения заслуживает внимания ввиду практического интереса. В условиях малых флюктуаций s_{Δ} возрастает при увеличении времени осреднения монотонно. Возрастание s_{Δ} объясняется медленными колебаниями проводимости вследствие изменения метеорологических условий. Характер функции $s_{\Delta}(t)$ в условиях сильных флюктуаций совершенно иной. При времени осреднения $5 \div 10$ сек кривая имеет максимум и при времени $60 \div 120$ сек — минимум. Отношение соответствующих значений s_{Δ} в нашем случае составляет 1,9. Описанный характер функции $s_{\Delta}(t)$ имеет большое значение для обоснованного выбора времени накопления заряда. Полученные результаты показывают, что тенденция выбирать время накопления заряда меньше одной минуты является сомнительной. Выбор времени накопления заряда в пределах от одной до трех минут кажется удачным. Эти выводы основаны на небольшом опытном материале и поэтому носят предварительный характер. При планировании обсерваторных наблюдений за ионизацией атмосферного воздуха желательно провести специальные измерения для изучения функции $s_{\Delta}(t)$ в конкретных условиях.

Количественные результаты описанных опытов указывают на то, что в условиях малых флюктуаций (во время ночной инверсии температуры) интегральным методом можно измерить спектральную функцию легких ионов при полуширине промежутка неопределенности подвижности в 15% со средней квадратической ошибкой около 20%. Выгодность ночных условий для изучения спектрального распределения аэроионов отмечена и в работе [Norinder, Sikсна, 1953]. В невыгодных условиях даже при полуширине промежутка неопределенности подвижности на 30% средняя квадратическая ошибка будет не ниже 30%. При этом детальное изучение функции $\varrho(k)$ практически теряет смысл.

Надо отметить, что все сделанные заключения действительно только тогда, когда найденные значения P_n или $\varrho(k_1, k_2)$, $\lambda(k_1, k_2)$ и $\varrho(k)$ не будут последствием осреднены по нескольким последовательным сериям измерений. В противном случае принципиально можно достичь более высокую точность. Силу теряют и приведенные соображения по выбору времени накопления заряда. Действительно, нетрудно показать, что n -кратное умень-

шение времени накопления заряда при условии осреднения результатов соответствующих n серий измерений приводит всегда к уменьшению влияния флюктуации P_n на конечный результат.

Выше было рассмотрено влияние флюктуаций при измерении тока методом накопления заряда. Легко убедиться, что при методе падения напряжения на сопротивлении результаты измерения подвержены действию флюктуаций условной плотности заряда в большей степени. Поэтому применение метода падения напряжения на сопротивлении для изучения спектрального распределения аэроионов интегральным счетчиком или дифференциальным счетчиком первого порядка вообще нецелесообразно.

Для грубой оценки действия флюктуаций на результат измерения при методе падения напряжения на сопротивлении можно использовать приближенную эквивалентность времен t и $1,7\tau$, указанную в работе [Каган, 1964].

§ 31. Устранение действия случайных колебаний напряжения на результаты измерения

Нестабильность источника напряжения измерительного конденсатора ограничивает чувствительность счетчика, включенного по последовательной схеме. Зависимость чувствительности интегрального счетчика от случайных колебаний напряжения рассмотрена уже в § 28. Количественная оценка показывает, что стабильность обычных электронных стабилизаторов напряжения недостаточна для измерения полярной плотности заряда тяжелых аэроионов в условиях естественной ионизации атмосферного воздуха. Несколько лучше стабильность хороших батарей малогабаритных галетных элементов, для которых $s_{\Delta U}$ (100 сек) поряд-

ка 10^{-5} . При $k_0 = 0,0001 \frac{\text{см}^2}{\text{в. сек.}}$ и $t = 100 \text{ сек}$, σ_p , обусловленное флюктуациями напряжения, превышает 50 эл.зар./см^3 что во многих случаях недопустимо. Более стабильные батареи имеют нежелательно большие габариты и вес. Вышесказанным объясняется интерес к методам устранения действия флюктуаций напряжения питания посредством специальных схем включения.

Известным методом компенсации наведенного тока при изменении напряжения питания является применение мостовой схемы включения счетчика, показанной на рис. 31.1. В зависимости от конкретных обстоятельств можно использовать разные варианты заземления схемы, поэтому на рис. 31.1 заземление не указано. Применение мостовой схемы в аспирационном счетчике описано уже в работе [Erikson, 1921]. Мостовая схема может с одинаковым успехом применяться как при интегральном, так и при дифференциальных методах измерения. Ниже рассмотрен конкретно интегральный счетчик.

В схеме (рис.31.1) электрометр включен в диагональ моста, образованного сопротивлениями R_1 , R_2 и емкостями измерительного конденсатора C и дополнительного компенсационного конденсатора C_1 . Предполагая, что все паразитные емкости вклю-

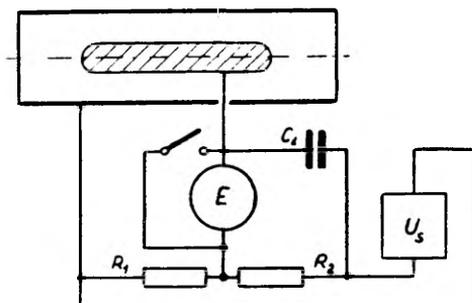


Рис. 31.1. Мостовая схема включения счетчика.

чены параллельно электрометру, имеем условие равновесия

$$\frac{C_1}{C} = \frac{R_1}{R_2}, \quad (31.1)$$

при соблюдении которого изменение напряжения питания схемы на отсчет электрометра не влияет.

Мостовое включение целесообразно, когда выигрыш чувствительности из-за уменьшения дисперсии $s_{\Delta UC}^2$, определяемой при мостовой схеме стабильностью равновесия моста, превышает потерю чувствительности из-за подключения шунтирующей емкости C_1 . В интересах повышения чувствительности полезно емкость C_1 выбрать малой. Однако это требует высокого напряжения питания схемы U_s , которое должно в $(1 + C/C_1)$ раз превышать напряжение измерительного конденсатора.

При заданном напряжении питания мостовой схемы U_s можно ставить задачу нахождения оптимальной емкости $C_{1\text{opt}}$, обеспечивающей минимум ошибки σ_p . Задача решается просто только в случае пренебрежения всеми ошибками, кроме ошибки электрометра σ_{UE} . При этом

$$C_{1\text{opt}} = \sqrt{C(C_0 - C_1)} \quad (31.2)$$

где одной исходной величиной является суммарная емкость изолированной системы, исключая емкость компенсационного кон-

денсатора, $(C_0 - C_1)$ Влияние других источников ошибок можно оценить в первом приближении:

$$C_{1\text{ out}} \approx (1 + \delta) \sqrt{C(C_0 - C_1)}. \quad (31.3)$$

Выражения δ следующие:

1) метод накопления заряда с фиксированным нулем и импультный метод

$$\delta = \frac{R_p^2 \sigma_{QK}^2 + t^2 \sigma_{UR}^2 + KT[(C_0 - C_1) + \sqrt{C(C_0 - C_1)}] R_p^2}{2R_p^2 \sigma_{UE}^2 (C_0 - C_1) [C + \sqrt{C(C_0 - C_1)}]}, \quad (31.4)$$

2) метод накопления заряда с летающим нулем

$$\delta = \frac{t^2 \sigma_{UR}^2 + 2KTR_p t}{2R_p^2 \sigma_{UE}^2 (C_0 - C_1) [C + \sqrt{C(C_0 - C_1)}]}, \quad (31.5)$$

3) метод падения напряжения на сопротивлении

$$\delta = \frac{\tau^2 \sigma_{UR}^2 + KT[(C_0 - C_1) + \sqrt{C(C_0 - C_1)}] R_p^2}{2R_p^2 \sigma_{UE}^2 (C_0 - C_1) [C + \sqrt{C(C_0 - C_1)}]} \quad (31.6)$$

Первое приближение практически достаточное, если $\delta \ll 1$.

Компенсационный конденсатор C_1 должен обладать хорошей изоляцией, ибо утечка вызывает дополнительную ошибку измерения условий плотности заряда. Если допустимое значение этой ошибки ΔP , то сопротивление утечки R_{C_1} должно удовлетворять условию

$$R_{C_1} C_1 \geq \frac{1}{4\pi k_0 \Delta P} \quad (31.7)$$

Постоянная времени саморазрядки лучших конденсаторов с твердым диэлектриком составляет $10^6 - 10^7$ сек. Обычно это недостаточно и следует применять специальные конденсаторы с воздушным диэлектриком. В качестве C_1 может применяться и емкость другого измерительного конденсатора, который не продувается. В последнем случае достигается одновременно компенсация некоторых других паразитных явлений [Комаров, Кузьменко, 1960; Комаров, Кузьменко, Середкин, 1961].

Для компенсации наведенного тока удобен дифференциальный электромметр, при котором компенсирующий сигнал может быть синфазным с изменением напряжения. Деления напряжения не требуется, и на измерительный конденсатор можно подать полное напряжение источника питания, что повысит чувствительность счетчика. Исключается также шунтирующее действие ком-

пенсационного конденсатора. Описываемая схема отличается от обычной последовательной схемы тем, что другой вход электрометра соединяется с источником напряжения через дополнительную цепь, обладающую такой же передаточной функцией, как и цепь, передающая колебания напряжения через измерительный конденсатор на первый вход электрометра [Jonassen, 1962].

Последний принцип компенсации колебаний напряжения источника питания наиболее удачно внедрен в счетчике Имянитова, описанном уже в § 10 настоящей работы. В счетчике Имянитова компенсация осуществляется без применения каких-нибудь дополнительных деталей, используя только симметрию системы, состоящей из двух измерительных конденсаторов.

Другая возможность устранения ошибок, вызванных нестабильностью напряжения источника питания, заключается в замене источника напряжения в цепи счетчика специальным конденсатором опорного напряжения, заряжаемого предварительно от источника питания [Таммет, 1962б, 1963б]. Условие для постоянного времени саморазрядки конденсатора опорного напряжения совпадает с условием (31.7) для компенсационного конденсатора мостовой схемы. Емкость конденсатора опорного напряжения не шунтирует измерительную систему, и напряжение источника питания используется полностью. В то же время описываемый метод позволяет обойтись обычным электрометром без дифференциального входа. Однако этот метод имеет и недостаток: отпадает возможность длительного непрерывного регистрирования тока методом падения напряжения на сопротивлении.

При схемах с заземляемой собирающей обкладкой конденсатор опорного напряжения можно включить между отталкивающей обкладкой и землей. Емкость конденсатора в таком случае должна превышать в десятки раз емкость измерительного конденсатора, в противном случае результаты измерения будут искажены влиянием тока аэроионов противоположной полярности, осаждающихся на отталкивающей обкладке. Большая емкость конденсатора опорного напряжения и повышенные требования к изоляторам отталкивающей обкладки усложняют конструкцию соответствующего счетчика.

Метод конденсатора опорного напряжения является более подходящим в схеме с заземленной внешней обкладкой. При этом по сравнению с обычной схемой целесообразно поменять местами электрометр и источник напряжения. Конденсатор опорного напряжения, таким образом, включается между внутренней обкладкой измерительного конденсатора и входом электрометра, как это показано на рис. 31.2. При измерениях ключ K_1 размыкается только после размыкания ключа K_2 и замыкается до замыкания ключа K_2 . Схема рис. 31.2 может рассмат-

риваться двояко. Принимая конденсатор C_2 за источник напряжения, такую схему надо причислить к последовательным схемам включения счетчика. При другом толковании конденсатор C_2 считается дополнительным элементом электрометра, который, благодаря наличию разделительного конденсатора, допускает наложение высокого постоянного напряжения, сохраняя высокую чувствительность к изменениям этого напряжения. По последним соображениям схему рис. 31.2 следовало бы причислить к параллельным схемам включения счетчика. Не принимаясь за более детальное обсуждение поднятого вопроса, будем в дальнейшем схему рис. 31.2 называть схемой с разделительным конденсатором, указывая этим названием на функцию конденсатора C_2 .

Требование к изоляции разделительного конденсатора совпадает с требованием (31.7)

Емкость конденсатора C_2 целесообразно выбирать в несколько раз большую, чем емкость последовательно включенных измерительного конденсатора и электрометра. В противном случае неизбежна заметная потеря чувствительности.

В схеме рис. 31.2 паразитная емкость C_p распадается на емкость C_p' которая образуется из емкости электрометра и парал-

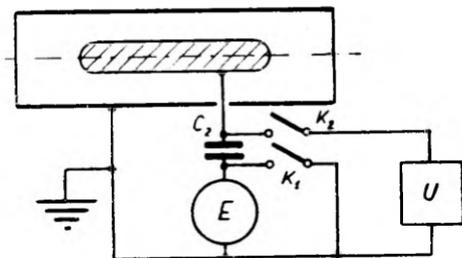


Рис. 31.2 Схема включения счетчика с разделительным конденсатором.

ельной к ней емкости монтажа, и емкость C_p'' , которая включена параллельно с ключем K_2 . Ввиду наличия емкости C_p'' зависимость показания электрометра от случайных колебаний напряжения источника питания не устраняется полностью, а лишь уменьшается в C_p''/C раз. Устранение емкости C_p'' практически невозможно, так как для обеспечения требуемой изоляции внутренней обкладки приходится изоляторы изготовлять двойными, со средним проводящим слоем, включенным к источнику напряжения, и экранировать их от электрического поля. В противном случае неизбежны значительная утечка и возмущения за счет замедленной поляризации изоляторов после переключения напряжения.

Влияние нестабильности источника напряжения устраняется полностью в комбинированной схеме, представленной на рис. 31.3. Условие равновесия при этом отличается от условия (31.1) заменой емкости C на C_p'' , откуда следует, что емкость компенсационного конденсатора C_1 в мостовой схеме с разделительным конденсатором может быть относительно малой. Чувствитель-

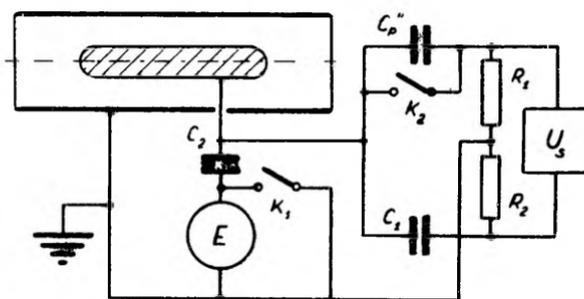


Рис. 31.3. Комбинированная схема включения счетчика.

ность счетчика при описанной схеме, следовательно, лучше, чем при обычной мостовой схеме. Мостовая схема с разделительным конденсатором особенно удобна для счетчика со сменной внутренней обкладкой измерительного конденсатора, ибо условие баланса не зависит от действующей емкости.

Влияние медленных колебаний напряжения питания схемы автоматически устраняется во всех модулирующих счетчиках.

§ 32. Предотвращение краевого эффекта

Наиболее просто краевой эффект предотвращается в счетчиках, включенных по схеме с заземленной внешней обкладкой или по схеме с заземляемой внешней собирающей обкладкой.

Рассмотрим вначале схему с заземленной внешней обкладкой. Для оценки краевого эффекта используем формулу (14.5). Так как эта формула грубо приближенная, то допустимую относительную ошибку δ следует задать с достаточным запасом. Эффективная емкость краевого эффекта должна удовлетворять неравенству

$$C' \leq \frac{\delta}{L} C, \quad (32.1)$$

где L является максимальным ожидаемым значением безразмерного отношения $\lambda_{\pm}\Phi/k_0I(k_0)$.

Чтобы выполнить условие (32.1), следует выбрать достаточно большое расстояние l' между концом внутренней обкладки и перпендикулярной к оси конденсатора плоскостью входного конца внешней обкладки. Для изучения зависимости емкости C' от расстояния l' были поставлены опыты на соответствующей модели. Измерению подлежала емкость C^* между внутренней обкладкой цилиндрического конденсатора и большим металлическим диском, расположенным в плоскости входного конца внешней обкладки. В центре диска имелось отверстие, совпадающее с входным отверстием внешней обкладки. Диск был изолирован от внешней обкладки посредством тонкого кольца из оргстекла. Функция $C^* = C^*(l')$ определялась для шести сменных внутренних обкладок разного диаметра при разных конфигурациях конца. Отношение r_2/r_1 имело следующие значения: 1,09; 1,42; 2,09; 3,62; 8,2; 21. Результаты измерения при плоском конце внутренней обкладки представляются эмпирической формулой

$$l' = r_2[\log(r_2/3C^*) - 0,6 \log(r_2/r_1)]. \quad (32.2)$$

Формула (32.2) составлена так, что она дает систематически преувеличенные значения l' ибо ошибки в другую сторону более опасны. Ошибка расстояния l' вычисленной по этой формуле, не превышает $0,1(l' + r_2)$, если $l'/r_2 > 0,5$ и $r_2/r_1 < 20$.

Опыты, проведенные с внутренними обкладками, имеющими другие конфигурации конца, приводили к аналогичным результатам, позволяющим применять формулу (32.2) с некоторой поправкой. При внутренней обкладке с полуэллипсоидальным концом (отношение осей 2 : 1) из значения l' определенного формулой (32.2), следует вычесть поправку $r_1/2$, если $r_2/r_1 \geq 2$ или $r_1/4$, если $r_2/r_1 < 2$. Для полусферического конца поправка будет $r_1/3$, если $r_2/r_1 \geq 2$ и $r_1/5$, если $r_2/r_1 < 2$.

Подтвержденная опытом логарифмическая зависимость, выраженная формулой (32.2) предсказана известными теоретическими соображениями [Гринберг, 1948]. Последними обосновано и расширение области действия формулы (32.2) на большие отношения l'/r_2 , хотя непосредственную экспериментальную проверку удалось провести только до значения $l'/r_2 = 3$.

Определение емкости C' схоже с определением емкости C^* , поэтому при конструктивном расчете счетчика можно исходить из приближенной оценки $C' \approx C^*$ и вычислить необходимую длину входной трубы, по формулам (32.1) и (32.2) При экспериментальном определении тока краевого эффекта в некоторых счетчиках обнаруживались двух- трехкратные отклонения от соотношения $C' = C^*$ однако благодаря логарифмической за-

висимости эта ошибка компенсируется небольшим запасом длины l'

Достаточно большая длина l' способствует и погашению во входном участке конденсатора внешних аэродинамических возмущений. Последний вопрос мало изучен, и поэтому нельзя дать на этот счет каких-нибудь конкретных указаний. Длину l' нельзя выбрать излишне большой, так как это увеличивает ошибки, вызванные адсорбцией аэроионов.

В схеме с заземленной внешней собирающей обкладкой емкость краевого эффекта C_1 имеет точно определенный смысл и может измеряться обычными методами без всяких дополнительных предположений. Для устранения краевого эффекта емкости C_1 следует выбрать согласно условию (32.1). Зависимость C_1 от l' изучалась модельными измерениями, аналогичными ранее описанным. Измерению подлежала емкость между внутренней обкладкой и входной трубой цилиндрического измерительного конденсатора. Радиусы внешней обкладки и входной трубы были равны между собой и щель между ними составляла $0,05 r_2$. Опыты проводились при шести значениях отношения r_2/r_1 : от 1,09 до 21. Конец внутренней обкладки снабжен сменными насадками разной конфигурации. На основе результатов составлялась эмпирическая формула, рассчитанная подобно формуле (32.2) таким образом, что ошибка не могла иметь отрицательных значений:

$$l' = r_2 [\log(r_2/2C_1) - 0,6 \log(r_2/r_1)]. \quad (32.3)$$

Представленная формула относится к внутренней обкладке с плоским концом. Точность и пределы применимости этой формулы того же порядка, что и для формулы (32.2). При внутренней обкладке с полуэллипсоидальным или полусферическим концом приходится ввести такие же поправки, как и при формуле (32.2).

Необходимая длина l' сокращается, если прикрепить к входному отверстию внешней обкладки металлическую сетку. Расчетные методы позволяют оценить экранирующее действие сетки лишь весьма приближенно. На основе известной формулы экранирующего действия сетки в плоскопараллельном конденсаторе [Каден, 1957] можно предложить приближенную формулу оценки проницаемости сетки, поперечной к оси цилиндрического конденсатора:

$$\frac{C_1}{C_{10}} \approx \frac{2h}{3r_2} \log \frac{h}{2\pi r_0}, \quad (32.4)$$

где C_{10} — емкость при отсутствии сетки, h — размер клетки и r_0 — радиус проволоки.

Коэффициент формулы (32.4) подобран эмпирически. При сетке с $h/r_2 = 0,1$ и $r_0/r_2 = 0,0043$ экспериментальные значения проницаемости до 15% меньше рассчитанных по формуле (при

условии $l'/r_2 > 0,5$). При сетке с $h/r_2 = 0,08$ и $r_0/r_2 = 0,0163$ проникаемость оказалась до 30% меньше рассчитанной, что обусловлено большим отношением r_0/h .

Снабдив измерительный конденсатор сеткой, нельзя забывать об опасности адсорбции аэроионов. Для выбора размеров сетки интерес представляет зависимость параметра AC_1/C_{10} от радиуса проволоки. Расчет показывает, что AC_1/C_{10} убывает монотонно при уменьшении радиуса проволоки, если только $h > 6r_0$. Поэтому можно рекомендовать применение по возможности тонкой проволоки, что позволяет при заданной проникаемости обеспечить меньшую адсорбцию аэроионов.

Вышесказанное иллюстрирует следующий пример. В случае отказа от применения сетки в счетчике, описываемом в § 36 настоящей работы, для сохранения прежней емкости краевого эффекта пришлось бы удлинить внешнюю обкладку на 30%.

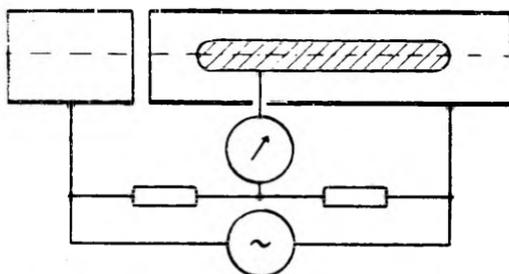


Рис. 32.1. Мост для измерения C_1/C .

В счетчике с заземленной внешней собирающей обкладкой допустимо введение поправки на краевой эффект. Для этого надо знать емкость C_1 точнее, чем дает расчет по формулам (32.3) и (32.4). Точное измерение отношения C/C_1 наиболее удобно выполняется мостом переменного тока, как это показано на рис. 32.1. В случае введения поправки желательно выполнить условие $C/C_1 > k_{max}/k_{min}$, где k_{max} — наибольшая подвижность аэроионов и k_{min} — наименьшая предельная подвижность. На основе формулы (14.6) найдем

$$P(k_0) = P'(k_0) + \frac{C_1}{C} \frac{k_1}{k_0} P(k_1), \quad (32.5)$$

где $P'(k_0)$ — искаженное краевым эффектом значение условной плотности заряда и k_1 — предельная подвижность, превышающая k_{max} .

В счетчиках с заземляемой внутренней собирающей обкладкой подавление краевого эффекта сложнее. Если измеритель-

ный конденсатор не снабжен электростатической защитой, то краевой эффект может оцениваться по данным, приведенным в § 15 настоящей работы. Без электростатической защиты можно обойтись во всех счетчиках для измерения проводимости, в которых для предотвращения краевого эффекта достаточно определить критический расход по сумме действующей емкости и емкости C' . В счетчиках для измерения частных плотностей заряда применение электростатической защиты обычно неизбежно.

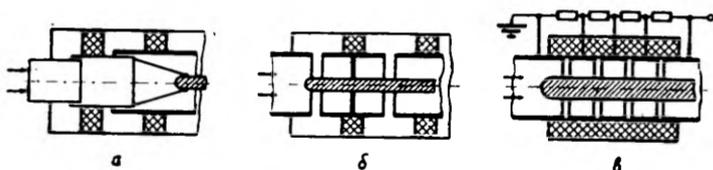


Рис. 32.2. Электростатические защиты.

Наиболее известна электростатическая защита, предложенная Сванном [Swann, 1914 г]. Недостатком обычной конструкции защиты Сванна (рис. 32.2 а) является расширение потока воздуха при входе в измерительный конденсатор, что способствует возникновению турбулентности. Свободным от этого недостатка является усовершенствованный вариант защиты Сванна [Reimers, 1940; Комаров, Кузьменко, Середкин, 1961], изображенный на рис. 32.2 б.

В измерительном конденсаторе с защитой Сванна часть аэроионов осаждается уже на защите. В действующую емкость измерительного конденсатора включается емкость C' соответствующего входного устройства (рис. 15.4 д соответствует рис. 32.2 а и рис. 15.4 б — рис. 32.2 б). Ток проводимости в счетчике с защитой Сванна не является строго линейным, однако это имеет практическое значение лишь в исключительных случаях. Обычно поправка C' относительно мала и может считаться постоянной. Действующая емкость измерительного конденсатора является существенной только для аэроионов, подвижности которых меньше предельной подвижности, и поэтому при оценке C' по рис. 15.3 должна приниматься во внимание только область $I/I_0 \leq C'/C$.

Защита Сванна должна ослабить электрическое поле, проникающее через нее настолько, чтобы емкость C' удовлетворяла бы условию (32.1). Задача о продольном проникновении электрического поля между двумя коаксиальными цилиндрическими поверхностями не решена. Характер ослабления поля известен только в предельных случаях, если радиус внутренней обкладки

равен нулю, или близок к радиусу внешней обкладки [Гринберг, 1948; Каден, 1957]. В обоих случаях напряженность поля убывает по закону, близкому к экспоненциальному. Используя известные теоретические положения и количественные закономерности, установленные на основе опытов, описанных в связи с формулами (32.2) и (32.3), предлагаем приближенную формулу для оценки необходимой длины защиты Сванна

$$l_s = [0,75(r_2 - r_1) + 0,25(r_2 - r_1)^2/r_2] \log(r_2 L / 2C\delta). \quad (32.6)$$

Если внутренняя обкладка не проникает в защиту, следует принимать $r_1 = 0$. Формула (31.6) не проверена непосредственными опытами, поэтому к ней следует относиться с некоторой осторожностью. Формула приведена потому, что для расчета защиты Сванна не имеется никаких других методов.

Электростатическая защита с переходными кольцами [Комаров, 1961] не связана с внутренней обкладкой измерительного конденсатора и мало увеличивает паразитную емкость. Действующая емкость измерительного конденсатора с такой защитой (рис. 32.2 в) постоянная. Определение числа и длин переходных колец ввиду затруднений в теоретическом расчете должно выполняться в основном опытным путем. Расчет защиты упрощается, если длина отдельного кольца в несколько раз превышает расстояние $r_2 - r_1$. В таком случае отношение напряжения первого (со стороны входа воздуха) кольца к напряжению внешней обкладки должно ограничиваться значением $C\delta/C'L$, где C' — емкость краевого эффекта соответствующего входного устройства без защиты (рис. 15,46) при значении параметра $I/I_0 \approx \delta$. Отношения напряжений соседних колец, а также отношение напряжений внешней обкладки к напряжению последнего кольца должны быть меньше C_n/C' где C_n — емкость между переходным кольцом и внутренней обкладкой. Защита с переходными кольцами оказывается конструктивно наиболее удобной для счетчиков с небольшим отношением радиусов обкладок измерительного конденсатора.

Примерно такая же электростатическая защита использована в счетчике с разделенным потоком воздуха [Yunker, 1940], однако эффективность защиты последнего типа намного меньше, что объясняется отсутствием экранирующего действия внутренней обкладки. Емкость краевого эффекта в этой защите определяется соотношением

$$C' = \frac{S}{4\pi l_Y}, \quad (32.7)$$

где S — площадь поперечного сечения потока воздуха в защите и l_Y — длина защиты.

§ 33. Методы определения действующей емкости измерительного конденсатора

Действующую емкость измерительного конденсатора можно определить расчетным путем или непосредственным измерением. Расчетный путь неизбежен при конструировании счетчика. Непосредственное измерение емкости может дать более точный результат. Это позволяет уточнить действующую емкость измерительного конденсатора после изготовления счетчика.

