

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI

TOIMETISED

УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

479

МЕТОДЫ, ПРИБОРЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ
ИЗМЕРЕНИЙ

ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ, ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ

X

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS
ALUSTATUD 1893.a. VIINIK 479 ВЫПУСК ОСНОВАНЫ В 1893.г.

МЕТОДЫ, ПРИБОРЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

ИОНИЗАЦИЯ, АЭРОЗОЛИ, ЭЛЕКТРОМЕТРИЯ

X

ТАРТУ 1979

Редколлегия: К. Куду, Я. Рейнет, О. Сакс

Ответственный редактор: Э. Сула

**ДВУМЕРНАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ РЕШЕНИЯ
НЕКОРРЕКТНО ПОСТАВЛЕННЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ**

И.Ф. Таммет

Рассмотрим уравнение

$$f(y) = F\{\varphi(x)\}, \quad (I)$$

где $\varphi(x)$ — неизвестная функция, F — известный оператор, а значения функции $f(y)$ определяются путем измерения, причем оценки ошибок измерения этих значений известны. Нам интересуют ошибки измерения в решении уравнения (I).

Встречаются операторы, при которых сколь угодно малые ошибки функции могут влечь за собой сколь угодно большие ошибки решения $\varphi(x)$. Задача решения уравнения (I) в таком случае называется некорректно поставленной задачей.

Тихонов предложил метод регуляризации, при котором составляется видоизмененный оператор F_α , зависящий от параметра α . Обозначим решение соответствующего видоизмененного уравнения $\varphi_\alpha(x)$. Оператор F_α составляется так, что видоизмененное уравнение является корректно поставленным, и, если исходное уравнение имеет при некотором $f(y)$ решение $\varphi(x)$, то предельный переход $\alpha \rightarrow 0$ влечет $\varphi_\alpha(x) \rightarrow \varphi(x)$. $\varphi_\alpha(x)$ рассматривается как приближенное решение исходного уравнения (I).

Такая же схема используется и в методе статистической регуляризации, который решает задачу статистической оценки функции $\varphi(x)$ по результатам измерения $f(y)$.

Подробное изложение проблемы корректности и методов регуляризации можно найти в работах [1, 2].

Ошибка измерения в приближенном решении $\varphi_\alpha(x)$ зависит от параметра α . В случае некорректно поставленной задачи при $\alpha \rightarrow 0$ ошибки растут неограниченно. Поэтому в практике решения задач приходится удовлетворяться конечным значением параметра α . При этом решение содержит дополнительно к ошибкам, обусловленным ошибками измерения функции

$f(y)$, еще ошибки, обусловленные видоизменением оператора уравнения. Такие ошибки ниже называются ошибками регуляризации.

Ни теория Тихонова, ни теория статистической регуляризации не позволяют описать ошибку регуляризации. Рассмотрим простой пример, иллюстрированный рис. 1.

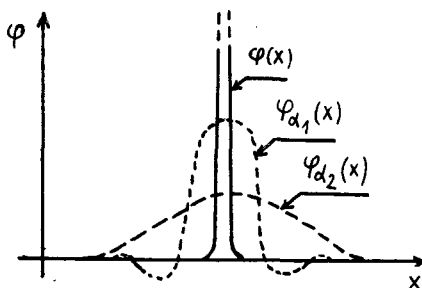


Рис. 1. Функция $\varphi(x)$ и регуляризованные решения уравнения (1).

Функция $\varphi(x)$ соответствует в примере узкой и высокой спектральной линии. Приближенные решения $\varphi_{\alpha}(x)$ сглажены. Ошибка $|\varphi_{\alpha}(x) - \varphi(x)|$ в евклидовой метрике большая и существенно зависит от истинной ширины спектральной линии. Однако в практике известны только результаты измерения и вычислить можно лишь более или менее сглаженные приближенные решения. Истинная ширина достаточно узкой спектральной линии принципиально неизвестна. Поэтому и нельзя описать ошибку регуляризации.

Для получения решения с полной оценкой ошибок измерения к задаче следует подойти иначе, что и делает метод двумерной неопределенности, который, по сути, старый и общеизвестный. Не изучены лишь его отношения к проблемам некорректно поставленных задач.

Рассмотрим плоскость (x, y) , на которой необходимо изобразить график функции $\varphi(x)$. Практическими вычислениями можно найти некоторое конечное число точек, через которые должна пройти кривая. Из-за ошибок измерения эти точки могут быть определены лишь приблизительно. При обычной постановке задачи значения аргумента x задаются точно и неопределенность допускается только по ординате φ . Метод

двумерной неопределенности допускает неопределенность точек графика искомой функции как по ординате, так и по аргументу.

Для демонстрации идеи метода двумерной неопределенности рассмотрим простейший пример. Пусть оператор F является простым оператором интегрирования и алгоритм решения уравнения сводится к дифференцированию

$$\varphi(x) = \frac{df(x)}{dx} \quad (2)$$

Как показано в работе [3], к дифференцированию можно привести задачи решения интегральных уравнений первого рода с довольно сложными ядрами.

Если функция $f(x)$ в замкнутом интервале $[a, b]$ непрерывна и имеет непрерывную производную, то по теореме Лагранжа существует по меньшей мере одно такое значение $\xi \in (a, b)$, что равенство

$$\frac{f(b)-f(a)}{b-a} = \frac{df(\xi)}{dx} \quad (3)$$

соблюдается точно. Допустим, что значения функции f известны с ошибкой не более Δf . Тогда прямоугольник по аргументу от a до b и по ординате от $(f(b)-f(a)-2\Delta f)/(b-a)$ до $(f(b)-f(a)+2\Delta f)/(b-a)$ содержит по меньшей мере одну точку графика функции φ . Эта точка может быть записана в виде

$$\left(\frac{a+b}{2} \pm \Delta x, \frac{f(b)-f(a)}{b-a} \pm \Delta \varphi \right), \text{ где} \quad (4)$$

$$\Delta x = \frac{|b-a|}{2};$$

$$\Delta \varphi = \frac{2\Delta f}{|b-a|}.$$

Из результата (4) вытекает соотношение неопределенности

$$\Delta x \Delta \varphi = \Delta f, \quad (5)$$

которое наглядно демонстрирует суть некорректности задачи — при стремлении неопределенности аргумента к нулю неопределенность значения функции растет неограниченно.