Емкость цилиндрического конденсатора вычисляется по формуле

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (33.1)$$

где l — длина конденсатора, r_2 — радиус внешней обкладки и r_1 — радиус внутренней обкладки. Длина конденсатора при этом определяется с точностью порядка r_2 , что во многих случаях

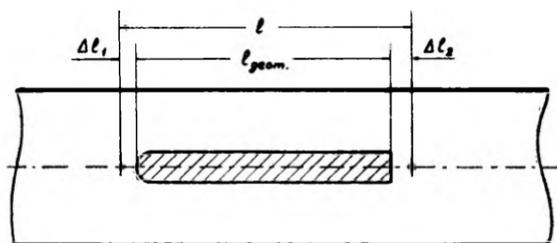


Рис. 33.1. Эффективная длина измерительного конденсатора.

недостаточно [Swann, 1914b]. Изготовление цилиндрического конденсатора с точно ограниченной длиной возможно в случае применения эквипотенциальных удлинений внутренней обкладки. Эквипотенциальное удлинение входного конца измерительного конденсатора допустимо только в случае измерения проводимости [Cagniard, Lévy, 1946], что ограничивает возможности этого метода.

В § 9 настоящей работы описан измерительный конденсатор, действующую емкость которого можно точно вычислить (рис. 9.4), однако конструкция такого конденсатора усложнена.

Формулу (33.1) можно и при обычной конструкции измерительного конденсатора рассматривать как точную, если под величиной l подразумевать соответствующую эффективную длину [Таммет, 1964а]. При достаточно длинном измерительном конденсаторе разность эффективной длины и геометрической длины

внутренней обкладки не зависит от длины обкладки и определяется только конфигурацией концов конденсатора. Можно установить точки эффективных концов внутренней обкладки так, чтобы эффективная длина равнялась расстоянию между ними. Вы сказанное иллюстрируется рис. 33.1. Эффективная длина явля-

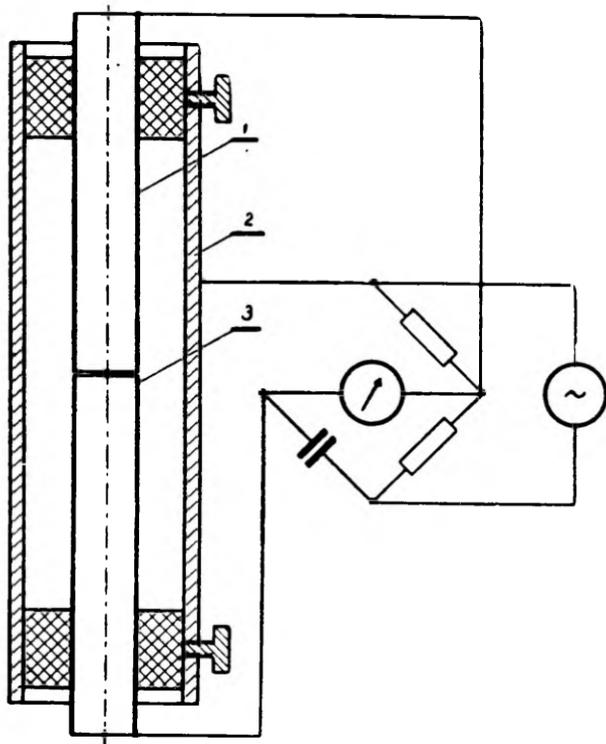


Рис. 33.2. Установка для определения поправок к длине цилиндрического конденсатора: 1 — эквипотенциальное удлинение; 2 — внешняя обкладка; 3 — внутренняя обкладка.

ется суммой геометрической длины и поправок Δl для обоих концов.

При наличии эквипотенциального удлинения поправка $\Delta l = 0$. Поправки $\Delta l'$ для других наиболее употребительных конфигураций конца внутренней обкладки определялись посредством модельных измерений. Экспериментальная установка для этих измерений изображена схематически на рис. 33.2. При помощи моста измеряется емкость между электродами 3 и 2. Электрод 1 служит эквипотенциальным удлинением обкладки 3. Электрическое поле по отношению к полю в идеальном цилиндриче-

ском конденсаторе, так как щель между электродами 2 и 1 сделалась малой. После удаления электрода 1 из конденсатора измеряемая емкость изменялась на ΔC . Отсюда определяется поправка для внутренней обкладки с полным концом:

$$\Delta l = 2\Delta C \ln \frac{r_2}{r_1}. \quad (33.2)$$

Такие измерения произведены при шести различных отношениях r_1/r_2 : 0,048; 0,123; 0,276; 0,479; 0,702 и 0,916.

Для определения поправки Δl при других конфигурациях конца внутренней обкладки измерялось изменение емкости при

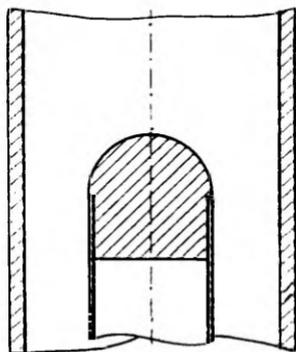


Рис. 33.3. Конец внутренней обкладки с насадкой.

добавлении к электроду 3 соответствующей насадки, как это показано на рис. 33.3. Поправки для внутренней обкладки с плоским концом определялись непосредственно тем же методом, что и в случае внутренней обкладки с полым концом.

Результаты измерений представлены в виде графиков на рис. 33.4. Ошибка кривых 1—2 не превышает 0,01, а ошибка кривых 3—6 не превышает $0,015 \pm 0,03 |\Delta l|/r_2$.

Применимость графиков ограничивается условиями $l' > 3r_2$ и $l_0 > 3(r_2 - r_1)$, где l' — расстояние конца внутренней обкладки от конца цилиндрической части внешней обкладки, l_0 — длина цилиндрической части внутренней обкладки.

Емкость плоского измерительного конденсатора вычисляется по известным формулам.

Емкость измерительного конденсатора с конической внешней обкладкой и цилиндрической внутренней обкладкой может приближенно вычисляться по формуле

$$C \approx \frac{r_1 l}{2(r_2'' - r_2')} \left[\ln \frac{r_2''}{r_1'} + \left(1 + \frac{1}{4} \ln \frac{r_2' r_2''}{r_1^2} \right) \ln \frac{r_2''}{r_2'} + \right. \\ \left. + \sum_{n=3}^{\infty} \frac{1}{n \cdot n!} \left(\ln^n \frac{r_2''}{r_1'} - \ln^n \frac{r_2'}{r_1} \right) \right], \quad (33.3)$$

где r_2 — радиус внешней обкладки у тонкого конца и r_2'' у широкого конца.

При определении длины конического измерительного конденсатора следует учесть поправки на конфигурацию конца внутренней обкладки. Допуская небольшую ошибку, можно использо-

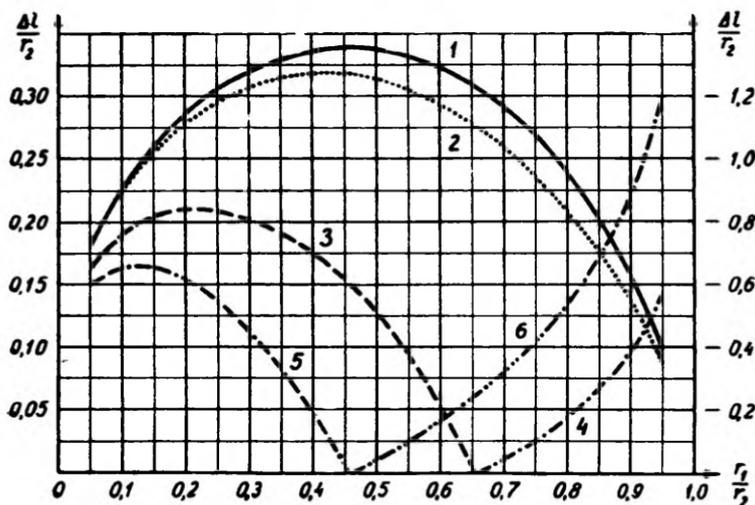


Рис. 33.4. Графики для определения поправок к длине измерительного конденсатора. Левая вертикальная шкала соответствует графикам 1, 2, 3 и 5; правая — графикам 4 и 6. Графики соответствуют следующим конфигурациям конца внутренней обкладки: 1 — поперечная к оси конденсатора плоскость; 2 — поперечно срезанный конец полого цилиндра с толщиной стенки $0,05 r_2$; 3 и 4 — полусфера; 5 и 6 — полуэллипсоид, большая полуось которого равняется диаметру внутренней обкладки (отношение осей 2 : 1).

вать данные рис. 33.4, принимая в качестве r_2 радиус внешней обкладки у рассматриваемого конца.

Непосредственное измерение действующей емкости измерительного конденсатора усложняется необходимостью исключить

паразитные емкости, включенные параллельно к измерительному конденсатору. Если это возможно, то паразитные емкости следует включить параллельно к нулевому индикатору моста. Примером может служить схема рис. 33.2, в которой исключается емкость между электродами 1 и 3. Иногда конструкция измерительного конденсатора не позволяет осуществить описанное включение. Измерение действующей емкости тогда возможно лишь использованием специальных приемов. Один из таких приемов следующий. Из бумаги и фольги изготавливается экран, покрывающий всю внутреннюю поверхность внешней обкладки измерительного конденсатора, но изолированный от последней. Подключив емкость между внутренней обкладкой и экраном параллельно нулевому индикатору, можно измерить паразитную емкость C_p . Затем следует удалить экран и измерить обычным способом суммарную емкость C_0 . Действующая емкость является разностью суммарной и паразитной емкости $C = C_0 - C_p$.

§ 34. Принципы выбора параметров и режима интегрального счетчика

Перед проектированием счетчика задается предельная подвижность или промежуток предельной подвижности, который должен перекрываться регулированием напряжения или расхода. Действующую емкость измерительного конденсатора считаем для конкретного счетчика постоянной, так как регулирование действующей емкости технически сложно и в практике обычно не целесообразно. Заданный промежуток предельной подвижности может перекрываться при разном выборе значения действующей емкости и диапазона напряжения и расхода. Проектировщик счетчика должен решить задачу о правильном выборе действующей емкости и режима измерительного конденсатора.

Стоящая перед нами проблема сложна и разрешить ее в общем виде до конца не удастся. Поэтому внимание концентрируем на некоторых отдельных аспектах, имеющих практическое значение.

В первую очередь рассмотрим зависимость чувствительности счетчика от основных параметров C , Φ и U в условиях фиксированной предельной подвижности. Допустим, что параметры электрометра и относительная нестабильность $S_{\Delta UC}$ или S_{-UC} заданы. Основой анализа являются формулы (28.9)—(28.11). Нетрудно видеть, что при варьировании параметров чувствительность имеет верхний предел, определяемый при методе измерения тока накоплением заряда выражением:

$$\sigma_{p \min} = \frac{s_{\Delta UC}(t)}{4\pi k_0 t}, \quad (34.1)$$

а при методе измерения тока по падению напряжения на сопротивлении:

$$\sigma_{p \min} = \frac{s_{\tau UC}(\tau)}{4\pi k_0 \tau} \quad (34.2)$$

Для приближения к этому пределу необходимо неограниченно увеличивать как расход, так и напряжение.

Масштаб расхода и напряжения определяется абсолютными критическими значениями Φ_{cr} и U_{cr} , являющимися наименьшими значениями указанных параметров, при которых увеличение одного из них приводит к пределу $\sigma_p^2 = 2\sigma_{p \min}^2$. При методе накопления заряда с фиксированным нулем и импульсным методе имеем

$$\Phi_{cr} = \frac{4\pi k_0}{s_{\Delta UC}(t)} \sqrt{\sigma_{QK}^2 + C_p^2 \sigma_{UE}^2 + KTC_p + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{R_p^2}} \quad (34.3)$$

и

$$U_{cr} = \frac{\sigma_{UE}}{s_{\Delta UC}(t)} \quad (34.4)$$

При методе накопления заряда с летающим нулем

$$\Phi_{cr} = \frac{4\pi k_0}{s_{\Delta UC}(t)} \sqrt{C_p^2 \sigma_{UE}^2 + \frac{2Kt}{R_p} + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{R_p^2}}, \quad (34.5)$$

а U_{cr} выражается по-прежнему формулой (34.4)

Здесь и в дальнейшем представляем формулы только для методов накопления заряда. Соответствующие выражения для метода падения напряжения на сопротивлении получаются в пределах настоящего параграфа простой заменой t на τ , $s_{\Delta UC}$ на $s_{\tau UC}$ и σ_{QK} на 0 в формулах, описывающих метод накопления заряда с фиксированным нулем и импульсный метод.

Действующая емкость не имеет абсолютного критического значения, так как при любом значении C неограниченное увеличение Φ и U приводит к пределу $\sigma_p = \sigma_{p \min}$

В практике максимальные расходы и напряжение ограничиваются по техническим соображениям. Наибольшая чувствительность достигается, если расход и напряжение имеют максимально допустимые значения и действующая емкость выбрана согласно этим значениям. Значительное превышение критических значений расхода и напряжения не имеет смысла, хотя это иногда и не вызывает технических затруднений.

Высказанную рекомендацию нельзя соблюдать, если соответствующая действующая емкость превышает предел конкретных

технических возможностей. В таком случае выбирают наибольшие допустимые действующую емкость и напряжение, а расход определяется по действующей емкости и напряжению.

Для рационального выбора действующей емкости интерес представляет характер функции $\sigma_p = \sigma_p(C)$ при фиксированном напряжении. Неограниченное увеличение действующей емкости приводит к пределу

$$\lim_{C \rightarrow \infty} \sigma_p = \frac{\sqrt{\frac{\sigma_{UE}^2}{U^2} + s_{\Delta UC}^2(t)}}{4\pi k_0 t} \quad (34.6)$$

σ_p^2 достигает двойного предельного значения при критическом значении действующей емкости $C = C_{crU}$. При методе накопления заряда с фиксированным нулем и импульсным методе получим:

$$C_{crU} = \frac{C_p \sigma_{UE}^2 + \frac{KT}{2}}{\sigma_{UE}^2 + U^2 s_{\Delta UC}^2(t)} + \sqrt{\left(\frac{C_p \sigma_{UE}^2 + \frac{KT}{2}}{\sigma_{UE}^2 + U^2 s_{\Delta UC}^2(t)} \right)^2 + \frac{\sigma_{QK}^2 + C_p^2 \sigma_{UE}^2 + KTC_p + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{R_p^2}}{\sigma_{UE}^2 + U^2 s_{\Delta UC}^2(t)}} \quad (34.7)$$

При методе накопления заряда с летающим нулем:

$$C_{crU} = \frac{C_p \sigma_{UE}^2}{\sigma_{UE}^2 + U^2 s_{\Delta UC}^2(t)} + \sqrt{\left(\frac{C_p \sigma_{UE}^2}{\sigma_{UE}^2 + U^2 s_{\Delta UC}^2(t)} \right)^2 + \frac{C_p^2 \sigma_{UE}^2 + \frac{2KTt}{R_p} + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{R_p^2}}{\sigma_{UE}^2 + U^2 s_{\Delta UC}^2(t)}} \quad (34.8)$$

Для выбора параметров счетчиков легких ионов и счетчиков для измерения проводимости интерес представляет зависимость чувствительности от действующей емкости при фиксированном значении расхода. В таком случае для повышения чувствительности следует действующую емкость уменьшить, увеличивая одновременно напряжение. По сравнению с предыдущим случаем характер зависимости чувствительности от C является обратным.

И в настоящем случае можно указать критическую емкость $C_{cr\Phi}$, при которой σ_p^2 достигает двойного предельного значения $\lim_{C \rightarrow 0} \sigma_p^2$.

При методе накопления заряда с фиксированным нулем и импульсном методе получим:

$$C_{cr\Phi} = \sqrt{2C_p^2 + \frac{\sigma_{QK}^2 + 2KTC_p}{\sigma_{UE}^2} + \left(\frac{KT}{2\sigma_{UE}^2}\right)^2 + \left(\frac{\Phi_s \Delta UC(t)}{4\pi k_0 \sigma_{UE}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{UR} t}{\sigma_{UE} R_p}\right)^2} - \frac{KT}{2\sigma_{UE}^2} - C_p. \quad (34.9)$$

При методе накопления заряда с летающим нулем:

$$C_{cr\Phi} = \sqrt{2C_p^2 + \left(\frac{\Phi_s \Delta UC(t)}{4\pi k_0 \sigma_{UE}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{UR} t}{\sigma_{UE} R_p}\right)^2} - C_p. \quad (34.10)$$

Расчет счетчика на заданный промежуток предельной подвижности (k_{min} , k_{max}) сложнее. Режим счетчика будет описываться функциями от предельной подвижности. Для упрощения расчетов чувствительность счетчика можно характеризовать следующим критерием:

$$\eta = \sigma_p^2(k_{min}) + \Theta^2 \sigma_p^2(k_{max}), \quad (34.11)$$

где параметр Θ выбирается равным среднему отношению $P(k_{min})/P(k_{max})$ или по другим соображениям. Очевидно, что при $k_0 = k_{min}$ полезно применять максимальное допустимое напряжение U_{max} и при $k_0 = k_{max}$ — максимальный допустимый расход Φ_{max} . Во всем диапазоне предельной подвижности наибольшая чувствительность достигается, если один из этих параметров имеет максимально допустимое значение, а другой определяется согласно требуемой предельной подвижности. Действующую емкость измерительного конденсатора следует определить по значениям U_{max} , Φ_{max} и некоторому среднему значению предельной подвижности. Критерий η как функция действующей емкости имеет минимум, который определяет оптимальное значение емкости C_{opt} .

Условие минимума η приводит к уравнению оптимальной емкости

$$1 + \frac{C_{opt}}{C_1} = \frac{C_{opt}^3}{C_3^3} + \frac{C_{opt}^4}{C_4^4}, \quad (34.12)$$

где коэффициенты C_1 , C_3 и C_4 определяются следующими выражениями:

1) при методе накопления заряда с фиксированным нулем и импульсном методе

$$C_1 = \frac{\sigma_{QK}^2 + C_p^2 \sigma_{UE}^2 + KTC_p + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{R_p^2}}{C_p \sigma_{UE}^2 + \frac{KT}{2}}, \quad (34.13)$$

$$C_3^3 = \frac{C_1}{\left(4\pi k_{\min} \Theta \frac{U_{\max}}{\Phi_{\max}}\right)^2}, \quad (34.14)$$

$$C_4^4 = \left(C_p + \frac{KT}{2\sigma_{UE}^2}\right) C_3^3; \quad (34.15)$$

2) при методе накопления заряда с летающим нулем

$$C_1 = C_p + \frac{2Kt}{\sigma_{UE}^2 R_p C_p} + \frac{\sigma_{UR}^2 t^2}{\sigma_{UE}^2 R_p^2 C_p}, \quad (34.16)$$

C_3 выражается через C_1 формулой (34.14)

$$C_4^4 = C_p C_3^3 \quad (34.17)$$

Упомянем еще, что при методе падения напряжения на сопротивления применимы выражения (34.3) (34.4), (34.6), (34.7), (34.9) и (34.13) — (34.15), если принять $\sigma_{QK} = 0$ и заменить t на τ и $s_{\Delta UC}$ на $s_{\tau CU}$

Если известны конкретные значения коэффициентов C_1 , C_2 и C_4 , то уравнение (34.12) легко разрешить численным или графическим методом. При численном решении можно в качестве первого приближения принять $C_{\text{opt}} \approx C_4$.

Для иллюстрации описанного метода расчета действующей емкости приведем конкретный пример с типичными численными значениями параметров. Выберем следующие исходные данные: $k_{\min} = 0,00033 \text{ см}^2/\text{в сек}$, $\Theta = 10$, $t = 100 \text{ сек}$, $C_p = 10 \text{ см}$, $R_p = 9 \cdot 10^{14} \text{ ом}$, $\sigma_{UR} = 0,3 \text{ в}$, $U_{\max} = 300 \text{ в}$, $\Phi_{\max} = 1000 \text{ см}^3/\text{сек}$. В случае применения механического электрометра с $\sigma_{UE} = 3 \text{ мв}$ найдем $C_{\text{opt}} \approx 43 \text{ см}$. При этом для предельной подвижности $1 \text{ см}^2/\text{в сек}$ достигается $\sigma_p \approx 10 \text{ эл.зар./см}^3$, и для предельной подвижности $0,00033 \text{ см}^2/\text{в сек}$ — $\sigma_p \approx 200 \text{ эл.зар./см}^3$. Обращаем внимание на то, что при указанных исходных данных увеличение действующей емкости вообще не позволяет при $k_0 = 0,00033 \text{ см}^2/\text{в сек}$ достичь σ_p ниже 160 эл.зар./см^3 . Если используется динамический электрометр с $\sigma_{UE} = 0,3 \text{ мв}$, то оптимальная емкость $C_{\text{opt}} \approx 90 \text{ см}$, причем для $k_0 = 1 \text{ см}^2/\text{в сек}$ до-

стигается $\sigma_p \approx 3$ эл.зар./см³ и для $k_0 = 0,00033$ см²/в сек $\sigma_p \approx \approx 25$ эл.зар./см³ Увеличение оптимальной емкости при повышении чувствительности электрометра происходит вследствие учета тока, генерируемого изолятором. При условии $\sigma_{UR} = 0$ решением рассмотренной задачи независимо от чувствительности электрометра является $C_{opt} \approx 40$ см.

Конкретная оценка показывает, что действующая емкость измерительного конденсатора многих известных широкодиапазонных счетчиков, выбранная на основе интуитивных соображений, близка к оптимальному значению, вычисленному по описанному методу. В счетчиках с механическим электрометром преобладает тенденция выбора излишне большой действующей емкости, что показано на основе упрощенной формулы чувствительности счетчика уже в работе [Губичев, 1960].

Рассмотренный метод расчета оптимальной действующей емкости не претендует на роль абсолютного и строгого метода. Определение оптимальности по минимуму критерия η является в некоторой степени условным и не отражает полностью всех аспектов проблемы. В приведенных выводах совершенно не учтены другие свойства счетчика, кроме чувствительности. Поэтому C_{opt} надо использовать как ориентировочное значение действующей емкости, которая уточняется при выборе размеров измерительного конденсатора.

Конструктивный расчет измерительного конденсатора наталкивается на ряд неразрешенных и малоизученных проблем. Во-первых, надо разрешить задачу достаточного подавления искажений, связанных с турбулентным перемешиванием воздуха. Для этого имеется два пути. Один из них заключается в достаточном уменьшении отношения $l/(r_2 - r_1)$. При этом разрешается использовать режим $Re > Re_{cr}$, что позволяет выбрать очень высокий расход воздуха и достичь высокой чувствительности счетчика. Намеченный путь мало исследован, хотя он представляет немалый интерес для измерений в области высоких предельных подвижностей. Грубая оценка максимального отношения $l/(r_2 - r_1)$ измерительного конденсатора интегрального счетчика с турбулентным потоком воздуха производится по формуле

$$\frac{l}{r_2 - r_1} \leq 1000 \delta^2, \quad (34.18)$$

где δ — допустимая ошибка условной плотности заряда. Формула установлена на основе теоретических соображений и опытных данных при $Re = 10\,000 - 16\,000$, описанных в предыдущей главе.

Большая разрешающая сила, необходимая для изучения спектрального распределения аэроионов по подвижностям, достигается только в условиях достаточного подавления турбулентного перемешивания в измерительном конденсаторе. Этот путь

уменьшения ошибок, связанных с турбулентностью, исследован также недостаточно, хотя устранение турбулентности являлось целью почти во всех конструкциях аспирационных счетчиков. Для устранения турбулентного перемешивания в измерительном конденсаторе надо подавить турбулентные пульсации в воздухе, поступающем в измерительный конденсатор, и одновременно обеспечить условия ламинарного течения внутри него. Для подавления турбулентности поступающего воздуха можно применять проволочную сетку [O'Donnel, Hess, 1951; Yaita, Nitta, 1955]. Эффективность погашения турбулентности продуванием воздуха через сетку вычисляется по известным формулам [Бетчелор, 1955]. Применение сеток ограничено ввиду адсорбции аэроионов. В некоторой степени турбулентность удается подавить входной конфузальной насадкой, использованной уже в счетчике Гердиена [Gerdien, 1905a]. Турбулентность погашается и в длинной входной трубе при малом значении числа Рейнольдса.

Для обеспечения условий ламинарного течения внутри измерительного конденсатора число Рейнольдса следует ограничить достаточно малым значением. При определении числа Рейнольдса для кольцевой трубы характерным размером целесообразно выбрать $r_2 - r_1^2/r_2$ [Lonsdale, 1923], что обеспечивает совпадение значений чисел Рейнольдса $Re = \Phi/\pi\nu r_2$ для измерительного конденсатора и входной трубы. Отмеченный характерный размер использован и в предыдущей главе (формула 21.7). Критическое значение числа Рейнольдса является функцией отношения r_2/r_1 . Об этой функции нет достаточных сведений. Имеющиеся скудные данные [Schiller, 1932; Шлихтинг, 1962] позволяют уверенно отметить только то, что Re_{cr} возрастает при убывании отношения r_2/r_1 . В некоторых работах [Funder, 1939; El Nadi, Bessa, 1958; Hoegl, 1963] за постоянную принимается критическое значение числа $\Phi/\pi\nu(r_2 + r_1)$. Последнее предположение является лишь весьма грубым приближением. Оценку $(Re = \Phi/\pi\nu r_2)_{cr} \approx 1100(1 + r_1/r_2)$ можно считать оправданной при больших значениях r_2/r_1 , однако при малых значениях r_2/r_1 она недостаточно обоснована и вызывает сомнения.

Следует обратить внимание на роль поперечных к потоку стержней в образовании турбулентности [Таммет, 1962в]. Если таких стержней избежать нельзя, то им следует придать обтекаемое сечение [Комаров, Кузьменко, Середин, 1961] или выполнить их по возможности тонкими. За цилиндрической проволокой турбулентность не будет возникать, если $r_0 < 0,01(r_2 - r_1)$. Последняя оценка выведена исходя из известного значения критического числа Рейнольдса для поперечного обтекания цилиндра [Ландау, Лифшиц, 1954].

Для улучшения аэродинамических свойств измерительного конденсатора внешнюю обкладку можно изготовить конической. Известно, что в сужающемся потоке ламинарный режим тече-

ния сохраняется при заметно больших расходах, чем в потоке с однородным сечением [Лойцянский, 1959].

При особенно малом расходе опасность представляет перемешивание воздуха тепловой конвекцией.

Неразрешенной является проблема максимальной допустимой напряженности в измерительном конденсаторе. При напряженности свыше 1000 в/см наблюдалось уменьшение надежности счетчика из-за частого зацепления в конденсаторе микроскопических волосков и соринки, что приводит к появлению местных разрядов и утечке. Очевидно, что допустимая напряженность зависит от линейной скорости потока воздуха. Значение $E_{\max} = 1000$ в/см [Герасимова, 1939] относится к умеренным скоростям потока, повышение скорости сдвинет этот предел к более высоким значениям. Однако функция $E_{\max} = E_{\max}(u)$, крайне необходимая для обоснованного конструктивного расчета счетчика, совершенно не изучена. Согласно E_{\max} должен определяться радиус внутренней обкладки, который целесообразно выбрать равным большему из двух решений уравнения

$$r_1 \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{U_{\max}}{E_{\max}}. \quad (34.19)$$

Последнее решается численным или графическим методом.

В области высоких подвижностей необходимо учитывать тепловую диффузию, которая ограничивает принципиально возможную разрешающую силу счетчика. Если, согласно работе [Комаров, Середкин, 1960], разрешающую силу определить по соотношению

$$R = \frac{k}{\Delta k}, \quad (34.20)$$

где Δk минимальная разница подвижностей двух дискретных групп аэроионов, при которой экспериментальная кривая $q(k)$ имеет два максимума, то наибольшая возможная разрешающая сила ограничена значением

$$R_d = \frac{1}{2s_{kd}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\mu} \frac{qU}{2KT}} \quad (34.21)$$

Параметр μ определен в § 19. Для повышения предельной разрешающей силы необходимо обеспечить достаточно высокое значение напряжения уменьшая по необходимости действующую емкость.

Расчет измерительного конденсатора по приведенным соображениям далек от совершенства. Несмотря на некоторые элементы количественного расчета, самые ответственные решения приходится все же осуществлять на основе интуитивных сообра-

жений. Высказанное относится к оценке значений исходных параметров и к отысканию компромисса технического совершенства и стоимости изготовления прибора.

Принципиально наиболее обоснованный метод полного расчета оптимальной конструкции счетчика основан на принципе наименьшей стоимости [Таммет, 1963а]. Идея одного из вариантов расчета по последнему методу заключается в следующем. Рассмотрим многомерное пространство, в котором координаты определяются конструктивными параметрами счетчика. Каждой точке этого пространства соответствует конкретная конструкция счетчика. Пусть нас интересует счетчик, функциональные характеристики которого (чувствительность, точность, диапазон предельных подвижностей, разрешающая сила, вес, габариты и т. д.) заданы наперед. Составим формулы зависимости функциональных характеристик от конструктивных параметров. Приравнявая в этих выражениях функциональные характеристики заданным значением, получим уравнения, определяющие многомерную поверхность конструкций, удовлетворяющих нашему заданию. Принципиально возможно составить формулу, определяющую стоимость разработки и изготовления счетчика в зависимости от конструктивных параметров. Оптимальная конструкция определяется координатами точки минимума стоимости на поверхности конструкций, удовлетворяющих заданию.

Хотя конструктор прибора всегда интуитивно решает проблему, подобную рассмотренной, строгий количественный расчет счетчика на наименьшую стоимость сложен и чрезвычайно трудоемок. Серьезные затруднения для составления формулы стоимости вызывает быстрое усовершенствование принципиального решения некоторых узлов счетчика, например, электрометра и источника стабильного напряжения. Проведение полного расчета оптимальной конструкции может иметь смысл лишь при разработке конструкции счетчика для серийного изготовления.

§ 35. Краткий обзор конструкций аспирационных счетчиков аэроионов

Известны аспирационные счетчики весьма различных конструкций. Почти каждый исследователь, применяющий аспирационный метод изучения аэроионов, ввел в конструкцию счетчика некоторые видоизменения. Нижеприведенный обзор не претендует на полноту. Относительно подробных технических описаний счетчиков будем ссылаться на оригинальные статьи. Некоторые данные по различным счетчикам можно найти и в обзорных работах [Kähler, 1929; Герасимова, 1939; Torrison, 1949; Имянитов, 1957; Israel 1957b; Beckett, 1961; Siksna, 1961a; Минх, 1963].

Первые конструкции аспирационных счетчиков описаны в работах Дж. Дж. Томсона и его учеников, упомянутых уже во введении настоящей работы. Остановимся кратко на описании одного из этих приборов [Mc Clelland, 1898], который представляет немалый исторический интерес. Описываемый счетчик снабжен цилиндрическим измерительным конденсатором, внешняя обкладка которого заземлена. Радиус внешней обкладки 0,85 см. Счетчик имеет две внутренние обкладки, подключенные к электрометру и источникам напряжения по схеме рис. 6.1. Обе внутренние обкладки имеют радиус 0,2 см и длину 6,5 см. Каждая из них при помощи одного тонкого поперечного стержня прикреплена к эбонитовому изолятору. Изолятор расположен так, что его поверхность защищена от прямого действия потока воздуха. Первая внутренняя обкладка является предварительной и соединена с источником регулируемого напряжения. Вторая внутренняя обкладка подключена к одной паре квадрантов высокочувствительного квадрантного электрометра. Другая пара квадрантов соединена с источником постоянного напряжения. До начала измерения обе пары квадрантов замыкаются накоротко при помощи соответствующего ключа. Ток измеряется по методу накопления заряда. Воздух протягивается через измерительный конденсатор и расходомер водоструйным насосом. Расход исследуемого воздуха 270 см³/сек. Описанный прибор использовался при лабораторных исследованиях.

Научный и технический уровень аппаратуры, примененной первыми исследователями естественной ионизации атмосферного воздуха, заметно ниже уровня, достигнутого в работах школы Томсона. Наибольшее историческое значение имеют приборы Эберта [Ebert, 1901, 1905] и Гердиена [Gerdien, 1903, 1905a, 1905b]. Оба упомянутых счетчика включены по параллельной схеме и снабжены малочувствительными электрометрами. Габариты и режим измерительного конденсатора счетчика Эберта определяются следующими цифрами: $r_2 = 1,46$ см, $r_1 = 0,25$ см, $l = 40$ см, $\Phi = 2000$ см³/сек, $U = 200$ в. Счетчик Эберта с незначительными видоизменениями описан в работах [Lutz, 1909; Сперанский, 1926; Чернявский, 1937 1957]. Счетчик Гердиена первоначально был предназначен для измерения проводимости. Его основные параметры следующие: $r_2 = 8$ см, $r_1 = 0,75$ см, $l = 24$ см, $\Phi = 9000$ см³/сек. Некоторые эксплуатационные свойства счетчика Гердиена рассмотрены и в работе [Hewlett, 1914].

В дальнейшем стала применяться преимущественно последовательная схема включения счетчика. Наиболее выдающейся конструкцией раннего периода можно считать счетчик тяжелых ионов Ланжевена и Мулэ [Langevin, Moulin, 1907]. В этом счетчике используется высокочувствительный квадрантный электрометр. Внимание заслуживает конструкция изоляторов внутренней обкладки, которые снабжены промежуточным металличе-

ским слоем для предотвращения утечки. Конструкция изоляторов счетчика с защитным кольцом ранее описана в работе [Kähler, 1903]. Измерения при помощи счетчика Ланжевена и Мулэ автоматизированы, причем показания электрометра регистрируются на фотобумаге, покрывающей медленно вращающийся барабан.

Конструкция измерительного конденсатора счетчика Ланжевена и Мулэ с небольшими изменениями использовалась в работах [Gockel, 1917; Hess, 1929].

Следующее наиболее существенное усовершенствование конструкций аспирационных счетчиков описано в работе Сванна [Swann, 1914c], который изобрел электростатическую защиту.

В конструкциях счетчика тяжелых ионов Ланжевена и Мулэ и счетчика легких ионов Сванна фактически достигнут уровень, характеризующий и современные интегральные счетчики, снабженные механическими электрометрами. Многие известные счетчики и автоматические регистраторы [Kähler, 1930; Torreson, Wait, 1934; Wait, Torreson, 1934; Hogg, 1934; Lutz 1934, 1936; Grieger, 1935; Greinacher, Klein, 1937; Герасимова, 1937, 1939, 1941a; Leckie, 1938; Funder, 1939, 1940; Salles, 1942; Рейнет, 1956; Saks, 1956; Neaga, Antonescu, 1958] отличаются от описанных приборов лишь разной комбинацией элементов конструкций и второстепенными усовершенствованиями. В отдельных упомянутых работах внимание привлекают использование метода измерения тока по падению напряжения на сопротивлении [Wait, Torreson, 1934], усовершенствование системы подвода исследуемого воздуха и расположение измерительного конденсатора входным отверстием вниз [Hogg, 1934; Leckie, 1938], использование большого расхода [Grieger, 1935], осуществление автоматической коммутации напряжения измерительного конденсатора по заданной программе [Saks, 1956].

Счетчики, описанные в работах [Thellier, 1933, 1936, 1941; Vasiliu, Calinicenco, Onu, 1954; Vasiliu, Calinicenco, Mateiciuc, 1956], отличаются применением компенсационного метода измерения тока, при котором электрометр служит нулевым индикатором.

Своеобразные конструкции измерительного конденсатора с увеличенной действующей емкостью при обычных габаритах прибора описаны в работах [Wolodkewitsch, Dessauer, 1931b; Литвинов, 1938, 1941].

В работе [Wigand, 1919] описана единственная известная попытка применить для измерения тока в счетчике струнный гальванометр. Для увеличения тока большое число измерительных конденсаторов включено параллельно. Такой прием достижения большой действующей емкости описан ранее в работе [Kennedy, 1913]. В последнее время параллельное включение не-

скольких измерительных конденсаторов находит снова применение [Mühleisen, 1957b; Hock, Schmeer, 1962].

Оригинальным является принцип действия простого автоматического индикатора аномалий ионизации, описанного в работе [Милин, Березина, Иньков, 1954].

Прогресс в разработке новых конструкций аспирационных счетчиков, достигнутый за последние годы, объясняется появлением чувствительных катодных [Godefroy, 1949; Mühleisen, 1957b; Dolezalek, 1962; Hock, Schmeer, 1962; Mendenhall, Fraser, 1963] и динамических [Kilinski, 1949, 1953; Callahan, Coroniti, Parziale, Patten, 1951; Curtis, Hyland, 1958; Краакевик, 1958; Salvador, Masson, 1958; Adkins, 1959; Комаров, Середкин, 1960; Jonassen, 1962; Сакс, 1963; Рейнет, Таммет, Сальм, 1963; Hoegl, 1963] электрометров. Существенным преимуществом катодных и динамических электрометров является возможность осуществления автоматической записи при помощи обычных самопишущих электроизмерительных приборов.

При высокой чувствительности электрометра заметнее сказывается влияние нестабильности источников напряжения. Во многих случаях приходится прибегать к мостовым и компенсационным схемам [Комаров, Кузьменко, 1960; Jonassen, 1962; Рейнет, Таммет, Сальм, 1963; Китаев, Клойз, 1963]. Мостовая схема с разделительным конденсатором использована в счетчике, спроектированном автором. Устройство измерительного конденсатора отмеченного счетчика показано на рис. 35.1. На рис. 35.2 представлен снимок измерительного конденсатора вместе с входным блоком динамического электрометра. Устройство использованного электрометра описано в работе [Сакс, 1963].

В настоящее время основное внимание обращается на разработку универсальных переносных счетчиков, предназначенных, кроме изучения естественной ионизации атмосферного воздуха, еще и для исследования разных искусственных источников аэроионов. Первоначальным образцом современных переносных счетчиков можно считать счетчик Израеля [Israel, 1929], выпускаемый до последнего времени фирмой Спидлера и Хойера (ФРГ). В счетчике Израеля применяются два измерительных конденсатора, один для положительных, другой для отрицательных аэроионов. При необходимости измерительные конденсаторы можно соединить последовательно. Расход изучаемого воздуха малый и напряжение измерительного конденсатора относительно низкое. Размеры обоих измерительных конденсаторов одинаковы: $r_2 = 3,4$ см, $r_1 = 2,6$ см, $l = 50$ см. Недостатком счетчика Израеля является краевой эффект — счетчик включен по схеме с заземляемой внутренней собирающей обкладкой и не имеет электростатической защиты. Близкими свойствами обладают счетчики Богоявленного [Лесгафт, 1938] и Тверского [Тверской, Отто, 1962]. Описание последнего из них можно найти и в

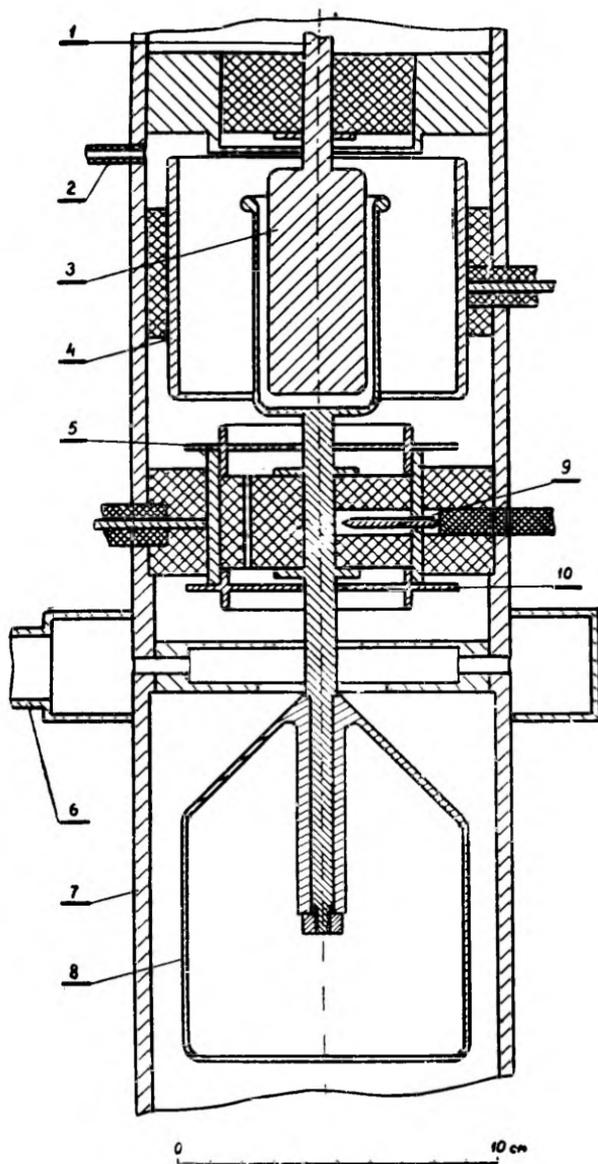


Рис. 35.1. Устройство измерительного конденсатора счетчика с комбинированной схемой. 1 — отвод к электрометру; 2 — штуцер для подачи осушенного воздуха в камеру изоляторов; 3 — обкладка разделительного конденсатора; 4 — обкладка компенсационного конденсатора; 5 и 10 — экраны изолятора; 6 — штуцер для отсасывания воздуха; 7 — внешняя обкладка; 8 — внутренняя обкладка, 9 — ключ K_2 .

работе [Стыро, Юргелионис, 1956]. Счетчик Тверского снабжен одним измерительным конденсатором для легких и одним — для тяжелых ионов. Применяются расход до $600 \text{ см}^3/\text{сек}$ и напряже-

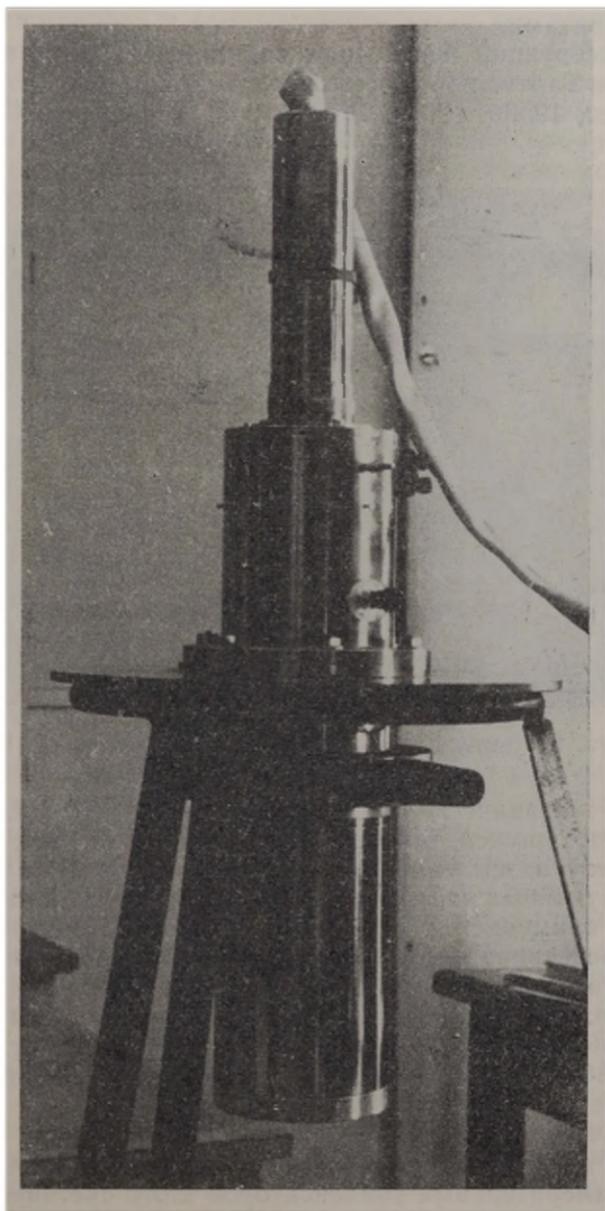


Рис. 35.2. Измерительный конденсатор счетчика с комбинированной схемой. На конденсаторе входной блок динамического электрометра.

ние до 300 в. Действующая емкость измерительного конденсатора легких ионов 4 см, измерительного конденсатора тяжелых ионов 105 см. Габариты всего прибора $80 \times 32 \times 18$ см³, вес 16 кг. Упрощенный счетчик Тверского [Грачев, 1959], предназначенный для измерения только легких ионов, обладает еще меньшими габаритами.

Ряд конструкций переносных счетчиков разработан группой сотрудников Тартуского гос. университета под руководством Рейнета [Рейнет, 1959б, 1962а, 1962б, 1963]. В счетчике САГ-2М ис-

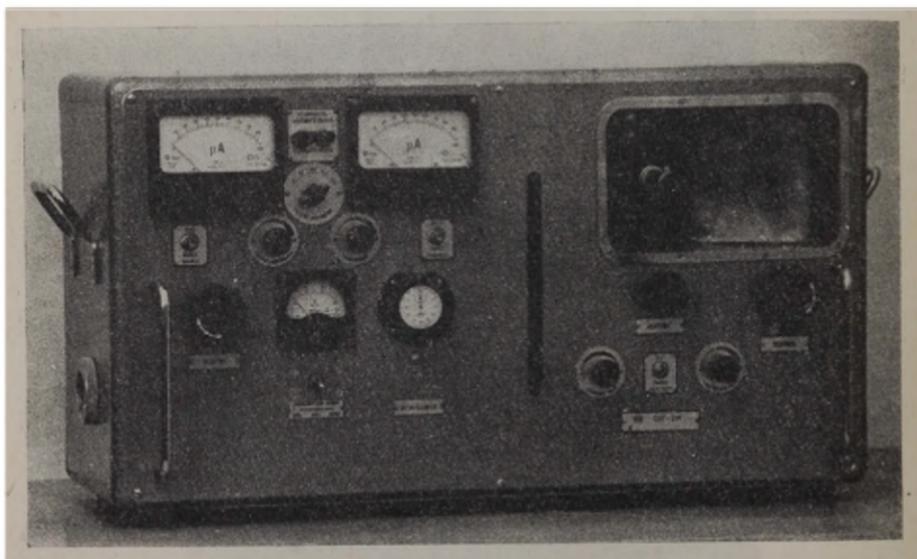


Рис. 35.3. Счетчик САГ-2М.

пользуется механический электрометр типа *СГ-1М*. Краевой эффект предотвращен, так как измерительный конденсатор включен по схеме с заземленной внешней обкладкой. Для устранения действия случайных колебаний напряжения питания на результат измерения применяется мостовое включение. Конструкция изоляторов предотвращает утечку и паразитные поляризационные явления. Размеры измерительного конденсатора: $r_2 = 1,95$ см, $r_1 = 0,95$ см, $l = 63$ см. Максимальное напряжение измерительного конденсатора 300 в, максимальный расход 600 см³/сек. Габариты прибора $85 \times 43 \times 33$ см³, вес 31 кг. Внешний вид счетчика показан на рис. 35.3.

Динамический электрометр применен в счетчике Комарова, Кузьменко и Середкина [Комаров, Кузьменко, Середкин, 1961]. Размеры измерительных конденсаторов этого счетчика выбраны на основе теоретических расчетов. Краевой эффект предотвращен применением электростатической защиты. Используется усовершенствованный вариант мостовой схемы. Внимание за-

служивает жесткая конструкция измерительных конденсаторов, позволяющая использовать прибор на самолете. Счетчик Комарова, Кузьменко и Середкина является одним из наиболее совершенных современных счетчиков, однако он разработан в виде уникального прибора и промышленностью не выпускается.

Промышленностью выпускается счетчик типа *СИ-62* [Китаев, Клойз, 1963], при разработке которого использованы элементы конструкций счетчиков Рейнета и счетчика Комарова, Кузьменко и Середкина. Счетчик *СИ-62* снабжен двумя измерительными конденсаторами, включенными по схеме с заземляемой внутренней собирающей обкладкой. Размеры обоих конденсаторов одинаковы: $r_2 = 1,9$ см, $r_1 = 1,2$ см, $l = 58$ см. Напряжение измерительного конденсатора до 250 в и расход до 1500 см³/сек. Ток аэроионов измеряется механическим или катодным электрометром. Вес (85 кг) и габариты прибора относительно большие. Отличительной особенностью счетчика *СИ-62* является наличие выносного измерительного конденсатора, который можно устанавливать на расстоянии до 5 м от остальных блоков прибора.

Известны еще некоторые чрезвычайно упрощенные конструкции малогабаритных переносных счетчиков [Грачев, 1962; Терехов, 1962], применение которых ограничено проверкой работы искусственных аэроионизаторов, используемых в медицине и промышленности. Несколько моделей упрощенных счетчиков описаны в работе [Лившиц, Моисеев, 1965].

Специальные требования предъявляются к конструкциям счетчиков для изучения ионизации свободной атмосферы. Счетчики, предназначенные для применения на самолетах и стратостатах [Wigand, 1914, 1921; Gish, Sherman, 1936; Callahan, Fraucher, 1954; Coroniti, 1960], мало отличаются от обычных. Счетчики, применяемые в радиозондах, подвешиваемых на свободно летающих шарах, должны действовать автоматически и обладать весом не более нескольких килограмм. В таких счетчиках используется естественная вентиляция, возникающая в вертикально расположенном конденсаторе при подъеме шара. Ввиду трудных технических требований при помощи радиозондов удавалось проводить лишь простейшие измерения в области высоких предельных подвижностей [Venkiteshwaran, Gupta, Huddar, 1953; Koenigsfeld, 1955, 1957; Venkiteshwaran, 1958; Hatakeyama, Kobayashi, Kitaoka, Uchikawa, 1958; Woessner, Cobb, Gunn, 1958; Mühleisen, Fischer, 1958; Jones, Maddever, Sanders, 1959; Kroepping, 1960]. В последней из перечисленных работ использован механический электрометр, выполняющий одновременно роль автоматического ключа [Neher, 1953]. Во всех остальных счетчиках для радиозондов нашли применение различные варианты катодных электрометров.

В работе [Bordeau, Whipple, Clark, 1959] описан счетчик, предназначенный для использования на метеорологической ракете.

Во всех рассмотренных счетчиках применяется интегральный метод измерения. Дифференциальные методы применялись значительно реже. Кроме конструкций, упомянутых уже в первой главе настоящей работы, можно отметить дифференциальные счетчики первого порядка, описанные в работах [De Broglie, 1909; Nolan P J., 1926; Young, 1926; Gagge, Moriyama, 1935; Misaki, 1961] и дифференциальные счетчики второго порядка, описанные в работах [Charman, 1937; Yunker, 1940; Daniel, Brackett, 1951; Hewitt, 1957; Hoegl, 1963]. Из отдельных конструктивных элементов внимания заслуживает конструкция изоляторов, описанная в работе [Charman, 1937]. Для обеспечения большого сопротивления утечки в условиях повышенной влажности исследуемого воздуха применяется вспомогательный поток осушенного воздуха, обтекающего изоляторы. На своеобразном принципе основан счетчик, описанный в работе [Hewitt, 1957]. В этом приборе измеряемые аэроионы не осаждаются в конденсаторе, а просасываются через узкую щель и собираются в адсорбирующем фильтре, который подключен к электрометру.

Для измерения плотности объемного заряда в большинстве случаев применяется метод адсорбирующего фильтра. Кроме приборов, отмеченных уже в первой главе, назовем счетчики объемного заряда, описанные в работах [Dowling, Haughey, 1922; Wolodkewitsch, Dessauer, 1931a; Pluvinage, 1946; Beau, Blanquet L., Blanquet P., 1953; Beau, Blanquet L., Blanquet P., Fourton, 1956; Gonsior, 1957; Махоткин, Сушинский, 1960; Moore, Vonnegut, Mallahan, 1961; Арабаджи, Рудик, 1963]. В последней из перечисленных работ внимание привлекает использование импульсного метода измерения тока. Наивысшая чувствительность к плотности заряда достигнута в работе [Moore, Vonnegut, Mallahan, 1961], где описан фильтр, способный пропускать поток воздуха с расходом до $0,7 \text{ м}^3/\text{сек}$.

§ 36. Описание универсального интегрального счетчика аэроионов

Описываемый счетчик (*САИ-ТГУ-65м*) сконструирован и построен группой сотрудников Тартуского государственного университета под руководством автора.

Разработка проведена по конкретному техническому заданию, обращающему главное внимание на обеспечение малых габаритов прибора и удобство использования.

Измерительный конденсатор счетчика включен по схеме с заземляемой внешней собирающей обкладкой. Соответственно рассчитана конструкция измерительного конденсатора, устройство которого поясняет рис. 36.1. Конденсатор расположен вертикально, входным отверстием вверх. Внутренняя обкладка (1) подключена к источнику напряжения через нижний штекер.

Штекер соединен с внутренней обкладкой проводом, натянутым вдоль оси заземленной опорной трубы. Внешняя обкладка (2)

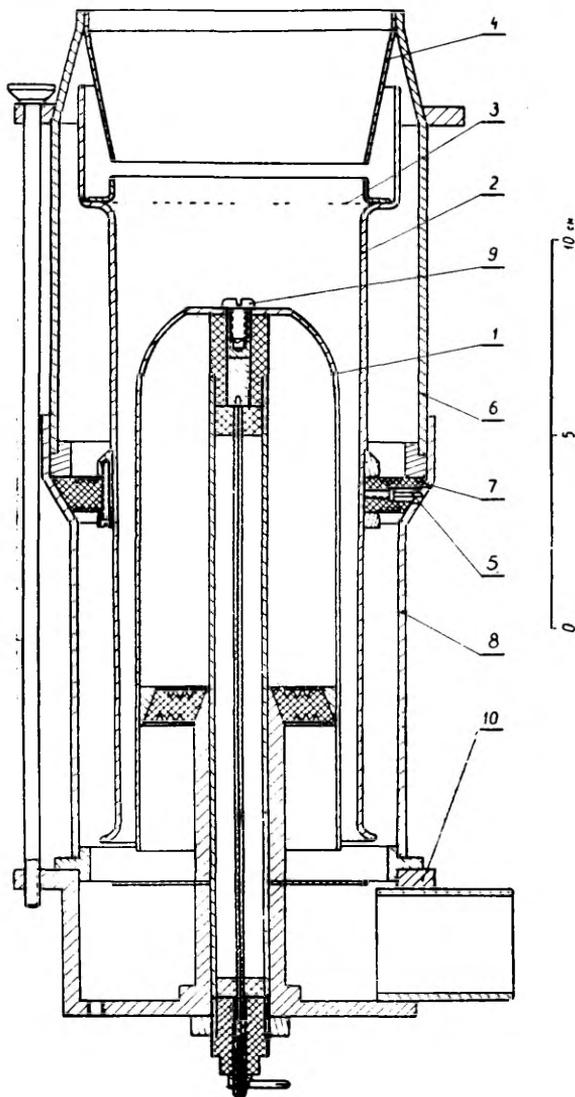


Рис. 36.1. Измерительный конденсатор счетчика САИ-ТГУ-65м.

тщательно изолирована. Для подавления турбулентного перемешивания внешней обкладке придана коническая форма. Конусность небольшая и составляет 1:50, сечение потока воз-

духа на всей длине внутренней обкладки сужается на 30%. На входное отверстие внешней обкладки натянута сетка (3) шагом $h = 2$ мм из проволоки $r_0 = 50$ мкм. Сетка экранирует коническую выходную трубу (4) от внутренней обкладки. Кроме того, сетка предотвращает попадание насекомых в измерительный конденсатор, предохраняет от случайного соприкосновения с внутренней обкладкой, находящейся под высоким напряжением, и подавляет в некоторой мере турбулентность входящего воздуха. При расходе 4500 см³/сек адсорбция легких ионов на сетке составляет 2—3%.