Теорема Лагранжа допускает обобщение на производные и дифференциальные формы высшего порядка. Это дает возможность приложения метода двумерной неопределенности к разным задачам. Применения в спектроскопии подвижностей аэрозонов описаны, например, в работе [4].

Л и т е р а т у р а

1. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., 1974, 223 с.
2. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач. - Усп. физ. наук, 1970, т. 102, вып. 3, с. 345-386.
3. Таммет Х.Ф. Обобщение метода Ланжевена решения обратных задач. - В настоящем сборнике.
4. Таммет Х.Ф. Аналитический метод обработки наблюдений при изучении распределения аэроионов по подвижностям. - Тр. Гл. геофиз. обсерв., 1962, вып. 136, с. 103-110.

BINOMIAL UNCERTAINTY OF THE SOLUTION OF AN INCORRECTLY POSED INVERSE PROBLEM

H. Tammet

Summary

An equation is being studied where $\varphi(x)$ is a function to be determined, F is a known operator and the values of the function $f(y)$ are known from measurements. If the problem has been posed incorrectly, any small errors of the function $f(y)$ produce arbitrarily large errors in the solution of $\varphi(x)$. Regularization renders the error in the solution due to measurement errors finite; however, it adds to it an error present in the regularization which cannot be evaluated. Only the method of binomial uncertainty produces a solution which is provided with a complete evaluation of measurement errors. In this method the values of the function $\varphi(x)$ at calculation points as well as those of the arguments are regarded as final. This method is demonstrated by means of a rather simple example (2) of an incorrectly posed problem.

ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА ЛАНЖЕВЕНА
РЕШЕНИИ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ

Х.Ф. Таммет

П. Ланжевен в 1905 г. предложил метод вычисления спектра подвижностей аэроионов по второй производной вольт-амперной характеристики интегрального аспирационного конденсатора [1]. Зависимость характеристики $f(y)$ от спектра $\varphi(x)$ описывается при помощи интегрального уравнения первого рода [2]:

$$f(y) = \int G(y, x) \varphi(x) dx. \quad (1)$$

Ядро уравнения интегрального аспирационного спектрометра имеет специальный вид, который и позволяет выразить спектр через вторую производную характеристики:

$$G(y, x) = \begin{cases} 0 & \text{при } ax < 0 \\ ax & \text{при } 0 < ax < I \\ I & \text{при } I < ax \end{cases}. \quad (2)$$

Здесь a — постоянная аппаратуры.

Как известно [3], задача решения интегрального уравнения первого рода при ядрах, типичных для спектрометрии, некорректно поставлена в смысле Адамара. Метод Ланжевена не снимает проблему корректности, поскольку задача дифференцирования также относится к некорректно поставленным задачам.

Метод Ланжевена допускает обобщение на уравнения типа (1), ядро которых является по первому аргументу полиномиальным сплайном дефекта I , либо достаточно хорошо аппроксимируется сплайном.

Рассмотрим обобщенный метод Ланжевена r -того порядка. Допустим, что ядро уравнения (1) является по первому аргументу полиномиальным сплайном степени $r - I$ с n узлами и координаты некоторых узлов зависят от второго аргумента. Зависимость узлов от второго аргумента описывается уравнениями

$$y_i = \xi(x). \quad (3)$$

Предположим, что функции ξ монотонны, и если уравнение (3) имеет решение $x_i = x_i(y)$, то это решение единственно при рассматриваемых i и y .

Производная порядка $p-1$ от ядра G по первому аргументу y будет сплайном нулевой степени или ступенчатой функцией. Обозначим уровень производной в интервале между узлами (y_i, y_{i+1}) через :

$$g_i = \frac{\delta^{p-1} G(y, x)}{\delta y^{p-1}} \quad \text{при} \quad y_i < y < y_{i+1}. \quad (4)$$

Уровни определены для $i = 0 \dots n$, g_0 соответствует интервалу $(-\infty, y_1)$ и g_n - интервалу (y_n, ∞) . Скачок производной в i -той узловой точке равен $g_i - g_{i-1}$.

Производная порядка p существует лишь в классе математических распределений или обобщенных функций и выражается через дельта-функцию

$$\frac{\delta^p G(y, x)}{\delta y^p} = \sum_{i=1}^n (g_i - g_{i-1}) \delta(y - \xi_i(x)) = \sum_{i=1}^n \frac{g_i - g_{i-1}}{|\xi'_i(x)|} \delta(x - x_i). \quad (5)$$

Здесь ξ'_i означает первую производную функции ξ_i по x , а x_i - решение уравнения (3). В сумме учитываются только те узлы, для которых существует решение x_i . Такие узлы называются существенными узлами.

Вычислим теперь из уравнения (1) производную порядка p по аргументу y :

$$\frac{\delta^p f(y)}{\delta y^p} = \int \frac{\delta^p G(y, x)}{\delta y^p} \varphi(x) dx. \quad (6)$$

Если ядро уравнения относится к сплайн-функциям вышеописанного типа, то, используя (5), получим алгебраическое уравнение

$$\frac{\delta^p f(y)}{\delta y^p} = \sum_{i=1}^n \frac{g_i - g_{i-1}}{|\xi'_i(x_i)|} \varphi(x_i), \quad (7)$$

где в сумме учитываются лишь существенные узлы.

Если существенный узел только один, то из уравнения (7) непосредственно можно выразить x . Тем самым и задача решения уравнения (1) сведена к задаче вычисления p -той производной функции $f(y)$.

Оригинальный метод Ланжевена является методом второго порядка с одним существенным узлом.

Если существенных узлов несколько, то уравнение (7) является линейным алгебраическим уравнением относительно нескольких неизвестных $\varphi(x_i)$. Поскольку производная функции $f(y)$ может быть вычислена во многих точках, то можно записать систему многих уравнений. Легко убедиться, что в такой системе число неизвестных всегда превышает число уравнений. Поэтому решение системы возможно только при наличии дополнительной информации. Например, иногда известно, что в некотором поддиапазоне аргумента $\varphi(x) = 0$. Тогда система уравнений может иметь однозначное решение.

Л и т е р а т у р а

1. Langevin M.P. Sur les ions de l'atmosphere. - C. r. Acad. sci., 1905, vol. 140, p. 232-234.
2. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1967, вып. 195, 234 с.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., 1974, 223 с.

GENERALIZATION OF THE LANGEVIN METHOD FOR SOLVING INVERSE PROBLEMS

H. Tammet

Summary

The first kind of integral equation (1) is discussed. P. Langevin showed that in the case of a kernel (2) of an integral aspiration counter the solution of the equation is expressed by means of the second derivative of the known function f . The problem of the integral equation (1) is reduced to the problem of the calculation of derivatives in a general case where a more complex spline function may operate as a kernel. The algebraic equation (7) is derived from the integral equation, which contains a derivation of f . The reduction of the integral equation to the calculation of derivatives does not change the incorrectness of the problem, because the calculation of derivatives also belongs to the category of incorrect problems.

О ПОВЫШЕНИИ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРОМЕТРА ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ

Я.И. Сальм

Ниже будем рассматривать возможности повышения разрешающей способности аспирационного спектрометра легких аэроионов. Разрешающая способность спектрометра аэроионов ограничивается многими факторами, однако, самым фундаментальным при измерении легких аэроионов является тепловая (молекулярная) диффузия [1, 2]. Поэтому в основном будем рассматривать действие тепловой диффузии. Хотя при строгом подходе возможны терминологические возражения [2], будем называть относительной дисперсией подвижности следующую величину [1]:

$$S^2 = \mu \frac{2KT}{qU} = \mu \frac{2D}{k_0 U}, \quad (1)$$

где K - коэффициент Больцмана, T - абсолютная температура, q - заряд аэроиона, U - напряжение в измерительном конденсаторе, D - коэффициент диффузии аэроионов, k_0 - предельная подвижность измерительного конденсатора.

Разрешающую способность можно определить как S^{-1} . Коэффициент μ зависит от конструкции измерительного конденсатора и профиля скорости потока воздуха. При цилиндрическом конденсаторе и равномерном профиле скорости [1] (с исправлением опечаток)

$$\mu = \left(\frac{r_2^2 - r_1^2}{2L^2} + \frac{r_2^2 + r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \right) \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (2)$$

где r_1 - радиус внутренней обкладки, r_2 - радиус внешней обкладки, L - длина измерительного конденсатора.

Предельная подвижность

$$k_0 = \frac{\phi}{4\pi CU}, \quad (3)$$

где ϕ - объемная скорость (расход) потока воздуха, C - действующая емкость измерительного конденсатора.

Объемную скорость можно выразить через линейную скорость v :

$$\phi = \pi (r_2^2 - r_1^2) v, \quad (4)$$

Действующая емкость выражается

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (5)$$

С помощью приведенных пяти формул будем стараться выразить относительную дисперсию в наиболее наглядной форме, чтобы выявить ее зависимость от конструктивных и режимных параметров спектрометра. Введем безразмерные величины:

$$\frac{r_2}{r_1} = R; \quad \frac{l}{r_2} = L;$$

$$\frac{\nu r_2}{\nu} = Re \quad - \text{число Рейнольдса,}$$

$$\frac{\nu}{D} = Sc \quad - \text{число Шмидта,}$$

где ν - кинематическая вязкость воздуха.

Тогда возможно выразить относительную дисперсию подвижности:

$$S^2 = \frac{2 \psi}{Sc Re} \quad (6)$$

где $\psi = \frac{1}{L} + 2 \frac{1+R^2}{(1-R^2)^2} L$.

Число Шмидта для легких аэроионов величина постоянная.

Для характеристики влияния параметров L и R на относительную дисперсию приведем таблицу значений множителя ψ при нескольких значениях L и R .

Таблица

Значения множителя ψ

$R \backslash L$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
0,1	3,32	3,03	2,91	2,87	2,90
0,2	3,40	3,13	3,03	3,01	3,06
0,3	3,55	3,31	3,25	3,27	3,35
0,4	3,82	3,64	3,64	3,73	3,88
0,5	4,28	4,23	4,35	4,55	4,82

Учитывая также зависимость других характеристик спектрометра от параметров L и R , рекомендуем в качестве оптимальных значений:

$$L \approx 0,6; \quad R \approx 0,35.$$

Такое значение R обеспечивает также минимум максимального значения напряженности электрического поля в конденсаторе. При данных значениях L и R

$$s^2 = \frac{6,8}{Sc Re} .$$

Как видно, увеличением числа Рейнольдса можно теоретически неограниченно увеличить разрешающую способность. Увеличения числа Рейнольдса возможно добиться разными путями: увеличивать либо v , либо r_2 , либо то и другое. Возможно даже слабое уменьшение одного из этих параметров при значительном увеличении другого.

Естественной границей при увеличении линейной скорости потока воздуха v является скорость звука. Если скорость v фиксирована, то можно увеличивать r_2 . Однако, надо иметь в виду, что кроме увеличения размеров спектрометра это приводит с собой также изменение некоторых других величин: объемная скорость $\phi \sim r_2^2$, напряжение $U \sim r_2$, мощность потока воздуха (вентилятора) приблизительно $N \sim r_2^2$. Максимальная напряженность электрического поля в таком случае постоянная.

Проблемой является возможность турбулизации потока воздуха. Если число Рейнольдса превышает критическое значение (ориентировочно 1000), то поток воздуха склонен к турбулизации. Малые возмущения потока воздуха будут развиваться вниз по потоку. Все же это не означает, что турбулентность неизбежна при сверхкритических числах Рейнольдса. Во-первых надо иметь в виду, что развитие возмущений требует времени, а в коротком начальном участке канала они не успевают значительно развиваться. Во-вторых, известен целый ряд конструктивных приемов для подавления возмущений в потоке воздуха: успокоительные камеры, сетки, хонэйкомбы, конфузоры.

В-третьих, даже при наличии турбулентности при больших числах Рейнольдса возможно добиться слабого действия этой турбулентности на разрешающую способность [3]. Уточнение способностей разных приемов требует еще дальнейшего экспериментального исследования.

Нами, с Э.Ю. Ютсом изготовлен опытный макет аспирационного спектрометра легких аэроионов по прототипу [4], с учетом вышеприведенных соображений для повышения разрешающей

способности. Общая схема спектрометра такая же как в литературе [4], поэтому ссылаемся на этот источник. Размеры и, особенно, напряжение и расход увеличены:

$$r_2 = 80 \text{ мм}; \quad U = 2000 \text{ В}; \quad \phi = 46 \text{ л/с};$$

$$R = 0,375; \quad L = 0,75;$$

$$Re = 1,4 \cdot 10^4.$$

Относительная дисперсия $s^2 = 1,24 \cdot 10^{-4}$.