Измерительный конденсатор легко разбирается. Перед разборкой отключается провод, оканчивающийся трубкой, надетой на вывод внешней обкладки (5). Затем отвинчивают пять длинных винтов, расположенных кругом конденсатора (на рис. 36.1 показан один из отмеченных винтов). После этого отделяется верхняя часть экрана (6) и внешняя обкладка вместе с фторопластовым кольцевым изолятором (7). Отделяется и нижняя часть экрана. При необходимости отделения внутренней обкладки достаточно отвинтить винт (9) и поднять обкладку вверх. После разборки все изоляторы и поверхности обкладок доступны для чистки. Для чистки сетки от приставших к ней ворсинок можно снятую внешнюю обкладку поставить в перевернутом положении (сеткой вниз) под водопроводный кран, который дает сильную широкую пенистую струю.

Для облегчения сборки на коробке (10), на обеих частях экрана и головках длинных винтов сделаны цветные метки. Совпадение всех меток обеспечивает равномерное натяжение винтов и точную центровку обкладок.

Все металлические детали измерительного конденсатора кроме винтов, гнезд и сетки, изготовлены из алюминиевых сплавов.

Действующая емкость измерительного конденсатора 41 см.

Функциональная блок-схема счетчика приведена на рис. 36.2. Во входной цепи электрометра применяется динамический конденсатор C_2 , который модулирует постоянный сигнал частотой 425 гц. Малогабаритный динамический конденсатор конструкции О. В. Сакса обеспечивает в используемом режиме коэффициент модуляции 0,4. Переменная составляющая напряжения передается от динамического конденсатора к усилителю через двойной разделительный конденсатор C_3, C_4 . Разделительный конденсатор имеет специальную конструкцию с предохраняющим кольцом, предотвращающим утечку конденсатора C_3 по поверхностям изоляторов. Диэлектриком разделительного конденсатора служит фторопластовая пленка. Сигнал постоянного напряжения от динамического конденсатора до выхода усилителя усиливается в 10 000 раз. От делителя $R_a - R_b$ через резистор R на вход дается 40—120 кратная обратная связь. При полном отклонении стрелки напряжение на клеммах резисторе R составляет

70 ÷ 228 мв, напряжение между внешней обкладкой и землей только 1,5 мв. Электронметр действует, как аналоговый усилитель с потенциально заземленным входом — ток аэроионов компенсируется током через резистор R . Описанная система обратной связи, с одной стороны, делает точность измерения практически независимой от разброса коэффициентов усиления ламп, с другой стороны, уменьшает шунтирующее действие изоляторов внешней

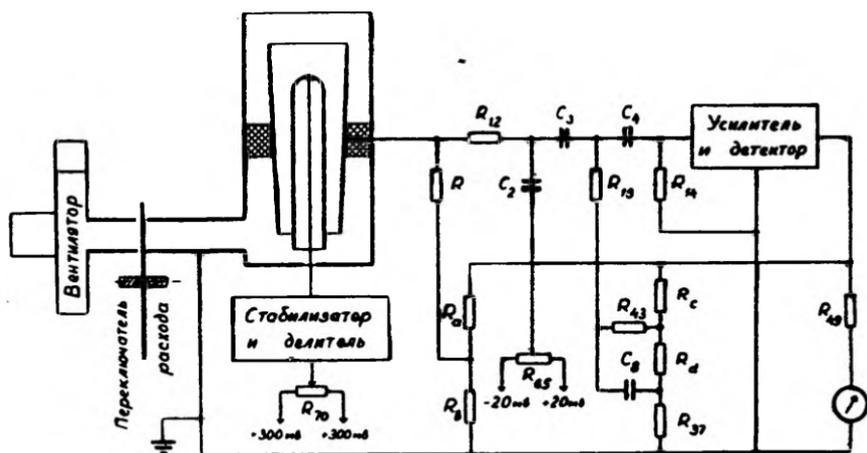


Рис. 36.2. Функциональная блок-схема счетчика САИ-ТГУ-65м.

обкладки в 40—120 раз. Шунтирующее действие сопротивления утечки в таких условиях не представляет опасности. Засорение изоляторов становится заметным по генерированию тока уже при сопротивлении утечки, шунтирующее действие которого еще не сказывается.

Резистор R переключается в зависимости от диапазона измерения условной плотности заряда. Наибольшее значение — $R = 10^{12}$ ом, наименьшее — $R = 10^7$ ом.

Обратная связь используется еще для регулировки степени сглаживания записи условной плотности заряда во времени. Сглаживание производится интегрирующей цепью, состоящей из резисторов R и R_{12} и конденсатора C_3 . Через конденсатор C_3 на динамический конденсатор подается дополнительный сигнал обратной связи от делителя $R_c - R_d - R_{37}$. Вспомогательная цепь $R_{43}C_8$ служит для стабилизации переходного процесса. Постоянная времени переходного процесса зависит от положения переключателя, переключающего вывод делителя $R_c - R_d$ и сопротивления R . В случае $R = 10^{12}$ ом наименьшее время установления 90% от показания 35 сек, наибольшая постоянная времени сгла-

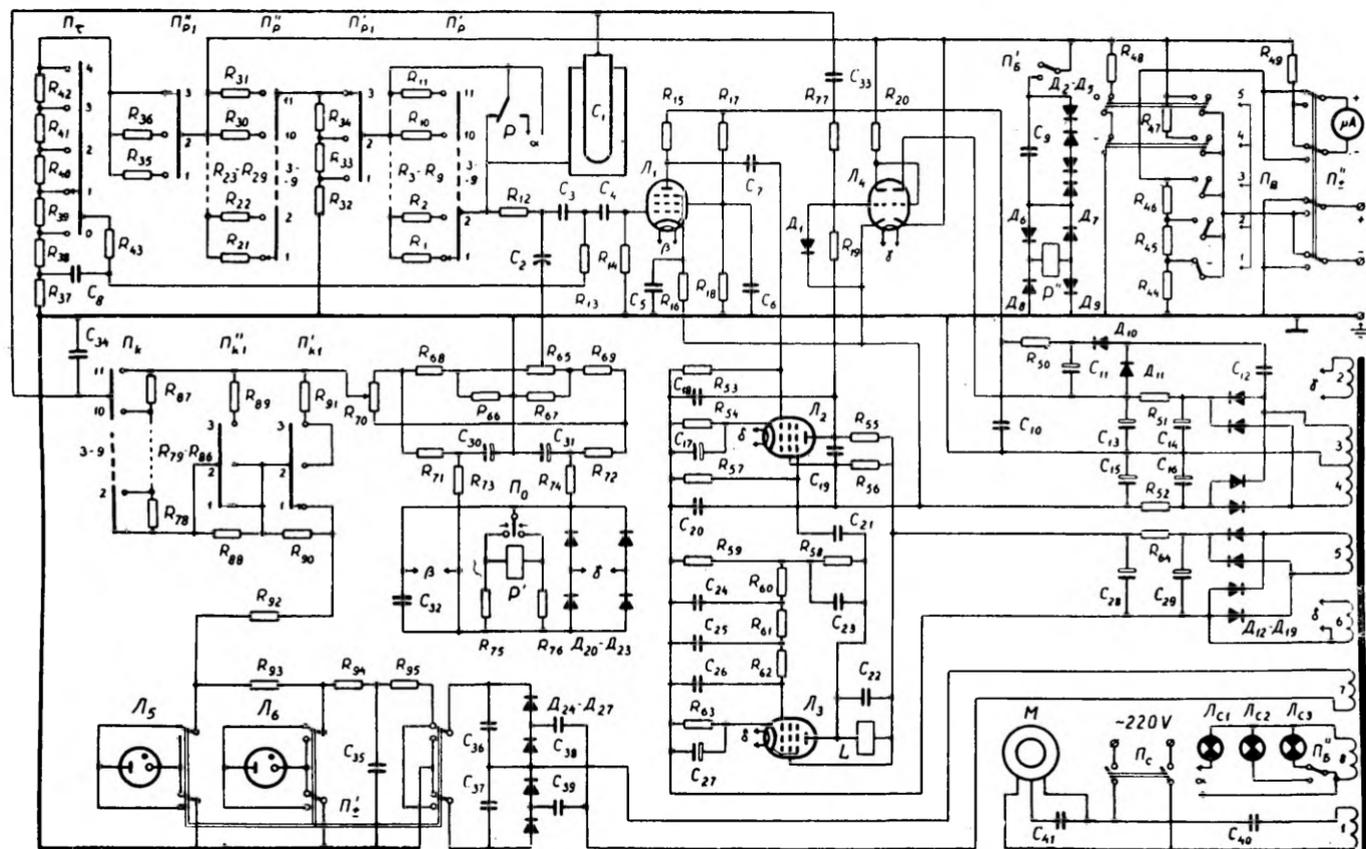


Рис. 36.3. Электрическая схема счетчика САИ-TГУ-65м.

живания 1500 сек. В случае $R \leq 3,3 \cdot 10^9$ ом эти цифры соответственно 2 сек и 140 сек.

Потенциометр R_{65} служит для установки нуля электрометра, потенциометр R_{70} — для компенсации контактной разности потенциалов между обкладками измерительного конденсатора.

На рис. 36.2 показана и схема воздушного тракта, состоящего из измерительного конденсатора, переключателя диафрагм и вентилятора. Переключением калиброванных диафрагм можно получить расход 45, 142, 450, 1420 или 4500 $см^3/сек$.

Полная электрическая схема счетчика приведена на рис. 36.3. Данные к схеме представлены в спецификации в конце параграфа.

Силовой трансформатор счетчика работает в феррорезонансном режиме, что обеспечивает стабилизацию всех напряжений в схеме. Напряжение внутренней обкладки измерительного конденсатора дополнительно стабилизируется двухступенчатым стабилизатором на коронных стабилитронах СГ 303С и СГ 302С. Выходной стабилитрон работает в условиях оптимального тока (около 20 $мкА$), тепловой изоляции и механической амортизации. Атенюатор $R_{88} — R_{91}$ и делитель $R_{78} — R_{87}$ собраны на стабильных микропроволочных резисторах.

Усилитель электрометра состоит из усилителя переменного тока на пентоде L_1 , фазового детектора на пентоде с двумя управляющими сетками L_2 и последовательно-балансного усилителя постоянного тока на двойном триоде L_4 . Пентод L_3 служит генератором, необходимым для раскачивания динамического конденсатора. Ток подмагничивания обмотки L стабилизирован 12-кратной отрицательной обратной связью генератора по постоянному току.

Счетчик снабжен системой автоблокировки, состоящей из реле P , включенного через мост $D_6 — D_9$, ограничителя $D_2 — D_5$ и конденсаторов импульсной связи C_9 и C_{33} . Реле P перестроено из обычного двухпозиционного поляризованного реле типа РП-4. Если движущийся контакт реле в левом положении, то вход электрометра замкнут накоротко. О положении реле P можно судить по сигнальной лампочке $L_{с1}$. Реле P управляется от руки переключателем P_0 . Автоматическое срабатывание реле происходит в случае постоянной 160% перегрузки электрометра или в случае появления импульсного сигнала на сетке лампы L_4 . Импульсный сигнал на сетку L_4 поступает через конденсатор C_{33} в случае переключения напряжения измерительного конденсатора. Быстродействующая автоблокировка предотвращает попадание больших напряжений на внешнюю обкладку измерительного конденсатора, что могло бы при неправильном обращении с прибором поляризовать изолятор и на длительное время вывести прибор из строя.

Обращение со счетчиком простое, так как для определения предельной подвижности и диапазона по условной концентрации не надо проводить никаких вычислений кроме умножения цифр, на которые указывают ручки переключателей.

Приведем еще некоторые данные счетчика *САИ-ТГУ-65м*.

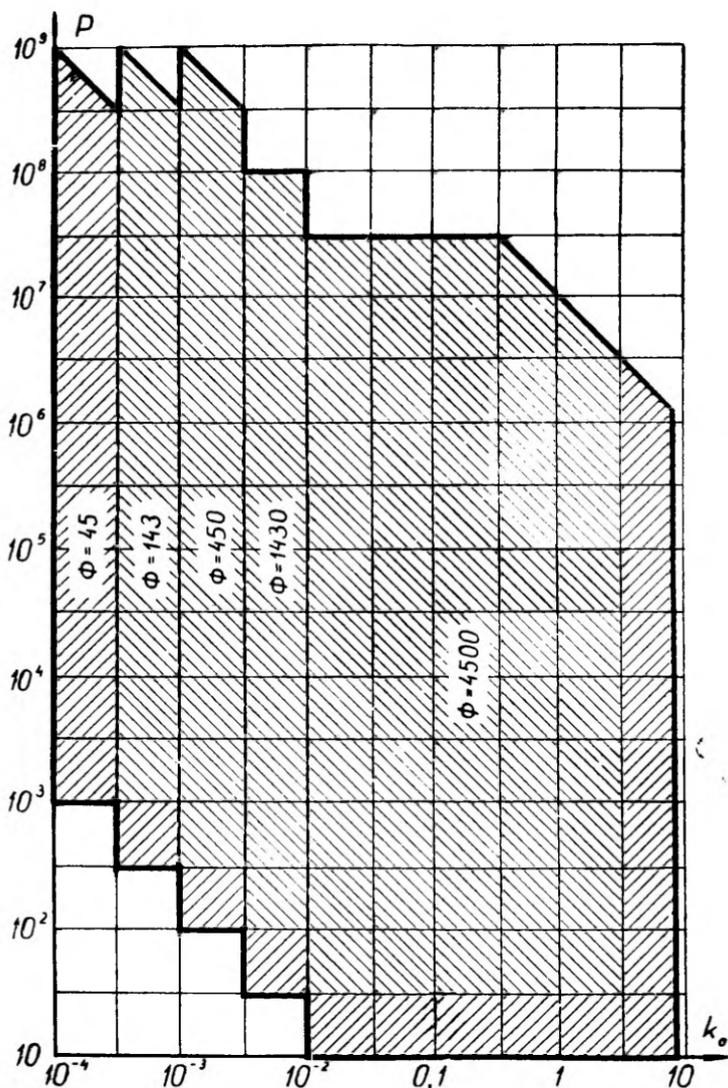


Рис. 36.4. Пределы измерения счетчика *САИ-ТГУ-65м*. Заштриховка другого направления соответствует области, в которой возможны заметные искажения.

1. Предельная подвижность имеет всего 50 номиналов, устанавливаемых переключателями. Эти номиналы следующие: 8; 6,3; 5; 4; 3,2; 2,5; 1,6; 1,26; 1; 0,8; 0,63;; 0,00016; 0,000126; и 0,0001 ($см^2/в.сек.$). Максимальное напряжение измерительного конденсатора при этом 870 в.



Рис. 36.5 Предварительный конденсатор.

2. Имеется 35 возможных диапазонов по условной концентрации заряда с верхними пределами 100; 200; 316; 632; 1000; 10^9 ; $2 \cdot 10^9$; $3,16 \cdot 10^9$ ($эл.зар./см^3$).

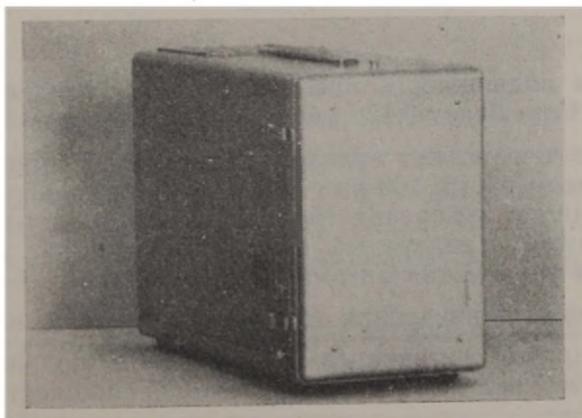


Рис. 36.6. Счетчик САИ-ТГУ-65м в транспортном положении.

3. Реальные пределы измерения показаны на рис. 36.4.

4. s_{-UC} (40 сек) $\approx 10^{-6}$; $\sigma_{UE} \approx 40$ мкв; $\sigma_{UR}/R_D \approx 6 \cdot 10^{-16}$ а.

5. Для легких ионов $\sigma_p < 10$ $эл.зар./см^3$, для $k_0 = 0,0005$ $см^2/в.сек.$ $\sigma_p < 400$ $эл.зар./см^3$.

6. Постоянная краевого эффекта $C/C_1 = 16\,000$.

7. Счетчик комплектован съемным предварительным конденсатором (рис. 36.5), устанавливаемом при необходимости в коническую входную трубу измерительного конденсатора. Предварительный конденсатор служит в качестве фильтра легких ионов.

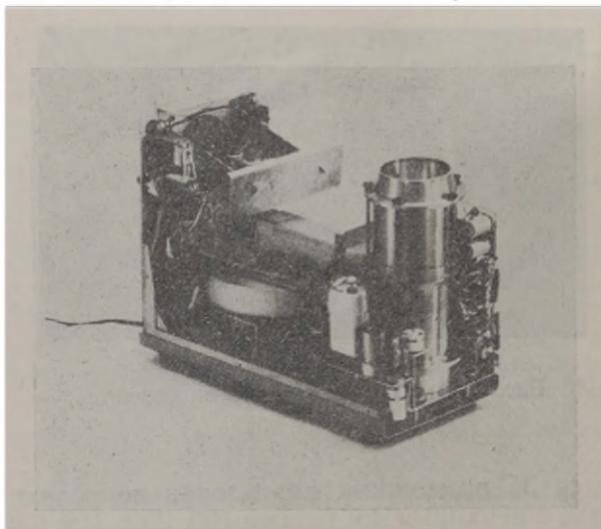


Рис. 36.7. Счетчик СЧИ-ТГУ-65м со снятым кожухом.

Предельная подвижность предварительного конденсатора при $\Phi = 142 \text{ см}^3/\text{сек}$ будет $0,125 \text{ см}^2/\text{в.сек}$.

8. К счетчику может подключаться компенсационный самописец с входом на 10, 100 или 150 мв, или самопишущий вольтметр с пределом измерения 15 в и потреблением тока до 5 ма. Имеется также стандартный выход тока до 5 ма на нагрузку 2,4 ком для управления автоматикой.

9. Основная приведенная ошибка измерений не выше 5%.

10. Габариты счетчика (в транспортном положении) $45 \times 23 \times 33 \text{ см}^3$, вес 11,6 кг. Потребляемая мощность не более 45 вт.

Внешний вид счетчика показан на снимках рис. 36.6—36.8.

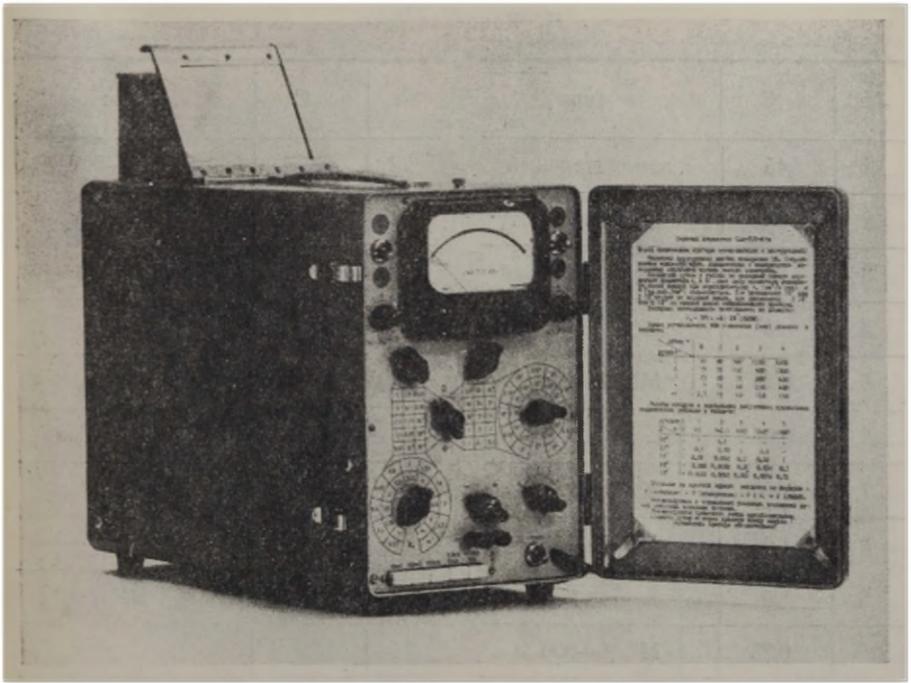


Рис. 36.8. Счетчик САИ-ТГУ-65м.

Спецификация деталей к рис. 36.3.

I. Электровакуумные и полупроводниковые элементы

L_1 и L_3	L_2	L_4	L_5	L_6	$L_{C1}-L_{C3}$
6Ж1П	6Ж2П	6Н14П	СГ-302С	СГ-303С	ЛНЗ,5—0,28
D_1-D_5	D_6-D_{19}	$D_{20}-D_{23}$	$D_{24}-D_{27}$		
Д 810	Д 226 Б	Д 7 А	АВС-1—720		

II. Конденсаторы

№	C	тип
1	45	измерительный
2	25	динамический
3	20	разделительный
4	40	„
5	0,25	МБМ—160 в
6	0,05	„
7	2000	КСО—500 в
8	1,0	МБМ—160 в
9	1,0	„
10	0,25	МБМ—500 в
11	5,0	КЭ—2—300 в
12	0,25	МБМ—500 в
13	20,0	КЭ—2—150 в
14	20,0	„
15	20,0	„
16	20,0	„
17	10,0	ЭМИ
18	1,0	МБМ—160 в
19	1,0	„
20	1,0	„
21	4700	БМ—200 в

№	C	тип
22	0,07	КБГИ—200 в
23	0,05	МБМ—160 в
24	2000	КСО—500 в
25	2000	„
26	2000	„
27	20,0	К50-3—25 в
28	20,0	КЭ-2-150 в
29	20,0	„
30	10,0	ЭМИ
31	10,0	„
32	400,0	ЭТО—15 в
33	390	ПОВ—10 кв
34	390	„
35	0,1	МБМ—1500 в
36	0,1	„
37	0,1	„
38	0,25	МБМ—500 в
39	0,25	„
40	1,0	МБГЧ—750 в
41	2,0	МБГЧ—250 в

III. Резисторы

№	R	тип
1	1000Г	КВМ
2	330Г	„
3	100Г	„
4	33Г	„
5	10Г	„
6	3,3Г	„
7	1Г	„
8	330,0	„
9	100,0	„
10	33,0	„
11	10,0	МВС—0,5
12	100Г	КЛМ
13	330,0	„
14	330,0	„
15	1,5	МЛТ—0,5
16	4,7	„
17	4,7	„
18	1,0	„
19	1,0	„
20	1к	„
21	0,1*	„
22	0,1*	„
23	0,1*	„
24	0,1*	„

№	R	тип
25	0,1*	МЛТ—0,5
26	0,1*	„
27	0,1*	„
28	0,1*	„
29	0,1*	„
30	0,1*	„
31	0,1*	„
32	447	проволочное
33	487	„
34	568	„
35	0,36	МЛТ—0,5
36	0,1	„
37	1к	„
38	1к	„
39	3,6к	„
40	12к	„
41	36к	„
42	0,12	„
43	4,7	„
44	100	проволочное
45	900	„
46	500	„
47	600	„
48	3,6к	МЛТ—0,5

№	R	тип
49	0,148	МВСГ—0,5
50	0,24	МЛТ—0,5
51	1к	„
52	1к	„
53	15,0	КММ
54	3,6к	МЛТ—0,5
55	0,47	„
56	0,36	„
57	0,12	„
58	2,0	„
59	0,36	„
60	0,36	„
61	0,36	„
62	0,36*	„
63	2,4к	„
64	1к	„
65	470	СП—А—2
66	100	МЛТ—0,5
67	100	„
68	1к	„
69	1к	„
70	2,2к	СП—А—2
71	2,4к	МЛТ—0,5
72	2,4к	„

№	R	тип
73	2,4к	МЛТ—0,5
74	2,4к	„
75	3,6к	„
76	3,6к	„
77	1,0	„
78	4,58**	МВСГ—0,5
79	3,64**	„
80	2,89**	„
81	2,29	„
82	1,82	„
83	1,445	„
84	1,145***	„
85	0,91***	„
86	0,723***	„
87	2,80	„
88	20,0**	„
89	2,47	„
90	20,0**	„
91	2,47	„
92	1,0*	„
93	5,9****	МЛТ—0,5
94	2,0	„
95	2,0	„

IV. Электромагнитные элементы

- P* — реле, перестроенное из РП-4, обмотки по 6 ком.
L — обмотка динамического конденсатора.
M — электродвигатель Г-31А.
μА — прибор М 265, 100 мка.

V Обмотки трансформатора

- 1 — 2400×ПЭЛ 0,21
2 — 46×ПЭЛ 0,51
3 — 700×ПЭЛ 0,07
4 — 700×ПЭЛ 0,07
5 — 750×ПЭЛ 0,10
6 — 46×ПЭЛ 0,25×2
7 — 3000×ПЭЛ 0,05
8 — 25×ПЭЛ 0,25×3

Наименования приведены в порядке расположения обмоток.
Между обмотками 1—2, 4—5, 6—7, 7—8, фторопластовая изоляция.

- * уточняется при настройке.
** последовательно из двух равных резисторов.
*** параллельно из двух равных резисторов.
**** последовательно из 3,9 и 2,0,

ЛИТЕРАТУРА

(Авторский указатель *)

- Альтберг В. — 1912 — Молекулярные ионы в газах и новый метод измерения размеров молекул, Ж. Русск. физ.-хим. о-ва, ч. физ. 44 (вып. 8), с. 41—458. (7)
- Альтберг В. — см. Altberg W.
- Арабаджи В. И., Рудик К. И. — 1963 — Об электризации пыли в атмосфере. Изв. высш. уч. зав., Физика, № 1, с. 85—88. (26, 35)
- Бай Ш и и — 1962 — Турбулентное течение жидкостей и газов, Изд. ИЛ, М. (20)
- Балог И. И. — 1944 — Подвижность отрицательных ионов при высоких напряженностях электрического поля, Уч. зап. МГУ, 74, с. 123—134. (1)
- Баранов В. И. — 1925 — Влияние медленных ионов на измерение элементов атмосферного электричества, Ж. Русск. физ.-хим. о-ва, ч. физ. 57 (вып. 1—2), с. 151—170. (25, 29)
- Баранов В. И., Кравченко М. Д. — 1934 — О быстрых изменениях ионизации воздуха, Ж. геофиз. 4 (вып. 3), с. 379—385. (30)
- Баранов В. И. — см. Baranow W. J.
- Березина И. И. — см. Милин В. Б.
- Бетчелор Д. Ж. — 1955 — Теория однородной турбулентности, Изд. ИЛ, М. (20, 34)
- Брагин Ю. А. — 1962 — О возможности измерения подвижностей и концентрации заряженных частиц в атмосфере методом затворов, Тр. Центр. аэрол. обсерв. 42, с. 109—115. (0)

* В скобках на краю страницы указаны номера параграфов, в которых упоминается соответствующая работа. Введение обозначено цифрой 0.