Реальная дисперсия больше за счет других составляющих.

В ходе эксплуатации прототипа выявились два недостатка:

1) значительная емкость между электрофильтром и измерительным конденсатором, затрудняющий расчет предельной подвижности; 2) невысокая точность самопишущего прибора Н349. У настоящего спектрометра увеличено расстояние между электрофильтром и измерительным конденсатором. В качестве регистрирующего прибора используется двухкоординатный самопишущий потенциометр. Имеется также выход с импульсами запуска для цифрового вольтметра.

Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1967, вып. 195.
2. Сальм Я.И. Кажущийся спектр аэроионов при учете тепловой диффузии. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1970, вып. 240, с. 164-173.
3. Сальм Я.И. Экспериментальное исследование действия турбулентной диффузии в аспирационном счетчике аэроионов. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1969, вып. 239, с. 68-91.
4. Таммет Х.Ф. и др. Спектрометр аэроионов для обнаружения некоторых примесей воздуха. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1977, вып. 409, с. 84-88.

ON RAISING THE RESOLVING POWER OF A SMALL AIR-ION
SPECTROMETER

J. Salm

Summary

The most fundamental factor limiting the resolving power of a small air-ion spectrometer is the thermal diffusion of air ions. In this paper a formula has been derived which clearly shows the dependence of mobility dispersion on the design of the device and on the conditions of operation. It is possible to raise the resolving power most when increasing the Reynolds number. On the basis of the results obtained a new small air-ion spectrometer of higher resolving power has been designed and constructed.

К ВОПРОСУ ОБ АДСОРБЦИИ АЭРОИОНОВ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБЫ

Ю.А. Конн, Я.И. Сальм

Адсорбция аэроионов из ламинарного потока на начальном участке трубы исследована теоретически и экспериментально [1].

Приняв внутреннюю поверхность трубы радиусом r за плоскую пластинку шириной $2\pi r$ и скомбинировав выражение для коэффициента адсорбции на плоской пластинке с законом распределения скоростей в пограничном слое около пластинки, Таммет получил для доли адсорбированных аэроионов выражение:

$$A_L = 2,3 \frac{l^{1/2} D^{2/3}}{\phi_0^{1/2} \nu^{1/6}}, \quad (1)$$

где l - длина трубы,

D - коэффициент молекулярной диффузии аэроионов,

$\phi_0 = \pi r^2 u$ - расход воздуха,

u - средняя скорость потока воздуха,

ν - кинематическая вязкость воздуха.

При изучении явлений переноса плодотворно применение методов теории подобия. Приведем другой, немного более простой способ вывода формулы (1), исходя из аналогии между явлениями тепло- и массопереноса.

Как известно [2], теплообмен в развивающемся ламинарном пограничном слое выражается полуэмпирической формулой

$$\overline{Nu} = 0,664 Re_l^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (2)$$

где \overline{Nu} , Re_l и Pr соответственно усредненное по длине пластинки число Нуссельта, число Рейнольдса для длины пластинки и число Прандтля.

При соблюдении условий подобия между тепло- и массообменом число Нуссельта $\overline{Nu} = \bar{\alpha} l / \lambda$ заменяется числом Шервуда

$\bar{Sh} = \xi l / D$ и число Прандтля $Pr = \nu / \alpha$ - число Шмидта $Sc = \nu / D$, где, как обычно:

- α - коэффициент теплоотдачи,
- ξ - коэффициент массоотдачи,
- λ - коэффициент теплопроводности воздуха,
- a - коэффициент температуропроводности воздуха.

Формула (2) применена при $Pr > 0,6$. Поскольку даже для легких аэроионов $Sc > 1$, то можно написать:

$$\bar{Sh} = 0,664 Re_l^{1/2} Sc^{1/3}. \quad (2^*)$$

Отношение адсорбированного потока аэроионов $\phi_A = c_0 \xi 2\pi r l$ к потоку аэроионов через входное сечение трубы $\phi = c_0 \phi_B$ (c_0 - начальная концентрация аэроионов) представим при помощи формулы (2*) в виде

$$A_L = \frac{\phi_A}{\phi} = \frac{2D}{ur} \bar{Sh} = 2,36 \frac{l^{1/2} D^{2/3}}{\phi_B^{1/2} \nu^{1/6}},$$

что совпадает с формулой Таммета (I).

Экспериментальная проверка формулы (I) возможна при тщательно ламинаризованном входном потоке воздуха при малых числах $Re_r = ur/\nu$. При наличии турбулентных возмущений во входном потоке (или при их возникновении в трубе при сверхкритических числах Re_r) требуется новый подход к вопросу.

Наиболее распространенной является модель пограничного слоя, для которой предполагается, что сначала у обтекаемой поверхности образуется ламинарный пограничный слой, внезапно переходящий в турбулентный слой на некотором расстоянии за точкой потери устойчивости пограничного слоя. В действительности же (даже если отвлечься от начальной турбулизации) переход к турбулентному пограничному слою происходит на довольно протяженном переходном участке, на котором пограничный слой является попеременно (через короткие и беспорядочные промежутки времени) то ламинарным, то турбулентным [3].

Степень турбулизованности пограничного слоя характеризуется коэффициентом заполнения γ . Для ламинарного пограничного слоя $\gamma = 0$, для полностью турбулизованного $\gamma = 1$.

Существует попытка и теоретического расчета γ [3]

$$\gamma = 1 - \exp \left[-0,412 \left(\frac{x-x_t}{s} \right)^2 \right],$$

где x_t - координата линии, где возникают турбулентные пятна,
 s - характерная длина переходной области.

Метод аналогий, приводящий к формуле (1), также позволяет найти адсорбцию из полностью турбулизованного пограничного слоя.

Согласно данным [2], усредненный по длине пластинки безразмерный коэффициент массоотдачи выражается в виде:

$$\bar{Sh}_T = 0,0365 Re_l^{0,8}.$$

Приняв это выражение к расчету адсорбции аэроионов на начальном участке трубы, получим простую зависимость:

$$A_T = 0,073 \left(\frac{l}{r} \right)^{0,8} \frac{1}{(Re_r)^{0,2}}; \quad (3)$$

(при этом предполагается, что для турбулентного пограничного слоя $Sc = 1$).

Расчет адсорбции для участка ламинарного режима необходимо провести согласно формуле (1), для переходного участка - по следующей интерполяции:

$$A_I A_T = \frac{2D}{ur} \left\{ \int_0^l (1-\gamma(x)) \frac{Sh_L(x)}{x} dx + \int_0^l \gamma(x) \frac{Sh_T(x)}{x} dx \right\}, \quad (4)$$

где $Sh_L(x)$ - местное ламинарное число Шервуда,

$Sh_T(x)$ - местное турбулентное число Шервуда.

Для турбулизованного пограничного слоя следует применить формулу (3).

Вышеприведенные рассуждения разъясняют картину процесса, однако практическое применение формулы (4) затруднительно, поскольку длина и расположение переходного участка сильно зависят от наличия даже самых ничтожных возмущений во всасываемом потоке.

Экспериментальная проверка вышеприведенных формул усложняется тем обстоятельством, что одновременно имеют место рекомбинация и электростатическое рассеивание аэроионов, также уменьшающие концентрацию аэроионов.

Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1967, вып. 195.
2. Беннет К.О., Майерс Д.Д. Гидродинамика, теплообмен и массообмен. М., Недра, 1966.
3. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности. М., ИЛ, 1962.

ON ADSORPTION OF AIR IONS IN THE INITIAL PART OF THE PIPE

J. Koni and J. Salm

Summary

On analogy of heat and mass transfer processes, formulas have been derived for the calculation of air ion adsorption in the initial part of the pipe for laminary and turbulent boundary layers.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕНН ДЛЯ АЭРОИОНИЗАЦИИ

Х.Ф. Таммет, Я.И. Сальм

Введение

Способ аэроионизации воздуха помещений при помощи проволочных антенн, подключенных к источнику высокого напряжения, предложен и кратко описан в работах [1, 2] . Однако количественные результаты проделанных при испытании метода опытов пока не опубликованы. В настоящее время появился новый интерес к методам создания аэроионов. Чтобы помочь исключить ошибки при установке антенн и облегчить оценку их действия, авторы решили опубликовать полученные ими в 1961 году результаты испытания метода. Настоящая статья должна рассматриваться как приложение к работе [2], содержание которой в большей части ниже не повторяется.

Опыты проводились в двух помещениях, которые далее условно называются комнатой и залом. Размеры помещений следующие:

	Длина	Ширина	Высота	Объем
Комната	5,7 м	3,5 м	4 м	80 м ³
Зал	28 м	13 м	7,5 м	2700 м ³

Концентрация аэроионов во всех опытах измерялась счетчиком СГАИ, являющимся усовершенствованной моделью счетчика, описанного в работе [3] .

Устройство и установка антенны

В комнате устанавливалась одна антенна, в зале — одна, две или три параллельные антенны. Антенна изготавливается из тонкой проволоки и натягивается вдоль помещения по всей его длине на одинаковой высоте. Концы проволоки прикрепляются к стенам при помощи изоляторов, изготовленных, например, из кусков рыболовной лески длиной около одного метра. Высокое напряжение к антенне подводится при помощи гибкого монтажного провода, который не должен проходить под антенной.

Вблизи зоны аэроионизации не должно быть больших предметов или поверхностей, покрытых материалами с особо высоким сопротивлением изоляции (полистирол и многие другие синтетические материалы). Такие материалы заряжаются и начинают отталкивать аэроионы. При синтетических покрытиях стен и пола аэроионизация может оказаться вообще нерезультативной. В помещениях, где проводились ниже описываемые эксперименты, такого рода предметов или покрытий не было.

Зависимость концентрации легких отрицательных аэроионов от напряжения антенны иллюстрируют результаты опыта, представленные на рис. 1.

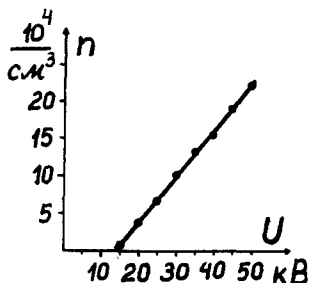


Рис. 1. Зависимость концентрации легких отрицательных аэроионов в комнате от напряжения антенны. Антенна диаметром 0,2 мм установлена на расстоянии 1 м от потолка. Концентрация измерена прямо под антенной на высоте 1 м или на расстоянии 2 м от антенны.

Результаты хорошо согласуются с теорией коронного разряда [4].

Материал проволоки для аэроионизации несуществен. Напряжении, при котором начинается аэроионизация, в большей мере зависит от диаметра проволоки, в меньшей — от установки антенны (см. рис. 2).

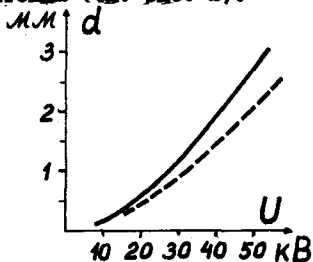


Рис. 2. Диаметр проволоки, при котором начинается коронный разряд и аэроионизация в зависимости от напряжения антенны. Расстояние антенны от потолка 0,5 м (непрерывная линия) или 2 м (пунктирная линия).

При изменении диаметра проволоки прямая концентрации аэроионов на рис. 1 сдвигается параллельно самой себе влево или вправо. Для достижения высокой концентрации аэроионов полезно использовать тонкую проволоку, особенно при относительно

низком напряжении антенны. Однако тонкая проволока имеет малую прочность на разрыв. Поэтому в некоторых случаях к антенне среднего диаметра рационально прикрепить примерно через каждый метр свисающие тонкие проволочки длиной около 10 см. На концах таких проволочек коронный разряд и аэроинициация начинаются уже при напряжении около двух киловольт, что значительно сдвигает прямую концентрации аэроионов на рис. 1 влево.

В описываемых опытах антенна имела диаметр 0,2 мм и свисающие проволочки не использовались.

Результаты следующего опыта (рис. 3) описывают зависимость концентрации аэроионов от расстояния между антенной и потолком.

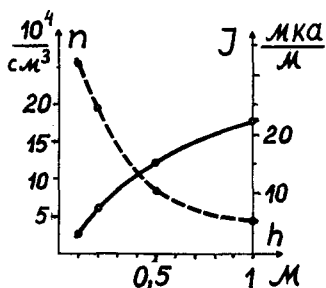


Рис. 3. Зависимость концентрации легких отрицательных аэроионов n (непрерывная линия) и потребляемого на I м антенны тока J (прерывистая линия) от расстояния между антенной и потолком. Антенна питалась от аппарата для франклинизации АФ-3, условия измерения как и при рис. 1.