- Брагин Ю. А. — 1963 — О методе измерения концентрации заряженных частиц воздуха, Тр. Центр. аэрол. обсерв. 46, с. 96—100. (0)
- Вальта З. Ф. — 1929 — Природа и подвижность воздушных ионов, Ж. геофиз. и метеорол. 6 (вып. 3), с. 197—215. (8)
- Герасимова М. Н. — 1937 — Проект прибора для измерения числа ионов в атмосфере, Инф. сб. по земн. магн. и электр. 3, с. 50—51. (35)
- Герасимова М. Н. — 1939 — К методике измерения содержания ионов в атмосфере и о новом счетчике ионов, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 30, с. 86—112. (5, 29, 34, 35)
- Герасимова М. Н. — 1941 а — Содержание малых и больших ионов в атмосферном воздухе по наблюдениям в Слуцке, Тр. НИУ ГМС СССР, сер. 1, 5, с. 3—23. (35)
- Герасимова М. Н. — 1941 б — К методике измерения содержания малых и средних ионов, Тр. НИУ ГМС СССР, сер. 1, 5, с. 24—40. (10, 24)
- Грачев В. И. — 1959 — Определение концентрации легких ионов у горных рек и водопадов в районе Эльбруса, Вопр. курортол. (Рига) 5, с. 87—96. (35)
- Грачев В. И. — 1962 — Портативный счетчик ионов для проверки работы ионизаторов, Сб. «Аэроионизация и гидроаэроионизация в медицине», Госмедиздат Уз. ССР, Ташкент, с. 236—237. (35)
- Гребер Г., Эрк С., Григуль У. — 1958 — Основы учения о теплообмене, Изд. ИЛ, М. (24)
- Гринберг Г. А. — 1948 — Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений, Изд. АН СССР, М.-Л. (32)
- Губичев В. А. — 1955 — Измерение ионного спектра в воздухе г. Ростов н/Д., Уч. зап. Ростовск. ун-та 32, вып. 4, с. 183—189. (25)
- Губичев В. А. — 1960 — Об измерении ионизации атмосферы, Изв. высш. уч. зав., Физика № 1, с. 57—59. (0, 34)
- Гутман Л. Н. — см. Цванг Л. Р.
- Дунский В. Ф., Китаев А. В. — 1960 — Осаждение униполярно заряженного аэрозоля в закрытом помещении, Коллоидный журн. 22, вып. 2, с. 159—167. (2)
- Зачек С. И. — 1962 — Устройство для измерения и регистрации электропроводимости воздуха в атмосфере, Бюл. изобрет. № 8, авт. свид. № 146 547 (13)
- Зачек С. И. — 1964а — Прибор для измерения проводимости воздуха в свободной атмосфере, 5-я научн. техн. конф. по нов. геофиз. и гидрометеорол. мет. и приб. 21—25 апр. 1964 г., Тезисы докладов, Л., с. 74—75. (13)
- Зачек С. И. — 1964б — Теория дифференциального динамического электрометра, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 157, с. 87—93. (9)
- Зачек С. И. — 1964в — К вопросу об измерении электрической проводимости воздуха в свободной атмосфере с самолета, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 157, с. 94—120. (13, 20, 24)
- Зачек С. И. — см. Имянитов И. М.
- Иванов Н. М., Куклина Г. М., Седунов Ю. Г. — 1963 — Методика измерений ионного спектра с высотной мачты, Сб. «Иссл. нижн. 300-метр. слоя атмосф.», Изд. АН СССР, М., с. 92—101. (13)
- Изергин А. М. — 1958 — Исследование экранирующих свойств сетки, Уч. зап. Кировского гос. пед. ин-та 15, с. 45—56. (6)
- Имянитов И. М. — 1951 — Способ измерения объемных зарядов, Бюл. изобрет. № 7, авт. свид. № 91 089. (11)
- Имянитов И. М. — 1952 — Динамические методы измерения малых токов, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 35, с. 42—57. (9)
- Имянитов И. М. — 1957 — Приборы и методы для изучения электричества атмосферы, Гостехтеоретиздат, М. (5, 29, 35)

- Имянитов И. М. — 1963 — Конструкции счетчиков ионов и возможности их применения в медицине, Сб. «Материалы научн. конф. по пробл. «Аэроинизация в гигиене труда». 11—15 ноября 1963 г., Л. с. 19—20. (9)
- Имянитов И. М., Зачек С. И., Иньков Б. К., Семенов К. А. — 1960 — Прибор для измерения электрической проводимости воздуха у поверхности земли, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 110, с. 53—66. (14, 15)
- Имянитов И. М., Павлюченко Г. — 1964 — Методы измерения концентрации ионов и способы их совершенствования, 5-я научно-техн. конф. по нов. геофиз. и гидрометеорол. мет. и приб. 21—25 апр. 1964 г., Тезисы докладов, Л., с. 72—74.
- Иньков В. К. — 1958 — Измерение плотности объемных зарядов электростатическим флюксометром, Уч. зап. Кировского гос. пед. ин-та, 15, с. 73—80. (11)
- Иньков В. К. — см. Имянитов И. М., Милин В. Б.
- Истомин К. Г. — 1959 — Масс-спектрометрические измерения ионного состава верхней атмосферы на третьем искусственном спутнике земли. Докл. АН СССР, 129 (№ 1), с. 81—84. (0)
- Каган Р. Л. — 1964 — К учету инерции прибора при метеорологических измерениях. Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 2), с. 302—308. (30)
- Каден Г. — 1957 — Электромагнитные экраны, Госэнергоиздат, М.—Л. (6, 32)
- Китаев А. В. — 1962 — К применению ионизированного воздуха и униполярных аэрозолей. Ж. физ. хим. 36 (№ 6), с. 1136—1139. (2, 11)
- Китаев А. В., Клойз Л. Н. — 1963 — Спектрометр ионов и электроаэрозолей, Тр. Всес. н.-и. ин-та мед. инстр. и оборуд. 1, с. 131—134. (35)
- Китаев, А. В. — см. Дунский В. Ф. (35)
- Клойз Л. Н. — см. Китаев А. В.
- Комаров Н. Н. — 1960а — Вопросы расчета неустановившихся токов в измерительных конденсаторах счетчиков ионов и ионных спектрометров, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 2), с. 309—317 (0, 13, 16)
- Комаров Н. Н. — 1960 б — Некоторые результаты исследования неустановившихся токов в счетчиках ионов, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 3), с. 459—466. (0, 13, 16, 17)
- Комаров Н. Н. — 1961 — Методы и некоторые результаты измерения ионизационного состояния свободной атмосферы, Сб. «Иssl. облаков, осадков и грозowego электричества», Изд. АН СССР, М., с. 295—265. (32)
- Комаров Н. Н., Кузменко М. Д. — 1960 — Счетчик атмосферных ионов, Бюл. изобрет., № 4, авт. свид. № 126 287. (31, 35)
- Комаров Н. Н., Кузьменко М. Д., Середкин, А. А. — 1960 — Измерения ионизационного состояния свободной атмосферы в условиях антициклона. Изв. АН СССР сер. геофиз. (№ 10), с. 1534—1540. (0)
- Комаров Н. Н., Кузьменко М. Д., Середкин, А. А. — 1961 — Счетчик атмосферных ионов. Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 12), с. 1875—1881. (31, 32, 34, 35)
- Комаров Н. Н., Середкин, А. А. — 1960 — Счетчик тяжелых ионов, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 11), с. 1663—1670, (0, 4, 34, 35)
- Комаров Н. Н. — см. Цванг Л. Р.
- Корсунский М. М., Резник М. Б., Трутень Р. М. — 1962 а — О методе счета ионов, генерируемых гидроионизатором, Сб. «Аэроинизация и гидроаэроинизация в медицине», Госмедиздат УзССР, Ташкент, с. 295—301. (0)

- Корсунский М. М., Резник М. В., Трутень Р. М. — 1962 б
— О возможном методе измерения концентрации ионов, генерируемых гидроионизаторами, Изв. высш. уч. зав., Физика, № 6, с. 152—156. (0)
- Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. — 1963 — Теоретическая гидромеханика, часть 2. Физматгиз, М. (23)
- Кравченко М. Д. — см. Баранов В. И.
- Красногорская Н. В., Середкин А. А. — 1964 — Об объеменом заряде нижних слоев атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 4), с. 587—595. (11)
- Кузменко М. Д. — см. Комаров Н. Н.
- Куклина Г. М. — см. Иванова Н. М.
- Ламб Г — 1947 — Гидродинамика, Гостехтеоретиздат, М.—Л. (18)
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. — 1954 — Механика сплошных сред, Гостехтеоретиздат, М. (34)
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. — 1957 — Электродинамика сплошных сред, Гостехтеоретиздат, М. (23)
- Лёб Л. — 1950 — Основные процессы электрических разрядов в газах, Гостехтеоретиздат, М.—Л. (0)
- Лёб Л. — см. Loeb L. V.
- Лебедев В. Л. — 1958 — Случайные процессы в электрических и механических системах, Физматгиз, М. (26)
- Левин Л. М. — 1957 — О заборе проб аэрозоля, Изв. АН СССР сер. геофиз. (№ 7) с. 914—925. (2)
- Левин, Л. М. — 1959 — Электростатическое осаждение частиц аэрозоля из потока на большие тела, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 7), с. 1073—1075. (2, 4)
- Лесгафт Е. Э. — 1938 — К изучению ионизации воздуха, Сб. работ н.-и. лаб. коммунальной гигиены Ленгорздравотдела 2, с. 66—73. (35)
- Лившиц М. Н., Моисеев В. Н. — 1965 — Электрические явления в аэрозолях и их применение, «Энергия», М.—Л. (35)
- Литвинов В. Ф. — 1938 — Прибор для измерения тяжелых ионов в атмосфере, Уч. зап. Казахского гос. ун-та 2, с. 73—80. (35)
- Литвинов В. Ф. — 1941 — Ионное состояние нижних слоев атмосферы по наблюдениям в гор. Алма-Ата и его горных окрестностях, Уч. зап. Казахского гос. ун-та 6, с. 21—89. (35)
- Литвинов В. Ф., Литвинова Н. Н. — 1955 — Электрофильтр для получения проб атмосферной пыли, Гигиена и санитария, № 9, с. 16—18. (0)
- Литвинова Н. Н. — см. Литвинов В. Ф.
- Лойцянский Л. Г. — 1959 — Механика жидкости и газа, Физматгиз, М. (18, 21, 34)
- Матулявичене В. — 1962 — К вопросу определения спектра масс радиоактивного аэрозоля в атмосфере, Научн. тр. высш. уч. заведений Лит. ССР Геогр. и геол. 1, с. 145—153. (0, 20)
- Махоткин Л. Г., Сущинский Б. Л. — 1960 — Плотность объемного заряда в Сестрорецке, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 110, с. 33—39. (35)
- Милн В. Б., Березина И. И., Иньков Б. К. — 1954 — Автомат—индикатор аномалий ионизации атмосферы. Уч. зап. Кировского гос. пед. ин-та 1, вып. 8, с. 55—60. (35)
- Минх А. А. — 1963 — Ионизация воздуха и ее гигиеническое значение. Медгиз, М. (0, 35)
- Михеев М. А. — 1956 — Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, М.—Л. (24)
- Моисеев В. Н. — см. Лившиц М. Н.
- Монин А. С., Яглом А. М. — 1965 — Статистическая гидромеханика, часть 1, «Наука», М. (20)

- Ничкевич О. Н. — см. Половко И. К.
- Отто А. Н. — см. Тверской П. Н.
- Павлюченко Г. — см. Имянитов И. М.
- Половко И. К., Ничкевич О. Н. — 1937 — К методике измерения числа средних ионов. Тр. н.-и. гидрометеорол. ин-та, Киев, 1, с. 42—44. (6)
- Полонников Д. Е. — 1960 — Электронные усилители автоматических компенсаторов, Физматгиз, М. (26)
- Портнов Ф. Г. — 1960 — Аэроионотерапия больных гипертонической болезнью, Изд. АН Латв. ССР, Рига. (0)
- Резник М. В. — см. Корсунский М. М.
- Рейнет Я. Ю. — 1956 — Комбинированный счетчик атмосферных ионов, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 58, с. 23—30. (29, 35)
- Рейнет Я. Ю. — 1958 — Новая аппаратура и методика для определения плотности аэро- и гидроионов в атмосфере, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та 59, с. 41—70. (9, 25)
- Рейнет Я. Ю. — 1959 а — Новая аппаратура и методика для определения концентрации аэро- и гидроионов в атмосфере, Вопр. курортол. (Рига) 5, с. 45—52. (9, 25)
- Рейнет Я. Ю. — 1959 б — Счетчик аэро- и гидроионов, Бюл. изобрет., № 11, авт. свид. № 120 272. (35)
- Рейнет Я. Ю. — 1962 а — Новый портативный счетчик гидро- и аэроионов, пригодный для определения зарядов электроаэрозолей. Сб. «Аэроионизация и гидроаэроионизация в медицине», Госмедиздат УзССР, Ташкент, с. 232—235. (35)
- Рейнет Я. Ю. — 1962 б — Спектрометр атмосферных ионов, Бюл. изобрет. № 11, авт. свид. № 147 822. (35)
- Рейнет Я. Ю. — 1963 — Некоторые требования относительно условий измерения спектра атмосферных ионов аспирационным методом, Тр. всес. научн. метеорол. совещания т. 9, Гидрометеониздат, Л., с. 313—321. (35)
- Рейнет Я. Ю., Таммет Х. Ф., Сальм Я. И. — 1963 — К методике изучения ионизации воздуха в курортологии и физиотерапии, Сб. «Материалы I респ. съезда физиотерапевтов и курортологов УССР, посвящ. 100-летию со дня рожд. проф. А. Е. Щербака» Госмедиздат УССР, Киев, с. 124—124. (35)
- Рейнет Я. Ю. — см. Reinet J.
- Рудик К. И. — см. Арабаджи В. И.
- Сакс О. В. — 1963 — О конструкции динамического конденсатора для счетчиков атмосферных ионов, Тр. всес. научн. метеорол. совещания т. 9, Гидрометеониздат, Л., с. 303—306. (35)
- Сакс О. В. — см. Saks O.
- Сальм Я. И. — см. Рейнет Я. Ю.
- Сегаль Р. Б. — 1962 — Распределение малых ионов воздуха по их величине, Уч. зап. Череповецкого гос. пед. ин-та, 3, № 3, с. 3—12; Изв. высш. уч. зав., Физика, № 6, с. 16—21. (1)
- Седунов Ю. Г. — см. Иванова Н. М.
- Семенов К. А. — см. Имянитов И. М.
- Сергиева А. П. — 1953 — Об электрических зарядах облачных частиц. Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 3), с. 347—357 (0)
- Середкин А. А. — см. Комаров Н. Н., Красногорская Н. В.
- Сперанский А. А. — 1926 — Инструкция к употреблению аспирационного прибора Эберта, Курортное дело, № 6, с. 1—13. (35)
- Стыро Б. И., Юргелионис А. И. — 1956 — О числе ионов в Паланге, Тр. АН Лит. ССР, 4 Б, с. 51—54. (35)
- Сушинский Б. Л. — см. Махоткин Л. Г.
- Таммет Х. Ф. — 1960 — К теории аспирационных счетчиков аэроионов, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 8), с. 1263—1270. (2, 7, 8)

- Таммет Х. Ф. — 1962 а — К вопросу создания аэроионизаторов и иономеров для широкого внедрения аэроионотерапии, Сб. «Аэроионизация и гидроаэроионизация в медицине», Госмедиздат УзССР, Ташкент, с. 250—256. (0)
- Таммет Х. Ф. — 1962 б — Счетчик аэроионов. Бюл. изобрет., № 20, авт. свид. № 151 071. (31)
- Таммет Х. Ф. — 1962 в — Искажающие эффекты в аспирационных счетчиках аэроионов, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 6), с. 845—853. (14, 16, 19, 20, 25, 34)
- Таммет Х. Ф. — 1962 г — Аналитический метод обработки наблюдений при изучении распределения аэроионов по подвижностям, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 136, с. 103—110. (29)
- Таммет Х. Ф. — 1963 а — Воздействие объемного заряда в аспирационных счетчиках аэроионов, Уч. зап. Тартуского гос. ун-та 140, с. 46—61. (16, 17)
- Таммет Х. Ф. — 1963 б — К вопросу о схемах включения аспирационных счетчиков аэроионов, Тр. Гл. Геофиз. обсерв. 146, с. 71—74. (31)
- Таммет Х. Ф. — 1963 в — Оптимальные параметры аспирационных счетчиков аэроионов, Тр. всес. научн. метеорол. совещания т. 9, с. 322—328. (34)
- Таммет Х. Ф. — 1964 а — Определение действующей емкости цилиндрического измерительного конденсатора аспирационного счетчика аэроионов, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 3), с. 436—436. (33)
- Таммет Х. Ф. — 1964 б — Аспирационный метод изучения ионизированного воздуха и аэрозолей (автореферат), Тарту. (2)
- Таммет Х. Ф. — см. Рейнет Я. Ю.
- Тарг С. М. — 1951 — Основные задачи теории ламинарных течений, Гостехтеоретиздат, М.—Л. (18)
- Тверской П. Н. — 1962 — Курс метеорологии, Гидрометеоздат, Л. (0)
- Тверской П. Н., Отто А. Н. — 1962 — Прибор для счета ионов в атмосфере и от искусственных ионизаторов, Сб. «Аэроионизация и гидроаэроионизация в медицине», Госмедиздат УзССР, Ташкент, с. 229—231. (35)
- Теверовский Е. Н. — 1949 — О диффузии и коагуляции частиц аэрозоля в турбулентном потоке в атмосфере, Сб. «Новые идеи в области изучения аэрозолей». Изд. АН СССР, М.—Л., с. 108—127. (20)
- Терехов Ю. В. — 1962 — Портативный счетчик гидроаэроионов, Сб. «Аэроионизация и гидроаэроионизация в медицине», Госмедиздат УзССР, Ташкент, с. 302—303. (35)
- Трутень Р. М. — см. Корсунский М. М.
- Федоров Е. К. — 1952 — Новый метод исследования ионного спектра в атмосфере, Докл. АН СССР 82 (№ 5), с. 717—718. (0)
- Френкль Ф. Н. — 1955 — Турбулентная диффузия: распределение средней концентрации в поле однородного турбулентного потока, Сб. «Проблемы механики (под ред. Р. Мизеса и Т. Кармана)», Изд. ИЛ, М. (20)
- Фукс Н. А. — 1955 — Механика аэрозолей, Изд. АН СССР, М. (0, 24, 29)
- Фукс Н. А. — 1964 — О стационарном распределении зарядов аэрозольных частиц в биполярно ионизированной атмосфере, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 4), с. 579—586. (0)
- Фурман А. М. — 1960 — Распределение по подвижности и концентрации легких и средних ионов в атмосфере, Тр. Гл. геофиз. обсерв. 97, с. 106—116. (15)
- Хинце О. И. — 1963 — Турбулентность, Физматгиз, М. (20)

- Цванг Л. Р. — 1956 — Импульсный метод измерения спектра легких ионов в атмосфере, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 2), с. 202—209. (0)
- Цванг Л. Р., Гутман Л. Н. — 1958 — Измерение спектра легких атмосферных ионов. Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 7), с. 891—902. (0)
- Цванг Л. Р., Комаров Н. Н. — 1959 — Исследование спектра легких ионов в свободной атмосфере, Изв. АН СССР, сер. геофиз. (№ 8), с. 1167—1176. (0)
- Чернявский Е. А. — 1937 — Новая конструкция прибора для определения числа и униполярности ионов, Инф. сб. по земн. магн. и электричеству 4, Л.—М., с. 96—98. (35)
- Чернявский Е. А. — 1957 — Электрическое поле Средней Азии. Ионизационные характеристики атмосферы. Тр. Ташкентской геофиз. обсерв. 13, с. 162—203. (35)
- Чернявский Е. А. — 1962 — Метод и прибор для определения объемного заряда при гидроаэроионизации, Сб. «Аэроионизация и гидроаэроионизация в медицине», Госмедиздат УзССР, Ташкент, с. 226—228. (0)
- Шепсенвол М. А. — см. Шульман А. Р.
- Шлихтинг Г. — 1962 — Возникновение турбулентности. Изд. ИЛ, М. (34)
- Шульман А. Р., Шепсенвол М. А. — 1950 — Об измерении слабых токов, Сб. посв. семидесятилетию акад. А. Ф. Иоффе, Изд. АН СССР, М., с. 510—522. (26)
- Щепотьева Е. С. — 1929 — О подвижности ионов в атмосфере, Ж. геофиз. и метеорол. 6 (вып. 2), с. 85—100. (29)
- Щепотьева Е. С. — см. Baranow W. J.
- Юргелионис А. И. — см. Стыро Б. И.
- Adkins, C. J. — 1959 — The small ion concentration and space-charge near the ground, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 85 (№ 363), p. 237—252. (35)
- Altberg, W. — 1912 — Über monomolekulare Elektrizitätsträger in Gasen und eine neue Messmethode der Molekulardurchmesser, Ann. Physik 37, S. 849—880. (7)
- Altberg, W. — s. Альтберг В.
- Antonescu, V. I. — s. Neaga V G.
- Aoki, T., Kato, K. — 1954 — Ratio of atmospheric ion, Bull. Electrotechn. Lab. 18 (№ 8), p. 561—575, p. 628. (29)
- Aselmann, E. — 1906 — Über Elektrizitätsträger, die durch fallende Flüssigkeiten erzeugt werden, Ann. Physik 19, S. 960—984. (6, 11)
- Awbery, J. H. — s. Griffiths, E.
- Baranow, W. J., Stschepotjewa, E. S. — 1928 — Über die Anwendung des Ebertschen Ionenzählers zur Bestimmung der Zahl und der Beweglichkeit der kleinen Ionen in der Atmosphäre, Phys. Z. 29, S. 741—750. (29)
- Baranow, W. J. — s. Баранов В. И.
- Beau, G., Blanquet, L., Blanquet, P. — 1953 — L'enregistrement continu de la charge spatiale atmosphérique, Ann. Inst. hydrol. et climatol. 24, № 74—75, p. 1—17. (35)
- Beau, G., Blanquet, L., Blanquet, P., Fourton, A. — 1956 — Contribution à l'étude de l'enregistrement de la charge spatiale atmosphérique, C. r. Acad. sci. 243 (№ 10), p. 784—786. (35)
- Becker, A. — 1909 — Neuer Zylinderkondensator zur Untersuchung leitender Gase, Z. Instrumentenkunde 29, S. 258—261. (4, 15, 25)
- Becker, A. — 1910 — Über die Träger der Quecksilberfallelektrizität, Ann. Physik 31, S. 98—126. (2, 11, 16, 19, 22)

- Beckett, J. C. — 1961 — Air ion measurement, Proc. Internat. conf. ioniz. air, Philadelphia, Pa, vol. 1, sect. 3, p. 1—15. (25, 35)
- Bennendorf, H. — 1909 — Zur Theorie luftelektrischer Registrierungen I, Sitzungsber. Wien. Akad. Wiss. IIa, 118, S. 1163—1195. (13)
- Bessa, F. I. — s. El Nadi A. F.
- Blackwood, O. — 1920 — The existence of homogeneous groups of large ions, Phys. Rev. 16, p. 85—101. (7, 29)
- Blanquet, L. — s. Beau G.
- Blanquet, P. — s. Beau G.
- Bloch, E. — 1904 — Sur la mesure de la mobilité des ions dans les gaz par une méthode de zéro, C. r. Acad. sci. 138, p. 1492—1494. (25)
- Bordeau, R. E., Whipple E. C., Clark, J. F — 1959 — Analytic and experimental electrical conductivity between the stratosphere and the ionosphere, J. Geophys. Res. 64 (№ 10), p. 1363—1370. (35)
- Boylan, R. K. — 1931 — The mobilities of atmospheric large ions, Proc. Roy. Irish Acad. A 40 (№ 4), p. 76—84. (29)
- Boylan, R. K. — s. Nolan J. J.
- Brackett, F. S. — s. Daniel J. H.
- Brown, J. C. — 1930 — The relation of space-charge and potential gradient to the diurnal system of convection in the lower atmosphere, Terr. Magn. 35 (№ 1), p. 1—15. (11)
- Cagniard, L. — 1943 — Sur le rôle de la ventilation dans les appareils utilisés pour mesurer les conductibilités électriques de l'air atmosphérique, C. r. Acad. sci. 217, p. 574—576. (2, 4)
- Cagniard, L. — 1944 — Sur les principes de la mesure des conductibilités ioniques de l'air à l'aide des appareils de déperdition, Ann. Géophys. 1, p. 25—36. (2, 4)
- Cagniard, L., Lévy, C. — 1946 — Un nouvel appareil du type de Gerdien pour la mesure correcte et précise des conductibilités électriques de l'air atmosphérique, Ann. Géophys. 2, p. 19—24. (33)
- Calinicenco, N. — s. Vasiliu, Ch.
- Callahan, R. C., Coroniti S. C., Parziale A. J., Patten R. — 1951 — Electrical conductivity of air in the troposphere, J. Geophys. Res. 56 (№ 4), p. 545—551. (35)
- Callahan, R., Faucher, G. A. — 1954 — Aircraft investigation of the large ion content and conductivity of the atmosphere and their relation to meteorological factors, J. Atmos. and Terr. Phys. 5 (№ 5/6), p. 253—272. (35)
- Callahan, R. C. — s. Coroniti, S. C.
- Callahan, R. C. — s. Sagalyn, R. C.
- Carson, J. — s. Schilling, G. T.
- Challande, R., David, B. — 1960 — Nouvelle méthode de prélèvement des particules solides dans la stratosphère, C. r. Acad. sci. 250 (№ 8), p. 1520—1521. (0)
- Chalmers, J. A. — 1953 — Atmospheric electrical conductivity near the earth surface, J. Atmos. and Terr. Phys. 3 (№ 4), p. 223—224. (13)
- Chapman, S. — 1937 — Carrier mobility spectra of spray electrified liquids, Phys. Rev. 52, p. 184—190. (25, 35)
- Clark, J. F. — s. Bordeaux, R. E.
- Cobb, W. E. — s. Woessner, R. H.
- Coroniti, S. C. — 1960 — Airborne conductivity meter, Geofis. pura e appl. 47, p. 79—83. (35)
- Coroniti, S. C., Parziale, A. J., Callahan, R. C., Patten, R. — 1952 — Effect of aircraft charge on airborne conductivity measurements, J. Geophys. Res. 57 (№ 2), p. 197—205. (13)
- Coroniti, S. C. — s. Callahan, R. C.