Анализ результатов показывает, что установление антенны на максимальном удалении от потолка полезно, в первую очередь, для уменьшения потребляемого антенной тока, поскольку сила тока определяет интенсивность генерирования озона и других химических продуктов коронного разряда. Сила тока может быть при необходимости уменьшена и путем понижения напряжения антенны, но это влечет и существенное уменьшение концентрации аэроионов.

Распределение аэроионов в помещении

Однородность распределения аэроионов изучалась в зале. Антенны диаметром 0,2 мм и длиной 25 м были натянuty на расстоянии 2 м от потолка и питались аппаратом для франклинизации АФ-3. В первом опыте одна антенна была установлена в

середине зала, она потребляла ток 24 мкА. Во втором опыте две параллельные антенны были натянuty на расстоянии 5 м друг от друга и потребляли в сумме ток 33 мкА. В третьем опыте три параллельные антенны были натянuty через 2,5 м и потребляли в сумме ток 39 мкА. Воздух зала содержал свыше $2 \cdot 10^{14}$ легких отрицательных аэроионов с суммарным зарядом свыше 30 микрокулон.

Результаты измерения поперечных профилей концентрации легких отрицательных аэроионов показаны на рис. 4.

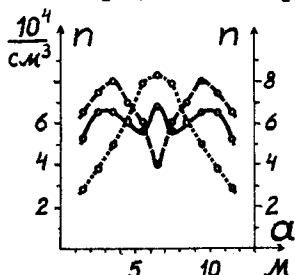


Рис. 4. Зависимость концентрации легких аэроионов n в зале от расстояния точки измерения α до боковой стены при трех антеннах (непрерывная линия), двух (прерывистая линия) и одной антенне (пунктир). Высота точек измерения 0,85 м.

Зависимость концентрации аэроионов от высоты определялась вблизи центра зала при опыте с двумя антеннами. Результаты представлены на рис. 5.

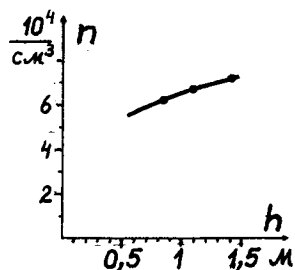


Рис. 5. Зависимость концентрации легких аэроионов n от высоты точки измерения h вблизи центра зала, где на высоте 5,5 м были установлены две антенны.

Однородность распределения аэроионов в помещении достигается только при правильной конструкции коронирующей системы и отсутствии в помещении покрытий из материалов с особо высоким сопротивлением изоляции. Замена одной или нескольких продольных антенн на некоторую другую систему электродов может не обеспечить однородность. Например, при использовании оригинального электрода аппарата франклинизации АФ-3 (с множеством острий) наблюдались попеременно расположенные зоны аэроионизации и зоны отсутствия легких аэроионов.

Тяжелые и легкие аэрозоли

Как известно [4], коронный разряд непосредственно создает только легкие аэрозоли, подвижность которых превышает $1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Тяжелые аэрозоли образуются из присутствующих в воздухе аэрозольных частиц субмикронного диапазона размеров. При естественной ионизации концентрация тяжелых аэрозонов одной полярности многократно уступает концентрации аэрозольных частиц. Униполярные легкие аэрозоли, созданные коронным разрядом, могут униполярно заряжать почти все аэрозольные частицы, причем большие частицы кратным зарядом. Счетчик аэрозонов регистрирует кратно заряженные частицы с соответствующей кратностью. Поэтому включение источника легких аэрозонов может увеличить показание счетчика тяжелых аэрозонов. Растет также средняя подвижность тяжелых аэрозонов. При опытах в зале средняя подвижность была в первые минуты после включения аэроионизатора ниже $0,001 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а через несколько часов достигала значения $0,002 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Однако в случае униполярной аэроионизации наблюдается также обратный процесс: уменьшение концентрации аэрозоля по причине электростатического рассеивания и осаждения униполярно заряженных частиц. Это уменьшает концентрацию тяжелых аэрозонов.

Описанные процессы имеют разные постоянные времени. Заряжение частиц происходит относительно быстро, электростатическое рассеивание — медленно. В результате получаем временные зависимости, которые изображены на рис. 6.

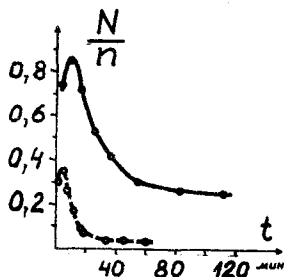


Рис. 6. Зависимость отношения концентраций тяжелых и легких аэрозонов от времени после включения источника легких аэрозонов по измерениям в зале (непрерывная линия) и в комнате (прерывистая линия). Во время опытов в помещениях находились только экспериментаторы.

Такие кривые характерны при отсутствии сильных источников аэрозолей. Если в помещениях работают люди, то эффект спада концентрации тяжелых аэрозонов по причине электростати-

ческого рассеивания выражен слабее.

Согласно теории коронного разряда устройство и напряжение антенны определяют непосредственно не концентрацию легких аэрозонов, а суммарную концентрацию легких и тяжелых аэрозонов. Поэтому увеличение концентрации аэрозольных частиц и соответственно тяжелых аэрозонов приводит к уменьшению концентрации легких аэрозонов. Этот эффект особенно существен при относительно низкой концентрации легких аэрозонов. При высокой концентрации легких аэрозонов порядка сотен тысяч аэрозонов в кубическом сантиметре естественный фон аэрозоля на аэроионизацию почти не сказывается.

Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф., Салым Я.И. Ионизирование воздуха больших помещений посредством проволочных антенн, включенных к аппарату для франклинизации. - Гигиена и санитария, 1962, № 12, с. 93-93.
2. Таммет Х.Ф., Салым Я.И. Ионизирование воздуха больших помещений посредством проволочных антенн, питаемых аппаратом для франклинизации. В кн. "Аэроионизация в гигиене труда", Л., 1966, с. 237-240.
3. Рейнет Я.Ю. Новая аппаратура и методика для определения концентрации аэро- и гидрозонов в атмосфере. В кн. "Вопросы курортологии У", Рига, 1959, с. 45-52.
4. Капцов Н.А. Коронный разряд. М.-Л., 1947, 226 с.