- Curtis, H. O., Hyland, M. C. — 1958 — Aircraft measurements of the ratio of negative to positive conductivity, in «Recent Advances in Atmospheric Electricity», Perg. Press, London — New-York — Paris — Los Angeles, p. 111—117. (35)
- Dalla Valle, J. M. — s. Hinkle, B. L.
- Daniel, J. H., Brackett, F. S. — 1951 — An electrical method for investigating the nature and behaviour of small, airborne, charged particles, *J. Appl. Phys.* 22 (№ 5), p. 542—554. (25, 35)
- Daunderer, A. — 1907 — Lufterlektrische Messungen, *Phys. Z.* 8, S. 281—286. (11)
- Daunderer, A. — 1909 — Über die Beziehung zwischen Dichte und Mittelpunkts-Potential im Innern eines würfelförmigen, von elektrisch leitenden Wänden begrenzten Raumes, *Z. Math. und Phys.* 57, S. 293—301. (11)
- David, B. — s. Challande, R.
- Davis, A. H. — 1924 — Convective cooling in liquids — some thermal conductivity data, *Philos. Mag.* 47, p. 972—977. (24)
- De Broglie, M. M. — 1909 — Recherches sur les centres électrisés de faible mobilité dans les gaz, *J. phys. theor. et appl.* 8, p. 869—888. (35)
- Deignan, J. — s. Nolan, P. J.
- Dessauer, F., Graffunder, W., Laub, J. — 1955—1956 — Beobachtungen über Ionenschwankungen im Freien und in geschlossenen Räumen, *Ann. Meteorol.* 7 (№ 3—4), S. 173—185. (30)
- Dessauer, F. — s. Wolodkewitsch, N.
- Dolezalek, H. — 1962 — Die lufterlektrische Station, Teil II: Beschreibung der Station, *Gerlands Beitr. Geophys.* 71 (H 3), S. 161—171. (35)
- Dolezalek, H. — s. Israel, H.
- Dowling, J. J., Haughey, C. J. — 1922 — On the electrification of phosphorus smoke nuclei, *Proc. Roy. Irish Acad. A* 36 (№ 3), p. 50—59. (35)
- Ebert, H. — 1901 — Aspirationsapparat zur Bestimmung des Ionengehalts der Atmosphäre, *Phys. Z.* 2, S. 662—664. (25, 35)
- Ebert, H. — 1905 — Eine neue Form des Ionen-Aspirations-Apparates, *Verhandl. Deutsch. phys. Ges.* 7, S. 34—37. (25, 35)
- Eichmeier, J. — s. Siksa, R.
- El Nadi, A. F., Bessa, F. I. — 1958 — Small ion characteristics, *Proc. Math. and Phys. Soc. Egypt.* 22, p. 27—42. (34)
- El Nadi, A. F., Farag, N. — 1960 — The mobility spectrum and the ion concentration of large ions in air mixed with N₂O gas, *Geofis. pura e appl.* 47 (№ 3), p. 114—122. (29)
- El Nadi, A. F., Farag, N. — 1961 — The effect of light on the mobility and concentration of large ions in air mixed with N₂O gas, *J. Atmos. and Terr. Phys.* 22 (№ 1), p. 23—31. (29)
- El Nadi, A. F. — s. Ortner, G.
- Elster, J., Geitel, H. — 1899 — Über einen Apparat zur Messung der Elektrizitätszerstreuung in der Luft, *Phys. Z.* 1, S. 11—14. (25)
- Erikson, H. A. — 1921 — The change of mobility of the positive ions in air with age, *Phys. Rev.* 18, p. 100—101. (8, 25, 31)
- Erikson, H. A. — 1922 — The change of mobility of the positive ions with age in oxygen and nitrogen, *Phys. Rev.* 19, p. 275—276. (8, 25)
- Erikson, H. A. — 1924 — On the nature of the ions in air and in carbon dioxide, *Phys. Rev.* 24, p. 502—509. (8, 25)
- Erikson, H. A. — 1929 — Factors affecting the nature of ions in air, *Phys. Rev.* 34, p. 635—643. (8, 25)

- Farag, N. — s. El Nadi, A. F.
- Faucher, G. A. — 1958 — A study of air flow in a large-ion chamber, in «Recent Advances in Atmospheric Electricity», Perg. Press, London — New-York — Paris — Los-Angeles, p. 55—60 and J. Atmos. and Terr. Phys. 12 (№ 4), p. 288—292. (20)
- Faucher, G. A. — s. Callahan, R., Sagalyn, R.
- Fischer, H. J. — s. Mühleisen R.
- Fontell, N. — 1932 — Über die Ionenbeweglichkeit in Luft-Azeton und Luft-Essigsäuregemischen. Soc. Sci. Fennica, Comm. Phys.-Math. 6, № 6, p. 1—27. (23)
- Forster, W. W. — 1959 — Deposition of unipolar charged aerosol particles by mutual repulsion, Brit. J. Appl. Phys. 10 (№ 5), p. 206—213. (2)
- Fourton, A. — S. Beau, G.
- Franck, J. — 1906 — Über die Beweglichkeit der Ladungsträger der Spitzenentladung, Ann. Physik 21, S. 972—1000. (16)
- Fraser, D. A. — s. Mendenhall, A. L.
- Funder, L. — 1939 — Ermittlung, Ursachen und Bedeuten des Ionen- gehaltes der Grubenwetter, Gerlands Beitr. Geophys. 54, S. 370—449. (34, 35)
- Funder, L. — 1940 — Die Lufterktrizität, eine vernachlässigte Größe in den Grubenwetter, Glückauf 76 (№ 17), S. 237—243. (35)
- Gagge, A. P., Moriyama, I. M. — 1935 — The annual und diurnal variation of ions in an urban community, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 40 (№ 3), p. 295—306. (35)
- Geitel, H. — s. Elster, J.
- Gerdien, H. — 1903 — Die absolute Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der spezifischen Ionengeschwindigkeit in der Atmosphäre, Phys. Z. 4, S. 632—635. (35)
- Gerdien, H. — 1905a — Demonstration eines Apparates zur abso- luten Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft, Phys. Z. 6, S. 800—801. (25, 34, 35)
- Gerdien, H. — 1905b — Die absolute Messung der spezifischen Leitfähigkeit und der Dichte des verticalen Leitungsstromes in der Atmosphäre, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 10, p. 65—79. (25, 35)
- Gerdien, H. — 1907 — Untersuchungen über die atmosphärischen radioaktiven Induktionen, Abhandl. Ges. Wiss. Göttingen 5 № 25, p. 1—74. (0)
- Giese, W. — 1882 — Experimentelle Beiträge zur Kenntnis von elektrischen Leitungsvermögen der Flammengase, Ann. Physik 17, S. 1—41, 236—257, 519—550. (0, 1)
- Gillespie, T. — 1960 — Electric charge effects in aerosol particle collision phenomena, Internat. J. Air Pollution 3 (№ 1—3), p. 44—49. (0)
- Gillespie, T., Langstroth, G. — 1952 — An instrument for determining the electric charge distributino in aerosols, Canad. J. Chem. 30 (№ 12), p. 1056—1068. (0)
- Gish, O. H. — 1932 — Systematic errors in measurements of ionic content and the conductivity of the air, Gerlands Beitr. Geophys. 35, S. 1—5. (14)
- Gish, O. H. — 1933a — Effects of turbulent air-flow in some appa- ratus used in atmospheric-electric measurements, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 38 (№ 3), p. 257—259. (20)
- Gish, O. H. — 1933b — Bemerkungen zur Arbeit: H. Graziadei, «Studie über die Methodik der Ionenzählung», Phys. Z. 34, S. 712—713. (20)
- Gish, O. H., Sherman, K. L. — 1936 — Electrical conductivity of

- air to an altitude of 22 kilometers, Nat. Geogr. Soc. Contrib. Techn. Papers, Stratosphere Ser. № 2, p. 94—116. (35)
- Gockel, A. — 1917 — Lufterlektrische Beobachtungen in Schweizerischen Mittelland, im Jura und in den Alpen, Neue Denkschriften Schweizerisch. Naturforsch. Ges. 54, Abh. 1, S. 1—75. (11, 35)
- Godefroy, A. — 1949 — Appareil enregistreur pour la mesure des résistances élevées et variables. Application à la mesure de la conductibilité électrique de l'air, Ann. géophys. 5 (№ 2), p. 164—166. (35)
- Gonsior, B. — 1957 — Messungen der lufterlektrischen Raumladung mit Schwebestoff-Filtern, in «Lufterlektrizität im AGJ» Aachen, S. 17—23. (35)
- Graffunder, W. — s. Dessauer, F
- Graziadei, H. Th. — 1933 — Studie über die Methodik der Ionenzählung, Phys. Z. 34, S. 82—88. (14)
- Graziadei, H. Th. — 1935 — Zur Turbulenz bei Ionenzählern, Phys. Z. 36, S. 181—182. (20)
- Green, H. L., Lane, W. R. — 1957 — Particulate clouds: dusts, smokes and mists, E. & F. N. SPON LTD. London. (0)
- Greinacher, H., Klein, W. — 1937 — Über einen Apparat zur Dauerregistrierung der spezifischen Ionenzahl der Atmosphäre, Gerlands Beitr. Geophys. 51, S. 298—307. (35)
- Grieger, H. — 1935 — Ein neuer Apparat zur Messung des Ionenspektrums, Z. Instrumentenkunde 55, S. 116—122. (35)
- Griffiths, E., Awbery, J. H. — 1929 — The dependence of the mobility of ions in air on the relative humidity, Proc. Phys. Soc. 41, p. 240—247. (7)
- Gunn, R. — 1952 — The electrification of cloud droplets in non-precipitating cumuli, J. Meteorol. 9 (№ 6), p. 397—402. (11)
- Gunn, R. — 1953 — Measurements of the electricity carried by precipitation particles, in «Thunderstorm Electricity» (ed. H. R. Byers), Chicago, p. 193—206. (11)
- Gunn, R. — s. Woessner, R. H.
- Gupta, B. K. — s. Venkiteshwaran, S. P
- Harris, J. T. — s. Nolan, J. J.
- Hasenclever, D., Siegmann, H. Chr. — 1960 — Neue Methode der Staubmessung mittels Kleinionen-anlagerung, Staub 20 (№ 7), S. 212—218. (4)
- Hatakeyama, H., Kobayashi, J., Kitaoka, T., Uchikawa, K. — 1958 — A radiosonde instrument for the measurement of atmospheric electricity and its flight results, in «Recent Advances in Atmospheric Electricity» Perg. Press London — New-York — Paris — Los-Angeles, p. 119—135. (35)
- Haughey C. J. — s. Dowling, J. J.
- Hess, V. F. — 1929 — Neue Untersuchungen über die Ionisierungsbilanz der Atmosphäre auf Helgoland, Gerlands Beitr. Geophys. 22, S. 256—314, und Sitzungsber. Wien. Akad. Wiss. IIa 138, S. 169—221. (35)
- Hess, V. F. — s. O'Donnel, G. A.
- Hewitt, G. W. — 1957 — The charging of small particles for electrostatic precipitation, Commun. and Electronics, 31, p. 300—306. (25, 35)
- Hewlett, C. W. — 1914 — Investigation of certain causes responsible for uncertainty in the measurement of atmospheric conductivity by the Gerdien conductivity apparatus, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 19 (№ 4), p. 219—233. (35)

- Hinkle, B. L., Orr, C., Dalla Valle, J. M. — 1954 — A new method for the measurement of aerosol electrification, *J. Colloid Sci.* 9 (№ 1), p. 70—80. (0)
- Hock, A., Schmeer, H. — 1962 — Über ein Gerät zur störfeldfreien Luftionenmessung und einen Impulszähler zur direkten Anzeige der Windgeschwindigkeit, *Z. angew. Phys.* 14 (H 7), S. 398—404. (25, 35)
- Hoegl, A. — 1963 — Messung von Konzentration und Beweglichkeit atmosphärischer Ionen, *Z. angew. Phys.* 16 (H 4), S. 252—258. (4, 18, 29, 34, 35)
- Hogg, A. R. — 1934 — Atmospheric electric observations, *Gerlands Beitr. Geophys.* 41, S. 1—31. (35)
- Hogg, A. R. — 1939 — The intermediate ions in the atmosphere, *Proc. Phys. Soc.* 51, p. 1014—1027. (7)
- Holl, W — s. Mühleisen, R.
- Huddar, B. B. — s. Venkiteswaran, S. P.
- Hyland, M. C. — s. Curtis, H.
- Israel, H. — 1929 — Ein transportables Messgerät für schwere Ionen, *Z. Geophys.* 5, S. 342—350. (35)
- Israel, H. — 1931 — Zur Theorie und Methodik der Grössenbestimmung von Luftionen, *Gerlands Beitr. Geophys.* 31, S. 173—216. (5, 6, 9, 10, 20, 25)
- Israel, H. — 1932a — Zum Problem der Randstörungen bei Ionenmessungen, *Gerlands Beitr. Geophys.* 35, S. 341—348. (14)
- Israel, H. — 1932b — Ergänzungen zu meiner Arbeit: Zur Theorie und Methoden der Grössenbestimmung von Luftionen, *Gerlands Beitr. Geophys.* 36, S. 24—37. (14)
- Israel, H. — 1937 — Der Wegersche Kleinionen-Aspirator als selbständige Messgerät, *Meteorol. Z.* 54, S. 487—488. (25)
- Israel, H. — 1957a — Verzeichnis der luftelektrisch arbeitenden Stationen, in «Luftelektrizität im AGJ», Aachen, S. 111—114b. (0)
- Israel, H. — 1957b — Atmosphärische Elektrizität, T. I, Akad. Verlagsges. Geest & Portig K.-G., Leipzig. (1, 5, 10, 14, 29, 35)
- Israel, H., Dolezalek, H. — 1957 — Zur Methodik luftelektrischer Messungen IV: Störspannungen in luftelektrischen Messfühlern und ihre Verhütung, *Gerlands Beitr. Geophys.* 66 (H 2), S. 129—142. (13)
- Israel, H., Schulz, L. — 1933 — The mobility-spectrum of atmospheric ions — principles of measurements and results, *Terr. Magn. and Atmos. Electr.* 38 (№ 4), p. 285—300. (10)
- Itiwara Yo — 1931 — Zur Methodik der Ionenzählung in der freien Atmosphäre, *Phys. Z.* 32, S. 97—106. (14)
- Johnstone, H. F — s. Kraemer, H. F
- Jonassen, N. — 1962 — Om måling af atmosfærisk lufts iontaethed, *Teknisk forl., København.* (31, 35)
- Jones, O. C., Maddever, R. S., Sanders, J. K. — 1959 — Radiosonde measurement of vertical electrical field and polar conductivity, *J. Sci. Instrum.* 36 (№ 1), p. 24—28. (35)
- Junge Chr. — 1955 — The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data in the atmosphere, *J. Meteorol.* 12 (№ 1), p. 13—25. (0)
- Junod, A., Sängler, R., Thams, J. Chr. — 1962 — Enregistrement direct du spectre des petits ions atmosphériques, *Z. angew. Math. und Phys.* 13 (№ 3), p. 272—278. (12)
- Kähler, K. — 1903 — Über die durch Wasserfälle erzeugte Leitfähigkeit der Luft, *Ann. Physik* 12, S. 1119—1141. (6, 25, 35)
- Kähler, K. — 1929 — Einführung in die atmosphärische Elektrizität, Verlag Bornträger, Berlin. (35)

- Kähler, K. — 1930 — Über die Verteilung der Elektrizitätsträger in der Atmosphäre, Meteorol. Z. 47, S. 57—68. (35)
- Kato, K. — s. Aoki, T.
- Kennedy, H. — 1913 — The large ions in atmosphere, Proc. Roy. Irish Acad. A 32 (№ 1), p. 1—6. (35)
- Kennedy, H. — s. McClelland, J. A.
- Kenny, P. J. — s. Nolan, P. J.
- Kern, W. — s. Riezler, W.
- Kilinski, E. — 1949 — Ein neues Verfahren zur Registrierung der luftelektrischen Leitfähigkeit, Z. Meteorol. 3, S. 174—175. (35)
- Kilinski, E. — 1953 — Die neuen Registrieranlagen im luftelektrischen Hause des Hauptobservatoriums in Potsdam, Z. Meteorol. 7, S. 146—150. (35)
- Kitaoka, T. — s. Hatakeyama, H.
- Klein, W. — s. Greinacher, H.
- Kobayashi, J. — s. Hatakeyama, H.
- Koenigsfeld, L. — 1955 — La mesure de la conductibilité par radiosonde, Publs. ser. B. Inst. roy. Météorol. Belgique № 18, p. 1—8. (35)
- Koenigsfeld, L. — 1957 — La mesure du gradient du potentiel et de la conductibilité par radiosonde, in «Luftelektrizität im AGJ», Aachen, S. 84—90. (35)
- Kohlrausch, K. W. F. — 1906 — Über elektrostatische Kapazität und Widerstandskapazität, Verh. Deutsch. Phys. Ges. 8, S. 151—156. (4)
- Kohlrausch, K. W. F. — 1914 — Zur Methodik der Beweglichkeits- und Wiedervereinigungsmessungen an Ionen in strömender Luft, Sitzungsber. Wien. Akad. Wiss. IIa 123, S. 1929—1954. (6)
- Kraakevik, J. H. — 1958 — The airborne measurement of atmospheric conductivity, J. Geophys. Res. 63 (№ 1), p. 161—169. (35)
- Kraemer, H. F., Johnstone, H. F. — 1955 — Collection of aerosol particles in presence of electrostatic fields, Industr. and Engng. Chem. 47 (№ 12), p. 2426—2434. (4)
- Kroening, J. L. — 1960 — Ion-density measurements in the stratosphere, J. Geophys. Res. 65 (№ 1), p. 145—151. (14, 35)
- Kurz, K. — 1906 — Über die scheinbarer Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattenelektrometers, Phys. Z. 7, S. 771—775. (13)
- Kurz, K. — 1907 — Die Beeinflussung der Ergebnisse luftelektrischer Messung durch die festen radioaktiven Stoffe der Atmosphäre, Ann. Physik 24, S. 890—930. (13)
- Langevin, M. P. — 1905a — Sur les ions de l'atmosphère, C. r. Acad. sci. 140, p. 232—234. (1, 5)
- Langevin, M. P. — 1905b — Sur un enregistreur des ions de l'atmosphère, C. r. Acad. sci. 140, p. 305—307. (1)
- Langevin, M. P., Moulin, M. — 1907 — Electromètre enregistreur des ions de l'atmosphère, Le Radium 4, p. 218—229. (35)
- Langstroth, G. — s. Gillespie T.
- Laub, J. — s. Dessauer, F.
- Leckie, A. J. — 1938 — Luftelektrische Messungen am Bosschaboratorium der Technischen Hochschule in Bandoeng, Java, Gerlands Beitr. Geophys. 52, S. 280—333. (35)
- Lenard, P. — 1900 — Ueber die Electricitätszerstreuung in ultraviolett durchstrahlter Luft, Ann. Physik 3, S. 298—319. (1)
- Lenard, P., Ramsauer, C. — 1910 — Über Bildung grosser Elektrizitätsträger, Sitzungsber. Heidelberg. Akad. Wiss. Math. — naturwiss. Kl. Abh. 32, p. 1—31. (14, 25)
- Lévy, C. — s. Cagniard, L.

- Lindsay, R. — s. Siksna, R.
- Lipscomb, W. N., Rubin, T. R., Sturdivant, J. H. — 1947 — An investigation of a method for the analysis of smokes according to particle size, *J. Appl. Phys.* 18 (№ 1), p. 72—79. (0,23)
- Loeb, L. B. — 1923 — Effect of the gauze in the Franck modification of the Rutherford alternating current method for measuring ionic mobilities, *J. Franklin Inst.* 196, p. 771—778. (6)
- Loeb, L. B. — s. Леб Л.
- Lonsdale, T. — 1923 — The flow of water in the annular space between two coaxial pipes, *Philos. Mag.* 46, p. 163—169. (34)
- Lutz, C. W. — 1909 — Eine neue Form des Ebertschen Aspirations-Apparates, *Sitzungsber. math.-naturwiss. Kl. Bayerischen Akad. Wiss. München, Abh.* 14, S. 1—17. (25, 35)
- Lutz, C. W. — 1934 — Aufzeichnung der elektrischen Raumladung der Luft, *Gerlands Beitr. Geophys.* 41, S. 416—428. (35)
- Lutz, C. W. — 1936 — Aufzeichnung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft, *Gerlands Beitr. Geophys.* 47, S. 241—251. (35)
- Mache, H. — 1903 — Eine einfache Methode, die Geschwindigkeit von Gasionen zu bestimmen, welche weder hohes Molisierungs- noch Regenerierungsvermögen besitzen, *Phys. Z.* 4, S. 717—721. (6, 19)
- Mackell, J. F. — 1921 — Influence of the earth's potential gradient upon the measurement of the atmospheric ionic density by the Ebert ion counter, *Phys. Rev.* 17, p. 390—391. (13)
- Mackell, J. F. — 1923 — The influence of the earth's potential gradient upon measurements of the mean ionic density of the atmosphere by the Ebert ion-counter, *Phys. Rev.* 21, p. 436—448. (13)
- Maddever, R. C. — s. Jones, O. C.
- Mallahan, F. J. — s. Moore, C. B.
- Masson, H. — s. Salvador, O.
- Mateiciuc, V. — s. Vasiliu, Ch.
- McClelland, J. A. — 1898 — On the conductivity of the hot gases from flames, *Philos. Mag.* 46, p. 29—42. (0, 6, 11, 25, 35)
- McClelland, J. A., Kennedy, H. — 1912 — The large ions in the atmosphere, *Proc. Roy. Irish Acad. A* 30, p. 72—91. (4, 25)
- Mendenhall, A. L., Fraser, D. A. — 1963 — A continuously recording instrument to measure air-borne ion concentration, *Americ. Industrial Hygiene Ass. J.* 24 (№ 6), p. 555—562. (35)
- Metnieks, A. L., Pollak, L. W. — 1961 — Tables and graphs for use in aerosol physics. Part I. Mobility v. radius and vice versa, *Geophys. Bull. Dublin Inst. Advanced Studies School Cosmic Phys.* № 16, 6, p. 1—37. (0)
- Metnieks, A. — s. Siksna, R.
- Misaki, M. A. — 1950 — A method of measuring the ion spectrum, *Papers Meteorol. and Geophys.* 1, p. 313—318. (7)
- Misaki, M. A. — 1960 — Determination of air flow in an ion chamber. Preliminary examination for the study of ion spectrum, *Papers Meteorol. and Geophys.* 11, p. 348—355. (4, 18, 20)
- Misaki, M. — 1961 — Studies on the atmospheric ion spectrum I. Procedures of experiments and data analysis, *Papers Meteorol. and Geophys.* 12, p. 247—260. (35)
- Mitchell, J. H., Riedler, K. E. W. — 1934 — The speed of positive ions in nitrogen, *Proc. Roy. Soc. A* 146, p. 911—921. (1)
- Mopre, C. B., Vonnegut, B., Mallahan, F. J. — 1961 — Air-borne filters for the measurement of atmospheric space charge, *J. Geophys. Res.* 66 (№ 10), p. 3219—3226. (35)
- Moriyama, I. M. — s. Gagge, A. P.
- Moulin, M. — s. Langevin, M. P.

- Mühleisen, R. — 1957a — Vorschläge für die Auswahl, Einrichtung und Zusammenarbeit luftelektrischer Stationen im internationalen Geophysikalischen Jahr, in «Luftelektrizität im AGJ», Aachen, S. 72—75. (11)
- Mühleisen, R. — 1957b — Atmosphärische Elektrizität, in «Handbuch der Physik, B. 48», Berlin — Gött. — Heidelberg, S. 541—607. (35)
- Mühleisen, R., Fischer, H. J. — 1958 — Radiosonden für luftelektrische Messungen, Arch. techn. Messen № 274, S. 229—232. (35)
- Mühleisen, R., Fischer, H. J. — 1961 — Luftelektrische Aerologie, Beitr. Phys. Atmos. 34 (№ 1—2), S. 3—14. (14)
- Mühleisen, R., Holl, W. — 1952 — Eine neue Methode zur Messung der elektrischen Raumladungsdichte der Luft, Geofis. pura e appl. 22, p. 189—194. (11)
- Neaga, V. G., Antonescu, V. I. — 1958 — Realizarea unui aparat pentru inregistrarea automată a conductibilității electrice a aerului, Studii și cercetări fiz. Acad. RPR 9 (№ 3) p. 389—391. (35)
- Neher, H. V. — 1953 — An automatic ionization chamber, Rev. Sci. Instrum. 24, p. 99—102. (35)
- Nitta, M. — s. Yaita, T.
- Nolan, J. J. — 1916 — The mobilities of ions produced by spraying distilled water, Proc. Roy. Irish Acad. A 33 (№ 2), p. 9—23. (29)
- Nolan, J. J. — 1919 — The nature of the ions produced in air by radioactive bodies, Proc. Roy. Irish Acad. A 35 (№ 4), p. 38—45. (7, 25)
- Nolan, J. J. — 1923 — Ionic mobilities in air and hydrogen, Proc. Roy. Irish Acad. A 36 (№ 5), p. 74—92. (29)
- Nolan, J. J., Boylan, R. K., Sachy, G. P. — 1925 — The equilibrium of ionisation in the atmosphere, Proc. Roy. Irish Acad. A 37 (№ 1), p. 1—12. (25)
- Nolan, J. J., Harris, J. T. — 1922 — Ionisation in moist and dry air, Proc. Roy. Irish Acad. A 36 (№ 2) p. 31—49. (7, 25)
- Nolan, J. J., Nolan, P. J., — 1930 — Preliminary account of observations on atmospheric electricity in country air, Gerlands Beitr. Geophys. 25, S. 414—428. (4, 25)
- Nolan, J. J., Nolan, P. J. — 1931 — Observations on atmospheric ionisation at Glencree, Co. Wicklow, Proc. Roy. Irish Acad. A 40 (№ 2), p. 11—59. (25)
- Nolan, J. J., Nolan, P. J. — 1935 — A new method for counting atmospheric ions and determining their mobilities, Proc. Roy. Irish Acad. A 42 (№ 3), p. 15—19. (25)
- Nolan, J. J., Sachy, G. P. — 1927 — Atmospheric ionisation, Proc. Roy. Irish Acad. A 37 (№ 7), p. 71—94. (29)
- Nolan, P. J. — 1921 — Evidence for the existence of homogeneous groups of large ions, Phys. Rev. 18, p. 185—198. (29)
- Nolan, P. J. — 1926 — The character of the ionization produced by spraying water, Philos. Mag. 1 (№ 2), p. 417—428. (35)
- Nolan, P. J., Deignan, J. — 1948 — Observations on atmospheric condensation nuclei in stored air, Proc. Roy. Irish Acad. A 51 (№ 18), p. 239—249. (6)
- Nolan, P. J., Kenny, P. J. — 1952 — A modified Mc Clelland method for measuring ionic mobilities, J. Atmos. and Terr. Phys. 2 (№ 5), p. 266—271. (5)
- Nolan, P. J., O'Connor, T. C. — 1955 — Size, mobility and charge of multiply charged large ions, Proc. Roy. Irish Acad. A 57 (№ 10), p. 161—171. (6)
- Nolan, P. J. — s. Nolan, J. J.

- Nordmann, Ch. — 1904a — Méthode pour l'enregistrement continu de l'état d'ionisation des gaz. Ionographe. C. r. Acad. sci. 138, p. 1418—1420. (25)
- Nordmann, Ch. — 1904b — Enregistrement continu de l'ionisation gazeuse et de la radioactivité par les méthodes de déperdition, C. r. Acad. sci. 138, p. 1596—1599. (25)
- Norinder, H. — 1921 — Investigation with regard to the induced charge from electrical fields on the Ebert ion counter, Ark. mat. astron. och fys. 15, H 1, № 2, p. 1—19. (13)
- Norinder, H., Siksna, R. — 1953 — Mobility of atmospheric small ions during summer night at Uppsala, J. Atmos. and Terr. Phys. 4, p. 93—105. (30)
- Qbolensky, W. N. — 1925 — Über elektrische Ladungen in der Atmosphäre, Ann. Physik 77, S. 644—666. (11)
- O'Connor, T. C. — s. Nolan, P. J.
- O'Donnel, G. A. — 1952 — Electric conductivity and small ion concentration of the atmosphere at one metre above ground and conductivity at ground level, J. Atmos. and Terr. Phys. 2 (№ 4), p. 201—215. (13)
- O'Donnel, G. A., Hess, V. F. — 1951 — A comparative study of atmospheric conductivity at ground level and one meter above ground, Arch. Meteorol. Geophys. und Bioklimatol. A 4, S. 351—367. (34)
- Onu Const. — s. Vasiliu, Ch.
- Orr, C. — s. Hinkle, B. L.
- Ortner, G., El Nadi, A. F. — 1955 — Intermediate and large atmospheric ions at Cairo-Giza, J. Atmos. and Terr. Phys. 7 (№ 1—2), p. 31—39. (9)
- Papp M. — s. Stierstadt K.
- Parziale, A. J. — s. Callahan R. C., Coroniti S. C.
- Patten, R. — s. Callahan R. C., Coroniti S. C.
- Phillips, B. B. — 1963 — A discussion of the sampling problem during aspiration type ionic measurements, Trans. Amer. Geophys. Union 44 (№ 1), p. 52—52. (13)
- Pluvinage, Ph. — 1946 — Etude théorique et expérimentale de la conductibilité électrique dans les nuages non orageux II, Ann. géophys. 2, p. 160—178. (35)
- Pollak, L. W. — s. Metnieks, A. L.
- Ramsauer, C. — s. Lenard, P.
- Reimers, H. — 1940 — Messungen der kleinen Ionen der Luft mit einem neuen Messgerät, Berlin. (20, 32)
- Reinet, J. — 1958 — Atmosfääri ionisatsiooni muutustest Tartu aastase perioodi vältel, Tartu Riikliku Ülikooli Toimetised 59, lk. 71—107. (11)
- Reinet, J. — s. Рейнер Я. Ю.
- Rich, T. A. — 1959 — The average size of submikron particles, Internat. J. Air Pollut. 1 (№ 4), p. 288—292. (4)
- Richardson, L. F. — 1926 — Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph, Proc. Roy. Soc. A 110, p. 709—737. (20)
- Riecke, E. — 1903 — Beiträge zu der Lehre von der Luftelektrizität, Ann. Physik 12, S. 52—84. (4)
- Riedler, K. E. W. — s. Mitchell, J. H.
- Riezler, W., Kern, W. — 1959 — Ein Elektrofilter zur Abscheidung radioaktiver Aerosole, Nukleonic 1 (№ 5), S. 191—195. (0)
- Rohmann, H. — 1923 — Methode zur Messung der Grösse von Schwebeteilchen, Z. Phys. 17, p. 253—265. (0)
- Rubin, T. R. — s. Lipscomb, W. N.