ON THE USE OF A WIRE ANTENNA FOR AIR IONIZATION

H. Tammet and J. Salm

Summary

For air ionization in enclosed rooms the authors suggest to use a fine-wire antenna under high direct voltage, which is set up under the ceiling of the room. The following dependencies have been established and are represented in the shape of graphs: concentration of small air ions n versus voltage (Fig. 1), versus distance of the antenna from the

ceiling (Fig. 3), versus distance of the observation point from the wall (Fig. 4) and from the floor (Fig. 5); onset voltage of the corona versus wire diameter (Fig. 2); the ratio of concentrations of large and small air ions versus time (Fig. 6). The data presented enable one to design a suitable air-ion generating set-up in enclosed rooms.

ОБ ИОНИЗИРОВАНИИ ВОЗДУХА В ЗАКРЫТЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ ПРИ ПОМОЩИ КОРОННЫХ ИОНИЗАТОРОВ

I

Я. Ю. Рейнет

В последнее время для ионизирования воздуха в помещениях стали использоваться коронные ионизаторы. Хотя изготовление коронных ионизаторов для различных целей уже поставлено на промышленную основу ^Ж, однако данные о том, какую в действительности ионизацию они создают, каким образом и как далеко от ионизатора распространяются аэроионы в помещении, — отсутствуют.

Для ионизирования воздуха в помещениях обычно применяются подвешенные на расстоянии около 0,5 м от потолка и хорошо изолированные от стен тонкие проволочки (диаметром около 0,2 мм), заряжаемые до высокого отрицательного напряжения (примерно 10 кВ). При этом предполагается, что отрицательный коронный разряд создает только легкие отрицательные ионы, распределяющиеся равномерно по всему помещению. Тем самым игнорируется известный факт, что любое коронирование создает и некоторое количество ядовитых газов (озон, соединения азота и пр.), а также слабое ультрафиолетовое излучение.

Для проверки процесса распределения легких ионов, создаваемых антенным коронным ионизатором в закрытом помещении, в комнате лаборатории сектора геофизических наблюдений Проблемной лаборатории аэроионизации и электроаэрозолей Тартуского гос. университета (ТГУ) были проведены соответствующие измерения концентрации аэроионов. Помещение лаборатории (7,9 x 6,0 x 3,7 м) расположено на III этаже учебного корпуса № 6 ТГУ (Ленинградское шоссе 4 (рис. I)).

^Ж Ионизатор воздуха "Рязань" (390023 Рязань-23, ул. Лермонтова II, Радиозавод). 26

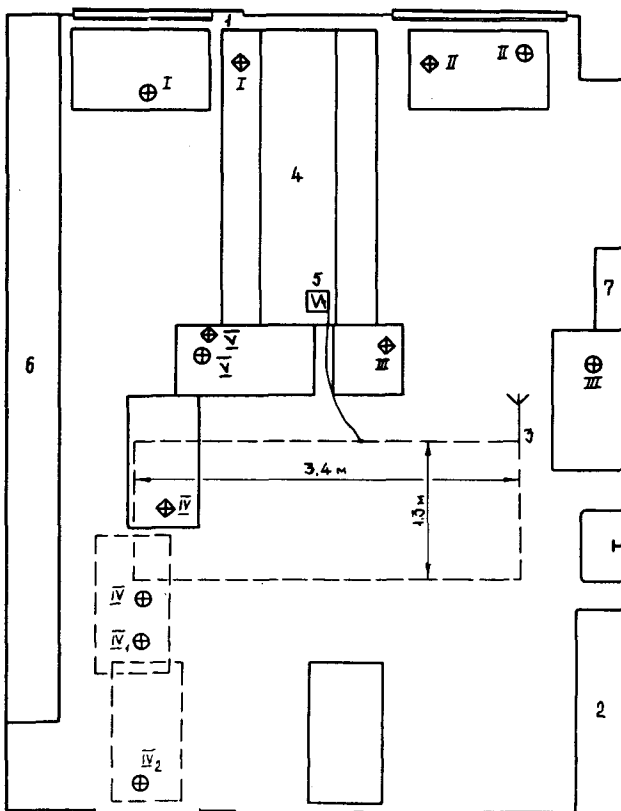


Рис. I. План помещения лаборатории, где были проведены измерения концентрации аэроионов.

I - форточка; 2 - вытяжной шкаф с мощным вентилятором; 3 - антенна (излучатель); 4 - один из рабочих столов ($h = 0,8$ м) с полками ($h = 2,1$ м); 5 - выпрямитель высокого напряжения на полке ($h = 2,1$ м); 6 - стенные шкафы (высота дна от пола 1,9 м); 7 - распределительный щит; ⊕ - расположение счетчиков 26.06.78 - 27.06.78; ⊕ - расположение счетчиков 28.06.78 - 29.06.78

Окно лаборатории с форточкой (50 x 40 см) выходит на юг, в сторону парка, под окном растут высокие березы.

Измерения ионизации в помещении производились в те дни, когда атмосферный воздух отличался особенной чистотой (после дождя), а форточка перед днем измерений оставалась открытой всю ночь.

При измерении искусственной ионизации неперенным условием является неизменная объемная скорость воздуха (Φ) в счетчиках. Вследствие этого концентрацию ионов как с большими, так и с малыми предельными подвижностями измерять счетчиками аэроионов невозможно.

26 июня 1978 г. в помещении проводились измерения естественной ионизации воздуха (см. табл. I).

Таблица I

Естественная ионизация в помещении

Число Время	Поляр- ность ионов	Предельная подвижность $\kappa_0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$	Концентрация ионов
26 июня 1978 г.			
15.00 - 15.20	+	0,001	1850 (± 150) [*]
	+	0,01	750 (± 50)
	+	0,1	400 (± 100)
15.20 - 15.40	-	0,001	1750 (± 25)
	-	0,01	575 (± 25)
	-	0,1	275 (± 75)

Примечания: Во время измерений в помещении находилось 4 человека.

* В скобках приведены максимальные отклонения отдельных результатов измерений от средних значений концентраций ионов. Измерения проводились только одним счетчиком (IV).

Как показали результаты измерений, воздух в помещении был достаточно чистый, т.е. концентрация ионов с предельной подвижностью $\kappa_0 = 0,001 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ была ниже 2000 ионов/см^3 .