- Rutherford, E. — 1899 — Uranium radiation and the electrical conduction produced by it, *Philos. Mag.* 47, p. 109—163. (0, 25)
- Rutherford, E. — s. Thomson, J. J.
- Sachy, G. P. — s. Nolan, J. J.
- Sagalyn, R. C., Faucher G. A. — 1956 — Space and time variations of charged nuclei and electrical conductivity of the atmosphere, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 82 (№ 354) p. 428—445. (30)
- Sagalyn, R. C., Faucher, G. A. — 1957 — Time variations of charged atmospheric nuclei, in «Artific. Stimulat. Rain», London — New York — Paris, p. 97—120. (30)
- Sagalyn, R. C. — Callahan, R. C.
- Saks, O. — 1956 — Automaatne fotograafiline ioonide loendaja, *Tartu Riikliku Ülikooli Toimetised* 42. lk. 84—93.
- Saks, O. — s. Сакс, O. B.
- Salles, E. — 1942 — Mesure de la conductibilité électrique de l'atmosphère à l'Observatoire de Chambon-la-Forêt (1939), *Ann. Inst. phys. globe Univ. Paris* 20, p. 54—59. (35)
- Salvador, O., Masson, H. — 1958 — Enregistrement continu de la conductibilité ionique de l'air au voisinage du sol, *J. phys. et radium* 19 (№ 12 suppl.) p. 124A—128A. (35)
- Sanders, J. K. — s. Jones, O. C.
- Sänger, R. — s. Junod, A.
- Schaffhauser, J. — 1952 — Messung von kurzperiodigen Schwankungen der Luftionisation, *Arch. Meteorol. Geophys. und Bioklimatol.* A 5, S. 179—186. (25, 30)
- Schiller, L. — 1932 — Strömung in Rohren, *Handbuch Experimentalphysik Wien-Harms*, B. 4 T. 4, Akad. Verlagsges. M. B. H., Leipzig, S. 1—207. (34)
- Schilling, G. T., Carson, J. — 1953 — On the electrical conductivity of air inside buildings, *Arch. Meteorol. Geophys. und Bioklimatol.* B 5, S. 52—58. (30)
- Schmeer, H. — s. Hock, A., Siksna, R.
- Scholz, J. — 1931a — Über die Messmethoden der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, *Phys. Z* 32, S. 130—139. (13)
- Scholz, J. — 1931b — Gegenfelduntersuchungen und Beweglichkeitsmessung kleiner Ionen, *Gerlands Beitr. Geophys.* 29, S. 226—238. (4, 14, 15)
- Scholz, J. — 1935 — Luiftelektrische Messungen auf Franz-Joseph-Lands während des II internationalen Polarjahres 1932—1933, *Тр. Арктического ин-та* 16, с. 1—169. (14)
- Schulz, L. — s. Israel, H.
- Sekiyama, M. — 1959 — The measurement of the aerosol by using a ion-detector, *J. Fac. Engng. Ibaraki Univ.* 7 (№ 3), p. 81—84. (4)
- Sheppard, P. A. — 1932 — Character of atmospheric ionisation, *Nature* 129, p. 169—169. (30)
- Sherman, K. L. — s. Gish, O. H.
- Shimizu, T. — 1956 — Dissipation coefficient of electricity of fine wire, *Mem. Fac. Liber. Arts Fukui Univ.*, ser. 1, № 6, p. 43—50. (4)
- Shimizu, T. — 1957 — Distribution of ions around charged fine wires, *J. Geomagn. and Geoelectr.* 9 (№ 2), p. 116—118. (4)
- Shimizu, T. — 1960 — A study on the capture of atmospheric ions by charged wire rings, *Mem. Fac. Liber. Arts Fukui Univ.*, ser. 2, № 10 (part 4) p. 81—117. (4)
- Siegmann, H. Chr. — s. Hasenclever D.
- Siksna, R. — 1950 — Measurements of large ions in the atmospheric air at Uppsala, *Ark. geofys.* 1, p. 483—518. (5, 14)

- Siksnā, R. — 1961a — Some topics concerning experimental investigation of air ions, Proc. Internat. conf. ioniz. air, Philadelphia, Pa, vol. 1, sect. 9, p. 1—25. (4, 25, 35)
- Siksnā, R. — 1961b — An ionometric counter for condensation nuclei, Geofis. pura e appl. 50, p. 23—36. (4)
- Siksnā, R., Eichmeier, J. — 1961 — Fluctuations in the concentration of artificially produced air ions in closed room, Ark. geofys. 3, p. 299—313. (30)
- Siksnā, R., Lindsay, R. — 1961 — Air ions produced by a tritium-ion generator. II. Measurement of ions in a room. Mobility. Ark. geofys. 3, p. 141—154. (0, 16, 30)
- Siksnā, R., Metnieks, A. — 1953 — Aufladung eines isolierten Rohrs bei Durchströmen von ionisierter Luft und Adsorption der Ionen, Z. angew. Phys. 5 (H 12), S. 454—461. (16, 20, 24)
- Siksnā, R., Schmeer, H. — 1961 — On the recording of rapidly fluctuating concentrations of air ions, Ark. geofys. 3, p. 315—330. (30)
- Siksnā, R. — s. Norinder, H.
- Steinmayer, R. — s. Weiss, R.
- Stierstadt, K., Papp, M. — 1960 — Aerosole als Träger der natürlichen Radioaktivität, Atomkernenergie 5 (№ 12), S. 459—461. (0)
- Stschepotjewa, E. S. — s. Baranow, W. J., Шепотьева Е. С.
- Sturdivant, J. H. — s. Lipscomb, W. N.
- Swann, W. F. G. — 1914a — The measurement of atmospheric conductivity, together with certain remarks on the theory of atmospheric radioactive measurements, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 19, p. 23—37. (4)
- Swann, W. F. G. — 1914b — The theory of electrical dispersion into the free atmosphere, with the discussion of the theory of the Gerdien conductivity apparatus, and of the theory of the collection of radioactive deposit by a charged conductor, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 19, p. 81—92. (4, 33)
- Swann, W. F. G. — 1914c — On certain new atmospheric-electric instruments and methods, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 19, p. 171—185. (14, 25, 32, 35)
- Swann, W. F. G. — 1914d — On certain matters relating to the theory of atmospheric-electric measurements, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 19, p. 205—218. (4, 13)
- Swann, W. F. G. — 1923 — The theory of the action of the earth's potential-gradient in measurements with the Ebert ion-counter, Phys. Rev. 21, p. 449—455. (13)
- Thams, J. Chr. — s. Junod, A.
- Thellier, O. — 1933 — Mesure de la conductibilité électrique d'air par une méthode de zéro, C. r. Acad. sci. 196 (№ 22), p. 1684—1686. (35)
- Thellier, O. — 1936 — Mesure de la conductibilité électrique d'air à Paris, Ann. Inst. phys. globe Univ. Paris 14, p. 71—76. (35)
- Thellier, O. — 1941 — Sur l'ionisation de l'air dans une atmosphère pure (campagne) et polluée (grande ville), Ann. Inst. phys. globe Univ. Paris 19, p. 107—179. (35)
- Thomson, J. J., Rutherford, E. — 1896 — On the passage of electricity through gases exposed to Röntgen rays, Philos. Mag. 42, p. 392—407. (0, 1, 25)
- Thomson, W. — 1882 — Courants terrestres et électricité atmosphérique, Conf. internat. pour la détermination des unités électriques, 16 — 26 oct. 1882, Procès-verbaux, Paris, p. 84—91. (11)

- Torreson, O. W. — 1949 — Instruments used in observations of atmospheric electricity, in «Terr. Magn. and Electr.» New York, p. 231—269. (35)
- Torreson, O. W., Wait, G. R. — 1934 — Measurements of total nuclei, of uncharged nuclei, and of large ions in the free atmosphere at Washington, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 39, p. 47—64. (35)
- Torreson, O. W. — s. Wait, G. R.
- Townsend, J. S. — 1898 — Electrical properties of newly prepared gases, Philos. Mag. 45, p. 125—151. (1, 2)
- Uchikawa, K. — s. Hatakeyama, H.
- Ulsamer, J. — 1932 — Wärmeabgabe eines Drahtes oder Rohres an einem senkrecht zur Achse strömenden Gas- oder Flüssigkeitsstrom, Forsch. Geb. Ingenieurwesens 3, S. 94—98. (24)
- Vasîliu, Ch., Calinicenco, N., Mateiciuc, V. — 1956 — Contributii relativ la metodele intrebuintate in măsurarea conductibilității electrice a aerului, Bul. Inst. Politehn. Iasi 2 (№ 1—2), p. 67—80. (35)
- Vasîliu, Ch., Calinicenco, N., Onu Const. — 1954 — Determinări de conductibilități ale aerului in regiuni de munte, Bul. stiint. Acad. RPR Sec. mat. și fiz. 6 (№ 2), p. 397—405. (35)
- Venkiteshwaran, S. P. — 1958 — Measurement of the electrical potential gradient and conductivity by radiosonde at Poona, India, in «Recent Advances in Atmospheric Electricity», Perg. Press, London — New-York — Paris — Los Angeles, p. 89—100. (35)
- Venkiteshwaran, S. P., Gupta, B. K., Huddar, B. B. — 1953 — Measurement of the electrical conductivity in the upper air by radiosonde, Proc. Indian Acad. Sci. A 38 (№ 2), p. 109—115. (35)
- Vogler, G. — 1959 — Über den Einfluss eines Emissionseffektes auf das Messergebnis der elektrischen Leitfähigkeit der Luft, Geofis. pura e appl. 43, p. 250—254. (13)
- Vogler, G. — 1960 — Einfluss der Auflagerung radioaktiven Substanzen an Aerosole auf den Emissionseffekt bei der Messung der elektrischen Leitfähigkeit der Luft, Z. Naturforsch. a15 (№ 1), S. 89—89. (13)
- Vonnegut, B. — s. Moore, C. B.
- Wait, G. R. — 1934 — Report on ion-counters, methods of use and results, C. r. Assemblée de Lisbonne, 1933; Union Géod. Géophys. Internat. Ass. Magn. Electr. Terr., Bull. № 9, Copenhagen, p. 143—147. (13, 20)
- Wait, G. R., Torreson, O. W. — 1934 — The large-ion and small-ion content of the atmosphere at Washington, Terr. Magn. and Atmos. Electr. 39 (№ 2), p. 111—119. (35)
- Wait, G. R. — s. Torreson, O. W.
- Weger, N. — 1935a — Eine Verbesserung der Methodik der Kleinionen-Zählung, Phys. Z. 36, S. 15—20. (4, 25)
- Weger, N. — 1935b — Über einige bei Ionenmessungen mit Zylinderkondensatoren auftretende Störungen, Gerlands Beitr. Geophys. 45, S. 195—201. (28)
- Weiss, R., Steinmayer, R. — 1937 — Messungen der Luftionen in Innsbruck, Gerlands Beitr. Geophys. 50, S. 238—251. (25)
- Whipple, E. C. — 1960 — An improved technique for obtaining atmospheric ion mobility distributions, J. Geophys. Res. 65 (№ 11), p. 3679—3684. (7)
- Whipple, E. C. — s. Bordeau, R. E.
- Wiedemann, G. — 1885 — Die Lehre von der Elektrizität, B. 4, Abt. 2, Vieweg und Sohn, Braunschweig. (1, 25)

- Wigand, A. — 1914 — Measurements of the electrical conductivity in the free atmosphere up to 9000 meters in height, *Terr. Magn. and Atmos. Electr.* 19, p. 93—101. (35)
- Wigand, A. — 1919 — Aerophysikalische Forschungen mit dem Flugzeuge, *Naturwissenschaften* 7, S. 487—491. (35)
- Wigand, A. — 1921 — Messungen der Ionisation und Ionenbeweglichkeit bei Luftfahrten, *Phys. Z.* 22, S. 36—46. (35)
- Wilkening, M. H. — 1952 — Natural radioactivity as a tracer in the sorting of aerosols according to mobility, *Rev. Sci. Instrum.* 23, p. 13—16. (0)
- Woessner, R. H., Cobb, W. E., Gunn, R. — 1958 — Simultaneous measurements of the positive and negative light-ion conductivities to 26 kilometers, *J. Geophys. Res.* 63 (№ 1), p. 171—180. (35)
- Wolodkewitsch, N. — 1933a — Über die elektrische Diffusion der Ionen in Gasen bipolarer Beladung, *Z. Phys.* 84, S. 593—609. (2)
- Wolodkewitsch, N. — 1933b — Untersuchungen über die «elektrische Diffusion» der Ionen in Gasen unipolarer Beladung, *Ann. Physik* 16, S. 7—43. (2)
- Wolodkewitsch, N., Dessauer, F. — 1931a — Weitere Entwicklung der Apparatur zur Erzeugung unipolar beladener Luftströmung und Messung der Luftladungsdichte, in «Zehn Jahre Forschung auf dem physikalisch-medizinischen Grenzgebiet», Verlag G. Thieme, Leipzig, S. 37—51. (35)
- Wolodkewitsch, N., Dessauer, F. — 1931b — Beweglichkeit und Grösse der Ionen, in «Zehn Jahre Forschung auf dem physikalisch-medizinischen Grenzgebiet», Verlag G. Thieme, Leipzig, S. 52—81. (20, 35)
- Yaita, T., Nitta, M. — 1955 — The effects of turbulence upon the measurements of atmospheric ions, *Bull. Electrotechn. Lab.* 19 (№ 4), p. 272—284, 308. (20, 21, 34)
- Young, W. M. — 1926 — Mobility of the ions in the corona discharge, *Phys. Rev.* 28, p. 129—141. (35)
- Yunker, E. A. — 1940 — The mobility spectrum of atmospheric ions, *Terr. Magn. and Atmos. Electr.* 45 (№ 2), p. 127—132. (32, 35)
- Zeleny, J. — 1898a — On air electrified by the discharging action of ultra-violet light, *Philos. Mag.* 45, p. 272—273. (11)
- Zeleny, J. — 1898b — On the ratio of the velocities of the two ions produced in gases by Röntgen radiation; and on some related phenomena, *Philos. Mag.* 46, p. 120—154. (6, 7)
- Zeleny, J. — 1901 — The velocity of the ions produced in gases by Röntgen rays, *Philos. Trans. Roy. Soc. A* 195, p. 193—234. (0, 7, 25)
- Zeleny, J. — 1929 — The distribution of mobilities of ions in moist air, *Phys. Rev.* 34, p. 310—334. (8, 19)

ВАЖНЕЙШИЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

(В скобках указан параграф, где приведено определение соответствующей величины или определяющая формула)

- A — относительная адсорбция (24.10)
- C — действующая емкость (§ 4).
- C' — емкость краевого эффекта (§ 14).
- C_p — паразитная емкость.
- C_0 — суммарная емкость изолированной системы.
- D — коэффициент диффузии.
- E — напряженность электрического поля.
- G — ядро интегрального уравнения аспирационного счетчика (§ 3)
- I — сила тока *
- K — постоянная Больцмана.
- L — максимальное значение $\lambda_{\pm} \Phi/k_0 I(k_0)$ (§ 32)
- N — поток напряженности электрического поля.*
- P — см. греческое P
- Q — заряд *
- R — сопротивление.
- R_p — сопротивление утечки (§ 26).
- \bar{R} — относительный эффективный масштаб турбулентности (§ 20)
- Re — число Рейнольдса (15.1), (21.7), (§ 34).
- S — площадь.
- T — абсолютная температура по Кельвину.
- U — напряжение между собирающей и другой обкладками.*
- U' — равновесное напряжение собирающей обкладки (§ 16) *
- V — объем.
- a и b — постоянные измерительного конденсатора (16.6), (16.7), (16.8); (16.18).
- d — дифференциал; расстояние между пластинами плоского измерительного конденсатора.
- e — элементарный заряд.
- g — ускорение свободного падения.
- h — размер клетки сетки.
- h_{ψ} — оператор $1 - \psi \frac{\partial}{\partial \psi}$ (5.1).
- j — плотность тока.
- k — подвижность (1.1) *
- k_0 — предельная подвижность (4.3).*

- k' — характерная подвижность (16.14) (16.21) *
 l — длина измерительного конденсатора.
 \ln — натуральный логарифм.
 \log — десятичный логарифм.
 m — масса аэроиона; индекс, принимающий значения натуральных чисел.
 n — индекс, принимающий значения натуральных чисел.
 q — заряд аэроиона.*
 r — расстояние от оси конденсатора.
 r_0 — радиус проволоки.
 r_2 и r_1 — радиусы внешней и внутренней обкладок цилиндрического конденсатора.
 s — относительное среднее квадратическое отклонение.
 $s_{\Delta UC}$ и $s_{s_{UC}}$ — относительные средние квадратические отклонения, характеризующие стабильность напряжения источника питания и действующей емкости измерительного конденсатора (§ 28).
 s_{Δ} и $s_{\Delta\Delta}$ — относительные средние квадратические отклонения, характеризующие стабильность условной плотности заряда (§ 30)
 t — время.
 t_0 — время заполнения измерительного конденсатора (13.1), (13.2).
 u — скорость течения воздуха.
 u_0 — скорость потенциального потока в удалении от поверхности; средняя скорость турбулентного течения.
 v — скорость аэроиона.
 x — расстояние вдоль оси от начала измерительного конденсатора; произвольная величина.
 y — расстояние от поверхности обкладки.
 Δ — разность; абсолютная ошибка.
 Λ — условная проводимость (5.21)
 P — условная плотность заряда (5.14)
 Φ — расход (объемная скорость).*
 α и β — отношения напряжений (§ 29)
 δ — δ -функция; относительное отклонение какой-нибудь величины; предельная относительная ошибка.
 ε — интенсивность турбулентности (20.3)
 ϑ — безразмерное время (19.22), (27.12)
 λ — проводимость (§ 1).
 λ_{\pm} — полярная проводимость (§ 1.)

- $\lambda(k_1, k_2)$ — частная проводимость (1.7).*
 μ и μ_t — постоянные измерительного конденсатора (§ 19); (§ 20).
 ν — кинематическая вязкость.
 ρ — плотность заряда.*
 $\rho(k)$ — спектральная функция плотности заряда (§ 1).*
 $\rho(k_1, k_2)$ — частная плотность заряда (1,5).*
 σ — среднее квадратическое отклонение.
 σ_{QK} — среднее квадратическое отклонение заряда, возникающего в момент размыкания ключа (§ 28)
 σ_{UE} — средняя квадратическая ошибка измерения напряжения электрометром.
 σ_{UR} — среднее квадратическое значение электродвижущей силы изолятора (§ 28).
 τ — постоянная времени.
 ψ — произвольный параметр измерительного конденсатора C , U или Φ .
 $\omega = 1/k_0$.*

На рисунках квадрат с вписанным символом U обозначает источник напряжения, окружность с вписанным символом I — измеритель силы тока, окружность с символом E — электрометр.

* Этот же символ без точки обозначает абсолютное значение рассматриваемой величины $x = |x|$ (§ 1).

AEROIOONIDE SPEKTRI MÕOTMISE ASPIRATSIIONIMEETOD

H. Tammet

Sisukord

Sissejuhatus

I peatükk. Aspiratsioonimeetodi teooria ideaalsete tingimuste korral. § 1. Aeroioonid. § 2. Aeroioonide voolamise väli. § 3. Aspiratsioonloenduri ehitus ja aeroioonide spektraaljaotuse mõõtmise põhimõte. § 4. Integraalne loendur. § 5. Integraalse loenduri võrrandi lahendamine. § 6. Eritüüpi integraalsed loendurid. § 7. Esimest järku diferentsiaalsed loendurid. § 8. Teist järku diferentsiaalne loendur. § 9. Mitme koguva kattega loendurid. § 10. Öhu vahepealse segamisega loendurid. § 11. Ruumlaengu tiheduse mõõtmine. § 12. Moduleerivad loendurid.

II peatükk. Kõrvalekaldumised ideaalsetest tingimustest. § 13. Moonutavad tegurid ja meetodilised mõõtmisvead. § 14. Ääreefekt. § 15. Ääreefekti katselise uurimise tulemused. § 16. Ruumlaengu mõju mõõtmistulemustele. § 17. Ruumlaengu elektrivälja kasutamisel põhinevad mõõtmismeetodid. § 18. Elekt-roodefekt. § 19. Aeroioonide difusioon. § 20. Öhu turbulentsne segunemine mõõtekondensaatoris. § 21. Turbulentsi mõju katselise uurimise tulemused. § 22. Pikk turbulentsse õhuvooluga mõõtekondensaator. § 23. Mõõtekondensaatori asümmeetria ja aeroioonide raskuse mõju mõõtmistulemustele. § 24. Aeroioonide adsorptsioon.

III peatükk. Aspiratsioonloendurite parameetrid ja konstruktsiooni põhimõtted. § 25. Loendurite lülitusskeemide klassifikatsioon. § 26. Voolu mõõtmine laengu kogunemise järele mahtuvusele. § 27. Voolu mõõtmine pinge languse järele takistusel. § 28. Integraalse loenduri tundlikkus. § 29. Aeroioonide spektraaljaotuse karakteristikute arvutamine. § 30. Aeroioonide spektraaljaotuse karakteristikute juhuslike mõõtmisvigade hindamine. § 31. Juhuslike pingekoikumiste mõju kõrvaldamine. § 32. Ääreefekti vältimine. § 33. Mõõtekondensaatori tegevmahtuvuse määramise meetodid. § 34. Integraalse loenduri parameetrite ja režiimi valimise põhimõtted. § 35. Lühiülevaade aeroioonide aspiratsioonloendurite konstruktsioonidest. § 36. Universaalse integraalse aeroioonide loenduri kirjeldus.

Kirjandus. (Autorite register.)

Olulisemad tähistused.

Resümee

Ioniseeritud õhu karakteristikuid on vaja mõõta mitmesuguste uurimistöode juures. Aeroioonide elektriliste liikuvuste vahendusel saab määrata submikroskoopilise aerosooli osakeste mõõtmisviise. Atmosfääri õhu ionisatsioon huvitab peale geofüüsikute ka hügieniste ja arste. Tehislikult ioniseeritud õhku ja aerosooli rakendatakse järjest rohkem tehnikas.

Õhu elektrijuhtivuse iooniteooria rajamisest tänaseni on aspiratsioonimeetod kõige universaalsem ja tarvitavam aeroioonide uurimise meetod. Ülinõrga voolu mõõtmistehnika kiire areng viimastel aastatel avab kvalitatiivselt uusi võimalusi aeroioonide spektraaljaotuse mõõtmiseks, sundides edasi arendama ja täpsustama aspiratsioonimeetodi teooriat. Teooria täiendamine on vajalik ka mõõtmispiirkonna laiendamiseks tugeva ionisatsiooni suunas, seda nõuavad aeroionisatsiooni praktiliste rakenduste huvid.

Aeroioonideks nimetab autor kõiki õhus hõljuvaid osakesi, mille keskmine kiirus avaldub: $\vec{v} = \vec{u} + k\vec{E}$, kus \vec{u} tähistab õhu voolamise kiirust, \vec{E} — elektrivälja tugevust ja k — osakese elektrilist liikuvust.

Punktiga sümboleid (k) on kasutatud polaarsusele või suunale vastava märgiga suuruste tähistamiseks. Sama sümbol ilma punktita tähistab vastava suuruse absoluutväärtust: $k = |k|$.

Kasutatakse CGSE süsteemi.

Esimeses peatükis käsitletakse aspiratsioonimeetodi üldist teooriat eeldusel, et õhu voolamine ja aeroioonide spekter on statsionaarsed, puudub aeroioonide vastastikune mõju ja difusioon ning loenduri mõõtekondensaator on ideaalselt sümmeetriline. Liikuvusega k aeroioonide voolupinna suvalise piirkonna jaoks kehtib seos $\Phi + kN = 0$ (2. 4), kus Φ on õhu kulu ja N elektrivälja voog läbi vaadeldava piirkonna. Esitatud tulemus võimaldab üldistada integraalse loenduri teooriat. Piirliikuvuse valemi (4. 3) tuletamisel osutuvad tarbetuks tavaliselt kasutatavad lisaeesused õhuvoolu ja mõõtekondensaatori kohta. Need lisaeesused kitsendasid loenduri konstruktsioonile esitatavaid nõudeid [Misaki, 1960; Hoegl, 1963].

Aspiratsioonloenduri karakteristikut $I(\psi)$ seob laengutiheduse spektraalfunktsiooniga $q(k)$ integraalteisendus (3. 3). Valem (3. 3) on funktsiooni $q(k)$ suhtes integraalvõrrand tuumaga $G(\psi, k)$. Füüsikaliselt sisult tähendab $G(\psi, k)$ loenduri karakteristikut juhul, kui kõigi aeroioonide liikuvus on k ja laengutihedus võrdub ühikuga. Iga loendurit iseloomustab konkreetne funktsioon $G(\psi, k)$. Ideaalsete tingimuste korral on võrrandi (3. 3) lahenditeks algebralised avaldised funktsioonist $I(\psi)$ ja tema tuletistest. §-s 5 esitatud konkreetsed arvutused kordavad

ja täiendavad varem tuntut [Siksna, 1950; Nolan P. J., Kenny, 1952; Israel, 1957b]. §-s 6 vaadeldakse eelkondensaatoriga loendurit ja läbipuhutavate võredega integraalset loendurit.

Võrrand (3.3) kirjeldab ka diferentsiaalseid loendureid. Funktsiooni G saab avaldada vaštavate integraalsete loendurite G -funktsioonide vahe kaudu. Diferentsiaalsed loendurid on peale spektraalfunktsiooni mõõtmise kasutatavad ka osalaengutiheduse ja osajuhtivuse mõõtmiseks. Voolutugevus spetsiaalse režiimiga teist järku diferentsiaalses loenduris osutub vahetult võrdeliseks kas osalaengutihedusega või osajuhtivusega (joon. 8.1, valemid 8.19—8.24).

Õhu vahepealse segamise meetod [Israel, 1931, 1957b] on halvema tundlikkuse ja täpsusega kui diferentsiaalsed meetodid ning ei ole seetõttu praktilise väärtusega. Artiklis [Герасимова, 19416] esitatud raskete aeroioonide osalaengutiheduse mõõtmise meetod osutub ekslikuks.

Huvitavaid võimalusi pakub hiljuti esitatud moduleeriva loenduri meetod [Junod, Sängner, Thams, 1962]. Uute ettepanekutena kirjeldatakse §-s 12 õhuvooluga moduleerimise ja eelkondensaatori abil moduleerimise meetodit.

Teises peatükis uuritakse, kuidas mõjustavad mõõtmistulemusi kõrvalekaldumised ideaalsetest tingimustest. See on tarvilik meetodiliste mõõtmisvigade hindamiseks, vaatlusandmete töötlemise täpsustamiseks ja aspiratsioonimeetodi rakenduspiiride kindlakstegemiseks. Ülesannete keerukuse tõttu õnnestub arvutusi lõpule viia vaid mõningail erijuhtumel ja sedagi vaid ideaalselt silindrilise või tasase mõõtekondensaatori korral.

Ääreefekt on kõige ohtlikum loendajais, mille väliskate on pinge all ja tõukab seetõttu mõõdetavaid aeroioone eemale. Ääreefekti voolu sõltuvust pingest peetakse lineaarseks [Israel, 1932a, 1957b; Siksna, 1950]. Teoreetilised kaalutlused aga näitavad, et vaadeldaval juhul on ääreefekt ebalinearne. Vastavate katsete tulemused (joon. 15.3) iseloomustavad näiva eelkondensaatori efektiivse mahtuvuse sõltuvust sarnasusteooria kriteeriumidest. Kasutatud sisendite ehitust selgitab joon. 15.4.

Õhu ruumlaeng kutsub esile aeroioonide elektrostaatiliselt hajumise ja indutseerib mõõtekondensaatori katetele lisalaengu. See mõjustab piirliikuvust (16.22) — (16.24) ja põhjustab mõõtmisvigu (16.31) — (16.33). Ruumlaengutiheduse muutumine indutseerib koguvale katele lisavoolu (16.34), (16.35). Kirjeldatud nähtused võimaldavad mõõta ruumlaengutihedust tavalise aspiratsioonloenduri abil. Ruumlaengutiheduse väärtus arvutatakse koguva katte tasakaalulise pinge järgi. (17.1) Ruumlaeng tekib aeroioonide eraldamise tulemusena mõõtekondensaatoris ka siis, kui uuritav õhk on neutraalne. Viimasel juhul nimetatakse ruumlaengust tingitud moonutusi elektrodefektiks.

Ruumlaengu mõju ja aeroioonide rekombinatsioon määravad aspiratsioonimeetodi rakenduspiirid tugeva ionisatsiooni korral.

Aspiratsioonloenduri lahutusvõimet spektraalfunktsiooni mõõtmisel piirab aeroioonide difusioon. Difusiooni tõttu ühe ja sama liikuvusega aeroioonide trajektoorid hajuvad. Mõõtmistulemused näitavad, nagu oleks nendel aeroioonidel erinevad liikuvused. Soojuslikust difusioonist põhjustatud liikuvuste suhteline ruutkeskmise hälve avaldub valemiga (19.13), milles esinev kujutegur μ arvutatakse valemi (19.14) või 19.26) abil.

Turbulentse difusiooni mõju kirjeldab valem (20.8) Siin esinevaid parameetreid \bar{R} ja $\bar{\epsilon}$ on praktikas võimalik hinnata ainult väga jämedas lähenduses. Kvantitatiivsete andmete saamiseks teostati mõõtmisi spetsiaalse loenduri mudeli abil. Katsete tulemusi esitavast joon. 21.6 nähtub, et turbulentne difusioon mõõtekondensaatoris sõltub kõige enam turbulentsi intensiivsusest loendurisse sisenevas õhus. Ilma spetsiaalsete laminariseerivate sisendseadmeteta loenduris võib aeroioonide liikuvuste näiva hajumise sõltuvus Reynoldsi arvust olla «tagurpidine» (graafik 1 joon. 21.6). Nimetatud asjaolu ajendab kriitilist suhtumist traditsioonilistesse vaadetes turbulentsi vältimise kohta loenduris.

Aeroioonide liikuvuste näiva hajumise põhjuseks võib olla ka mõõtekondensaatori katete detsentreerimine (23.8) ja aeroioonide raskuse mõju (23.13).

Mõõtmistulemusi võib moonutada veel aeroioonide adsorptsioon loenduri sisendseadmes. Adsorptsiooni põhjustab aeroioonide difusioon. Mõnel juhul võib aeroioonide adsorptsiooni hindamisel kasutada soojusülekanne kirjeldavaid empiirilisi valemid. Suhtelise adsorptsiooni (aeroioonide suhteline kadu) arvutamiseks õhu voolamisel läbi traatvõrgu on sel moel leitud valem (24.13) Aeroioonide adsorptsiooni sisendtorus on varem arvatud ühtlase profiiliga õhuvoolu korral [Siksna, Metnieks, 1953]. Piirkihi teooria abil saab suhtelise adsorptsiooni valemit täpsustada (24.22) Valemite (24.13) ja (24.22) kontrollimiseks teostatud katsete tulemused on esitatud tabelleis 24.1 ja 24.2.

Kolmandas peatükis vaadeldakse loenduri omaduste sõltuvust konstruktiivsetest parameetritest ja mõningaid praktilise iseloomuga kõrvalküsimsusi.

Loenduri tundlikkus onoleb kõigepealt elektromeetri tundlikkusest. Pariimat tundlikkust ja kiiretoimelisust võimaldab laengu kogumise meetodi variant, mille korral null-lugem võetakse pärast elektromeetrit lühistava kontakti katkestamist. Loenduri tundlikkus onoleb veel mõõtekondensaatori toitepinge stabiilsusest. Väikese piirliikuvuse juures on märgatavad isegi vähem kui tuhandikprotsendilised pingekõikumised.

Aeroioonide spektraaljaotuse mõõtmist häirivad tingliku laengutiheduse fluktuatsioonid. Atmosfääri õhu juhtivuse fluktuatsioonide uurimiseks kasutati spetsiaalset kiiretoimelist loendurit üleminekuprotsessi ajateguriga 0,4 s. Loendur paiknes linnast eemal lagedal väljal asuvas paviljonis. Õhk imeti aparatuuri 5 m kõrguselt maapinnast. Fluktuatsioonide intensiivsuse sõltuvus tulemuste keskmistamise ajast on näidatud joon. 29.1. Tugevate fluktuatsioonide silumiseks on soovitatav valida keskmistamisajaks 1—2 minutit. Sellegi poolest võib fluktuatsioonide mõju olla nii suur, et spektraalfunktsiooni mõõtmine integraalse loenduri abil kaotab mõtte.

Mitmesuguseid mõõtmisvigu saab ära hoida loenduri spetsiaalse konstruktsiooni abil. Toitepinge kõikumiste mõju kompenseerimiseks kasutatakse sildlülitust ja eralduskondensaatoriga lülitust. Viimati nimetatud lülitusskeem võimaldab üheaegselt maandada nii elektrometri nullklemmi kui ka mõõtekondensaatori väliskatet.

Maandatud või maandatava väliskattega loendurite korral on ääreefekt kergelt välditav. Selleks peab väliskate olema sisekattest piisavalt pikem. Tarvilik pikkuste vahe arvutatakse empiiriliste valemite (32. 2) — (32. 4) abil. §-s 32 kirjeldatakse ka maandatava sisekattega loendureis kasutatavaid elektrostaatilis kaitseid.

Joon. 33.4 esitatud graafikud võimaldavad arvutada mitmekujuliste otstega sisekattega silinderkondensaatori mahtuvust.

Integraalse loenduri põhiparameetrite optimaalse valiku jaoks oleks vaja lahendada rida väheuuritud probleeme. Peaaegu täielikult puuduvad andmed maksimaalse lubatud väljatugevuse hindamiseks. Halvasti on tuntud loenduri lahutusvõime sõltuvus õhukulust. Mõningaid loendurite konstrueerimisel rakendatavaid tulemusi on õnnestunud saada loenduri tundlikkuse ja konstruktsiooniliste parameetrite seoste uurimisel (32. 3) — (32. 17).

Integraalsete loendurite konstruktsiooni põhimõtted kujunesid välja juba varasel perioodil [Mc Clelland, 1898; Langevin, Moulin, 1907; Swann, 1914c]. Hilisemast tuntakse väga palju erinevaid integraalsete loendurite konstruktsioone, mis erinevad varasemaist peaaesjalikult loenduri üksikute sõlmede tehniliste näitajate poolest. Alles katood- ja dünaamiliste elektrometrite kasutuselevõtt sai loendurite konstruktsiooni täiustamisel järsu progressi põhjuseks.

Universaalses kantavas loenduris *CAH-TFY-65M* kasutatakse vertikaalselt paigutatud koonilist mõõtekondensaatorit, mille sisenemisava on kaetud peenest traadist võrguga. Mõõtekondensaatori väliskate on ühendatud dünaamilise elektrometriga. Piirliikuvust võib muuta $10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V.s}$ kuni $8 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, aeroioonide tingliku kontsentratsiooni jaoks on 35 võimalikku mõõtepiirkonda $0\text{—}100 \text{ e/cm}^3$ kuni $0\text{—}3,16 \cdot 10^9 \text{ e/cm}^3$. Mõõtmistulemusi saab pide-

valt registreerida välise isekirjutaja abil. Kõiki loenduri sõlmi toidetakse vahelduvvooluvõrgust. Loendur kaalub alla 12 kg.

Mõningaid tähistusi

C — tegevmahtuvus; C' — ääreefekti mahtuvus; C_0 — isoleeritud süsteemi kogumahtuvus; D — difusioonikoefitsient; E — elektrivälja tugevus; G — loenduri integraalvõrrandi tuum; I — voolutugevus; K — Boltzmanni konstant; P — vaata kreeka P ; R — takistus; Re — Reynoldsi arv; S — pindala; T — absoluutne temperatuur; U — pinge; a ja b — mõõtekondensaatori kujutegurid; e — elementaarlaeng; g — vaba langemise kiirendus; h — võrgu silma mõõt; h_ψ — operaator $h_\psi = 1 - \psi \frac{\partial}{\partial \psi}$; j — voolutihedus; k ja k — liikuvus; k_0 — piirliikuvus; l — mõõtekondensaatori pikkus; \ln — naturaallogaritm; \log — kümnendlogaritm; m — mass; q — aeroiooni laeng; r — kaugus kondensaatori teljest; r_0 — traadi raadius; r_2 ja r_1 — silinderkondensaatori väliskatte ja sisekatte raadiused; s_x — x -i suhteline ruutkeskmise hälve $s_x = \sigma_x/x$; $s_{\Delta UC}$ ja $s_{\tau UC}$ — suhtelised ruutkeskmised hälbed, mis iseloomustavad pingeallika pinge ja mõõtekondensaatori mahtuvuse stabiilsust; s_Δ ja $s_{\Delta\Delta}$ — suhtelised ruutkeskmised hälbed, mis iseloomustavad tingliku laengutiheduse stabiilsust; t — aeg; t_0 — mõõtekondensaatori täitumise aeg; u — õhuvoolu kiirus; v — aeroiooni kiirus; y — kaugus katte pinnast; Δ — vahe, absoluutne viga; Λ — tinglik juhtivus $\Lambda = I/4\pi CU$; P — tinglik laengutihedus $P = I/\Phi$; Φ — kulu (ruumkiirus); α ja β pingete suhted; δ — δ -funktsioon, suhteline piirviga; ε — turbulentsi intensiivsus; ϑ — dimensioonita aeg; λ — juhtivus; μ , μ_t — mõõtekondensaatori kujutegurid; ν — kinemaatiline viskoossus; ϱ — laengutihedus; $\varrho(k)$ — laengutiheduse spektraalfunktsioon; σ — ruutkeskmise hälve; σ_{QK} — lüliti avamisel tekkiva laengu ruutkeskmise hälve; σ_{UE} — elektromeetri pinge registreerimise ruutkeskmise viga; σ_{UR} — isolaatori ruutkeskmise elektromotoorne jõud; τ — ajategur; ψ — suvaline parameeter (C , U või Φ); $\omega = 1/k_0$.

ASPIRATION METHOD OF MEASURING THE AIR-ION SPECTRUM

H. Tammet

Contents

Introduction.

Chapter I. Theory of the aspiration method in ideal conditions. § 1. Air-ions. § 2. Field of air-ion flow. § 3. Set-up of the aspiration counter and the principle of measuring the spectral distribution of air-ions. § 4. Integral counter. § 5. Solution of an integral counter equation. § 6. Special integral counters. § 7 First-grade differential counters. § 8. Second-grade differential counters. § 9. Counters with several collecting electrodes. § 10. Counters with intermediate mixing of air. § 11. Measurement of space-charge density.

Chapter II. Deviations from ideal conditions. § 13. Perturbation factors and systematic measuring errors. § 14. End-effect. § 15. Results of an experimental study of the end-effect. § 16. Effect of the space-charge on measuring results. § 17 Measuring techniques based on the utilization of the space-charge electrical field. § 18. Electrode-effect. § 19. Diffusion of air-ions. § 20. Turbulent mixing of air in the measuring condenser. § 21. Results of an experimental study of the effect of turbulence. § 22. Long measuring condenser with a turbulent air-flow. § 23. Effect of the asymmetry of the measuring condenser and the weight of air-ions on measuring results. § 24. Adsorption of air-ions.

Chapter III. Aspiration counter parameters and principles of construction. § 25. Classification of the electric circuit of counters. § 26. Measurement of current by the accumulation of the charge on capacitance. § 27 Measurement of current by a voltage drop on resistance. § 28. Sensitivity of an integral counter. § 29. Calculation of the characteristics of air-ion spectral distributions. § 30. Estimation of accidental measuring errors in the air-ion spectral distribution characteristics. § 31. Elimination of the effect of chance variations of voltage. § 32. Elimination of the end-effect. § 33. Methods of determining the active capacitance of a measuring condenser. § 34. Principles of choosing the parameters and the regime of an integral counter. § 35. Short review of the different set-up of air-ion aspiration counters. § 36. Description of an all-purpose integral counter of air-ions.

References.

Explanation of more essential symbols.

Summary

It is necessary to measure characteristics of ionized air in various kinds of research work. Through the medium of the electrical mobilities of air-ions it is possible to determine the sizes of submicroscopic air-borne particles. Apart from geophysicists, ionization of the atmospheric air is of interest to hygienists and physicians. Artificially ionized air and aerosols find increasing application in engineering.

Since the establishment of the ionization theory of the electrical conductivity of the air up to the present day, the aspiration method is the most universal and usable method of studying air-ions. The rapid development of the measuring techniques of highly weak currents in the past few years opens up new opportunities for the measurement of the spectral distribution of air-ions, inducing researchers to develop further and to improve the theory of the aspiration method. Improvement of this theory is also necessary for the expansion of the range of measurement in the direction of high ionization. This is necessary in the interests of the practical applications of air ionization.

By air-ions the author means all air-borne particles found in the atmospheric air the average velocity of which is expressed by the formula $\vec{v} = \vec{u} + k\vec{E}$, where \vec{u} denotes the velocity of air-flow, \vec{E} signifies the intensity of the electrical field and k — the electrical mobility of the particle.

The symbols provided with a dot under them (\dot{k}) are used to denote quantities provided with a sign corresponding to their polarity or direction. The same symbol without a dot signifies the absolute value of the respective quantity: $k = |\dot{k}|$.

The CGSE system is made use of.

In the first chapter the general theory of the aspiration method is discussed with the reservation that air-flow and the ion-spectrum are stationary, the interaction and the diffusion of air-ions is lacking, and the measuring condenser of the counter is ideally symmetric. To the air-ions having the mobility k in any arbitrary region of the flow-surface applies the relation $\Phi + kN = 0$ (2.4), where Φ denotes air discharge and N signifies the stream of the electric field through the region to be observed. The result presented enables one to generalize the theory of the integral counter. In the derivation of the limiting-mobility formula (4.3) the additional assumptions usually employed concerning the air-flow and the measuring condenser prove to be superfluous. These additional assumptions restrict the requirements to be presented to the set-up of the counter [Misaki, 1960; Hoegl, 1963].

The characteristic of the aspiration counter $I(\psi)$ is related to

the spectral function of the charge density $\varrho(k)$ through an integral transformation (3.3). With regard to the function $\varrho(k)$, the formula (3.3) is an integral equation with $G(\psi, k)$ as its kernel. In its physical content $G(\psi, k)$ denotes the characteristic of the counter in case the mobility of all air-ions is k and the charge density is equal to a unity. Each counter is characterized by the particular function $G(\psi, k)$. In ideal conditions the solution of the equation (3.3) represents algebraic expressions of the function $I(\psi)$ and its derivative. The concrete calculations presented in § 5 repeat what is already known [Siksna, 1950, Nolan P. J., Kenny, 1952; Israel, 1957b] and supplement it. § 6 deals with a counter provided with a precondenser and an integral counter having aspirated wire nets.

Equation (3.3) also characterizes differential counters. Function G can be expressed through the medium of the difference of the G functions of the respective integral counters. Apart from the measurement of the spectral function, differential counters are also used for the measuring of partial charge density and partial conductivity. The intensity of the current in the second-grade differential counter with a special regime is directly proportional either to the partial charge density or the partial conductivity (Fig. 8.1, formulae 8.19 — 8.24)

The method of the intermediate mixing of air [Israel, 1931, 1957b] is in sensitivity and accuracy inferior to the differential methods and is, therefore, of no practical value. The method of measuring the partial charge density of large air-ions reported in an article [Герасимова, 19416] has proved to be erroneous.

The method of a modulating counter reported recently [Junod, Sanger, Thams, 1962] offers interesting opportunities of application. § 12 deals with the method of modulation through air-flow and the method of modulation by a precondenser proposed by the author.

In the second chapter, the author examines how deviations from ideal conditions affect measuring results. This is necessary for the estimation of the systematic measuring errors, the specification of the treatment of observational data, and the establishment of the limits of application of the aspiration method. On account of the complexity of the tasks involved, calculations may be successfully finished only in a few cases in the presence of an ideally cylindrical or plane measuring condenser

The end-effect is most dangerous in the counters whose outer electrode has a high voltage and on this account repels the air-ions to be measured. The dependence of the end-effect current on voltage is considered to be linear [Israel, 1932a, 1957b; Siksna, 1950]. Theoretical considerations, however, show that in the case under observation the end-effect can be non-linear. The results of the respective experiments (Fig. 15.3) point to the dependence

of the effective capacitance of the apparent precondenser on the criteria of the theory of similarity. The input used is illustrated in Fig 15. 4.

The space-charge of the air produces electrostatic scattering of air-ions and induces an additional charge on the electrodes of the measuring condenser. This affects limiting-mobility (16. 22 — 16. 24) and causes measuring errors (16. 31 — 16. 33). Changes in space-charge density induce an additional current on the collecting electrode (16. 34 — 16. 35) The above phenomena make it possible to measure space-charge density by means of an ordinary aspiration counter. The value of space-charge density is calculated in accordance with the balanced voltage of the collecting electrode (17 1) The space-charge arises as a result of the detachment of air-ions in the measuring condenser, even when the air under study is neutral. In the last case distortions due to the space-charge are termed electrode-effect. The effect of the space-charge and the recombination of air-ions determine the limits of application of the aspiration method in the case of high ionization.

The resolving power of the aspiration counter in measuring the spectral function is restricted by the diffusion of air-ions. On account of diffusion, the trajectories of the air-ions having the same mobility diverge. The measuring data suggest that these air-ions should possess different mobilities. The relative mean-square deviation of mobilities brought about by diffusion is expressed by the formula (19. 13) where the form factor μ is calculated by the formula (19. 14) or (19. 26).

Formula (20. 8) describes the effect of turbulent diffusion. The parameters \bar{R} and $\bar{\epsilon}$ occurring here can be estimated in practice only in rough approximation. Measurements for the obtainment of quantitative data were carried out by means of a model of a special counter. The experimental results are given in Fig. 21. It appears from them that the turbulent diffusion in the measuring condenser depends most on the intensity of the turbulence in the air entering the counter. In a counter having no special laminating input devices, the dependence of the apparent dispersion of the air-ion mobilities on the Reynold's number may be «contrary» (Graph 1 in Fig. 21.6). This circumstance induces a critical attitude to the traditional viewpoints on the elimination of turbulence in the counter.

Apparent dispersion of the air-ion mobilities may also be caused by the decentering of the electrodes of the measuring condenser (23. 8) and by the weight of air-ions (23. 13).

Measuring data may also be distorted by the adsorption of air-ions in the input device of the counter Adsorption is produced by the diffusion of air-ions. When estimating air-ion adsorption, it is sometimes possible to use empirical formulae

describing heat transfer. Thus a formula (24.13) has been empirically ascertained for the calculation of relative adsorption (i. a. relative loss of air-ions) when the air flows through a wire net. Adsorption of air-ions in the input tube has earlier been calculated in the case of an air-flow with a uniform profile [Siksna, Metnieks, 1953]. The formula of relative adsorption can be made more accurate by the application of theory of a boundary layer (24.22). The results of experiments carried out for the checking of the formulae (24.13 and 24.22) have been presented in Tables 24.1 and 24.2.

The third chapter deals with the dependence of the properties of the counter on constructive parameters, and further discusses some side-issues of a practical character.

The sensitivity of the counter depends first of all on the sensitivity of the electrometer. Highest sensitivity and rapidity is provided by a variant of the method of accumulative charge, in which case the zero-reading is taken after the turning off the switch of the electrometer. The sensitivity of the counter also depends on the stability of the supply-voltage of the measuring condenser. In the case of a small limiting-mobility even voltage variations of 0.001% are noticeable.

The measurement of the spectral distribution of air-ions is disturbed by fluctuations of the conventional space-charge density. To study the fluctuations of the conductivity of the atmospheric air, a special rapid counter was used whose transitional relaxation time was 0.4 *sec.* The counter was up in a pavilion on an open field outside the town. The air was sucked into the device at height of 5 *m* from the ground level. The dependence of the intensity of fluctuations on the time of the averaging of results is shown in Fig. 29.1. To level high fluctuations, it is advisable to take 1—2 *min.* for averaging time. Nevertheless, the influence of fluctuations can be so great that there is no point in measuring the spectral function by means of an integral counter.

Various measuring errors can be avoided by a special design of the counter. To make up for the fluctuations of the supply voltage, a bridge circuit and a coupling capacitor are used. The latter circuit enables one to simultaneously earth the neutral terminal of the electrometer as well as the outer electrode of the measuring condenser

In the case of counters with an earthed or earthable outer electrode, the end-effect can easily be eliminated. For this purpose the outer electrode must be sufficiently longer than the inner electrode. The necessary difference of distances is calculated by the empirical formulae (32.2 — 32.4) § 32 deals with the electrostatic shielding devices used in the counters with an earthable inner electrode.

The graphs presented in Fig. 33.4 make it possible to calculate the capacitance of a cylinder condenser having an inner electrode with various ends.

To attain the optimum choice of the basic parameters of an integral counter, it is necessary to solve a number of problems little studied so far. Thus, data on the estimation of the maximum permissible field intensity are almost completely lacking. Little is known about the dependence of the resolving power of the counter on air discharge. While studying the relations of the sensitivity and structural parameters of the counter (32.3 — 32.17), we have succeeded in obtaining some results that can be applied to the construction of counters.

The principles of designing integral counters were worked out comparatively early [Mc Clelland, 1898; Langevin, Moulin, 1907; Swann, 1914c]. In the more recent years a great many different designs of integral counters have been devised which differ from the earlier ones chiefly in technical parameters of structural units. The introduction of cathode and vibrating electrometers brought about a sudden marked progress in the improvement of the design of counters.

The all-purpose portable counter *САН-ТГУ-65м* makes use of a vertically arranged conical measuring condenser whose input is covered with a net of fine wire. The outer electrode of the measuring condenser is linked to the vibrating electrometer. Limiting-mobility of the condenser can be chosen in the range of $10^{-4} \text{ cm}^2/V \times \text{sec}$ to $8 \text{ cm}^2/V \times \text{sec}$; for the conventional concentration of air-ions are 35 possible measuring regions ranging from $0-100 \text{ e/cm}^3$ to $0-3,16 \times 10^9 \text{ e/cm}^3$. Measuring results can continuously be recorded by means of an outer recorder. The counter is supplied from the alternating current network. The counter weighs less than 12 kg.

Explanations of some symbols used.

C — active capacitance; C' — end-effect capacitance; C_0 — total capacitance of the insulated system; D — diffusion coefficient; E — intensity of the electrical field; G — kernel of the integral equation of the counter; I — intensity of current; K — Boltzmann's constant; P — see Greek P ; R — resistance; Re — Reynold's number; S — area; T absolute temperature; U — voltage; a and b — form factors of the measuring condenser; e — elementary charge; g — acceleration in free fall; h — measure of a mesh; $h\psi$ — operator $h\psi = 1 - \psi \frac{\partial}{\partial \psi}$; j — density of current; k and k_0 — mobility; k_0 — limiting-mobility; l — length of

measuring condenser; \ln — natural logarithm; \log — decimal logarithm; m — mass; q — air-ion charge; r — distance from the axis of the condenser; r_0 — radius of wire; r_2 and r_1 — radii of the outer and the inner electrode of the cylinder condenser; s_x — relative mean-square deviation of x , $s = \sigma_x/x$; $s_{\Delta UC}$ and $s_{\tau UC}$ — relative mean-square deviations characterizing the stability of the supply voltage and of the capacitance of the measuring condenser; s_{Δ} and $s_{\Delta\Delta}$ — relative mean-square deviations characterizing the stability of conventional charge density; t — time; t_0 — filling time of the condenser; u — velocity of air-flow; v — velocity of air-ion; y — distance from the electrode surface; Δ — difference, absolute error; Λ — conventional conductivity $\Lambda = I/4\pi CU$; P — conventional charge density $P = I/\Phi$; Φ — discharge (rate of air-flow); α and β — voltage relations; δ — δ -function, maximum relative error; ε — intensity of turbulence; ϑ — dimensionless time; λ — conductivity; μ , μ_t — form factors of the measuring condenser; ν — cinematic viscosity; ϱ — charge density; $\varrho(k)$ — charge density spectral function; σ — mean-square deviation; σ_{QK} — mean-square deviation of the charge arising on turning off the switch; σ_{UE} — mean-square error of registering electrometer voltage; σ_{UR} — mean-square electromotive force of the insulator; τ relaxation time; ψ — arbitrary parameter (C , U or Φ); $\omega = 1/k_0$.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

3

Глава I. Теория аспирационного метода при идеальных условиях.

§ 1. Аэроионы	6
§ 2. Поле движения аэроионов	11
§ 3. Устройство аспирационного счетчика и принцип измерения спектрального распределения аэроионов	13
§ 4. Интегральный счетчик	16
§ 5. Решение уравнения интегрального счетчика	19
§ 6. Разновидности интегрального счетчика	23
§ 7. Дифференциальные счетчики первого порядка	26
§ 8. Дифференциальный счетчик второго порядка	32
§ 9. Счетчики с несколькими собирающими обкладками	36
§ 10. Счетчики с промежуточным перемешиванием воздуха	41
§ 11. Измерение плотности объемного заряда	44
§ 12. Модулирующие счетчики	47

Глава II. Отклонения от идеальных условий.

§ 13. Искажающие факторы и методические ошибки измерения	52
§ 14. Краевой эффект	55
§ 15. Результаты экспериментального исследования краевого эффекта	60
§ 16. Действие объемного заряда на результаты измерения	66
§ 17. Методы измерения, основанные на использовании электрического поля объемного заряда	74
§ 18. Электродный эффект	77
§ 19. Диффузия аэроионов	83
§ 20. Турбулентное перемешивание воздуха в измерительном конденсаторе	90
§ 21. Результаты экспериментального исследования действия турбулентности	96
§ 22. Длинный измерительный конденсатор с турбулентным потоком воздуха	107
§ 23. Асимметрия измерительного конденсатора и действие силы тяжести на аэроионы	110
§ 24. Адсорбция аэроионов	117

Глава III. Параметры и принципы конструкции аспирационных счетчиков.

§ 25. Классификация схем включения счетчиков	125
§ 26. Измерение тока по накоплению заряда на емкости	128
§ 27. Измерение тока по падению напряжения на сопротивлении	133
§ 28. Чувствительность интегрального счетчика	137
§ 29. Вычисление характеристик спектрального распределения аэроионов	141

§ 30. Оценка случайных ошибок измерения характеристик спектрального распределения аэроионов	147
§ 31. Устранения действия случайных колебаний напряжения на результаты измерения	153
§ 32. Предотвращение краевого эффекта	158
§ 33. Методы определения действующей емкости измерительного конденсатора	164
§ 34. Принципы выбора параметров и режима интегрального счетчика	168
§ 35. Краткий обзор конструкций аспирационных счетчиков аэроионов	176
§ 36. Описание универсального интегрального счетчика аэроионов	184
Литература (авторский указатель)	197
Важнейшие обозначения	217
Aeroioonide spektri mõõtmise aspiratsioonimeetod (sisukord, resümee, mõningaid tähistusi)	220
Aspiration Method of Measuring the Air-ion Spectrum (contents, summary, explanations of some symbols used)	226

Труды по аэроионизации
и электроаэрозолям

II

Х. Ф. Таммет

Аспирационный метод измерения
спектра аэроионов

На русском языке

Резюме на эстонском и английском языках

Ответственный редактор Л. Виснапу

Корректоры В. Кильк и Г. Лийв

Технический корректор Л. Аболдуева

Сдано в набор 30/IV 1966 г. Подписано к печати
26/V 1967 г. Печ. листов 14,75. Учетн.-издат. лис-
тов 16,1. Тираж 500 экз. МВ-05487. Типогр. заказ
№ 3584. Типографская бумага № 1 бум. фабрики
«Кохила», 60×90. 1/16.

Типография им. Ханса Хейдеманна.
ЭССР, г. Тарту, ул. Юликооли, 17/19, I.

Цена 1 руб. 12 коп.