27 июня 1978 г. концентрация ионов измерялась пятью счетчиками. Счетчики I-IV (рис. 1) работали по принципу заряжения, а счетчик У - по принципу разряжения. Счетчики I, II, III и У в течение эксперимента находились в неизменном положении. Положение счетчика IV менялось: IV, IV_I и IV₂ (рис. 1). Все счетчики были установлены на пяти лабораторных столах. Расстояние от поверхности столов входных отверстий конденсаторов I-IV счетчиков - 35 см, а У счетчика - 5 см. На расстоянии 40 см от потолка установлена четырехугольная антенна с длиной проволок 3,4 м и 1,3 м (рис. 1) диаметром $\varnothing = 0,1$ мм. Из этой же проволоки были изготовлены рейтеры, посаженные на антенну на расстоянии около 1 м друг от друга. Длина усиков рейтеров достигала 10 см. На антенну подавалось напряжение в 12 кВ.

Перед подачей напряжения на антенну в помещении измерялась естественная ионизация, причем объемная скорость воздуха при прохождении через конденсаторы счетчиков I-IV $\Phi = 450 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, а счетчика У - $\Phi = 80 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Результаты измерений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Число Время	Поляр- ность ионов	Предельная подвижность $k_0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$	Концентрация ионов					
			I	II	III	IV	У	
начало								
конец								
27 июня 1978 г.								
13.30 - 13.50	-	0,001	3000	3000	3000	3000	3000	
	-	0,01	800	900	850	900	900	
	-	0,1	250	260	270	260	290	
13.50 - 14.10	+	0,001	3000	3200	3300	3200	3500	
	+	0,01	800	850	900	900	900	
	+	0,1	390	400	450	350	350	

* Римскими цифрами обозначены счетчики, которыми измерялись концентрации ионов в различных точках помещения.

В помещении находились в течение 1,5 часов 2 человека, а во время измерений - 4 человека.

Концентрация тяжелых ионов в сравнении с предыдущим днем примерно на 50% больше.

Как следует из приведенных данных, воздух в помещении, по сравнению с предыдущим днем, в более обильном количестве содержал тяжелые ионы. Непосредственно перед началом измерений в течение 1,5 часа (от 12 до 13.30) в помещении находились 2 человека.

Концентрация тяжелых ионов ($k_0 = 0,001 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) до искусственного ионизирования воздуха равнялась, примерно, 3000 см^{-3} и легких - 300 см^{-3} .

В табл. 3, соответственно каждому счетчику, приведены измеренные концентрации ионов с различными предельными подвижностями при отрицательном напряжении на антенне в 12 кВ.

Таблица 3

Искусственная отрицательная ионизация
в различных точках помещения

Число Время	Предельная подвижность $k_0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$	Концентрация ионов				
		I	II	III	IV	V
начало						
конец						
27 июня 1978 г.						
14.00 - 14.30	0,1	1000	1200	13000	15000	10000
	0,01	7500	9000	22000	25000	20000
	0,001	38000	40000	55000	48000	50000

Расположение счетчиков в помещении отмечено на рисунке кружками.

Из результатов измерений концентраций легких и средних ионов видно, что они в каждой точке помещения различные, а концентрации тяжелых ионов распределены более или менее равномерно и очень велики.

В помещении находились 4 человека, занятые измерениями.

В 14.50 счетчик IV был перемещен из первоначального положения IV в положение IV₁ и затем в положение IV₂. В это время ионизация измерялась только двумя счетчиками IV и V. Были получены нижеследующие данные: см. табл. 4.

Таблица 4

Искусственная отрицательная ионизация,
измеренная счетчиком IV в положениях
IV₁, IV₂ и V

Число		Предельная подвижность $k_0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$	Концентрация ионов (счетчики IV ₁ , IV ₂ , V)	
Время				
начало	конец			
27 июня 1978 г.			IV ₁	V
14.50 - 15.00		0,001	54000	52000
		0,01	21000	22000
		0,1	20000	16000
15.00 - 15.10		0,001	IV ₂	V
		0,01	40000	50000
		0,1	8000	21000
		0,1	3000	14000

В 15.15 счетчиками I-IV началось измерение концентраций молионов с предельной подвижностью $k_0 = 0,8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$. При этом были получены следующие данные о концентрациях молионов в различных точках помещения: см. табл. 5.

Таблица 5

Концентрация молионов в различных
точках помещения (I-IV, IV₁, IV₂)

Число		Концентрация отрицательных ионов							
Время		Φ	k ₀						
начало	конец			I*	II	III	IV	IV ₁	IV ₂
27 июня 1978 г.									
15.15	16.00	450	0,8	200	300	15000	13000	7000	2700

* Римские цифры обозначают положения счетчиков.

28 июня 1978 г. помещение было хорошо проветрено. До 12.00 в помещении никого не было.

С 12.10 до 13.05 естественную ионизацию воздуха в помещении измерял ст. инж. Я. Маасепп. Были получены следующие данные: см. табл. 6.

Таблица 6

Естественная ионизация в помещении

Число Время	Поляр- ность ионов	Предель- ная под- вижность $\kappa_0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$	Концентрация ионов					
			I	II	III	IV	V	
начало								
конец								
28 июня 1978 г.								
12.10 - 13.05	-	0,1	400	360	330	340	320	
	-	0,01	900	800	780	750	750	
	-	0,001	2800	2600	2500	2000	2500	
	+	0,001	2400	2600	2300	2300	2400	
	+	0,01	750	650	800	800	750	
	+	0,1	400	540	420	450	440	

* Во время измерений в помещении было 3 человека.

Положения счетчиков на рисунке отмечены четырехугольниками.

От 15.15 до 15.45 было включено высокое напряжение. Полученные Я. Маасеппом данные о концентрациях отрицательных ионов приведены в табл. 7.

После выключения высокого напряжения концентрации отрицательных легких ионов (предельные подвижности $\kappa_0 = 0,8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ и $\kappa_0 = 0,1 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) резко снижаются до такой степени, что счетчиками оказалось невозможным получить достоверные данные, однако повышенные концентрации тяжелых ($\kappa_0 = 0,001 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) и средних ($\kappa_0 = 0,01 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) ионов регистрируются в помещении в течение длительного времени. Тяжелые ионы, по всей вероятности, представляют собой электрически заряженные частицы пыли, а средние - молекулы водяного пара.

Таблица 7

Искусственная отрицательная ионизация
в различных точках помещения (I-Y).
Ионизация в помещении после искусственного ионизирования.

Число Время	Поляр- ность ионов	Предельная подвижность $\kappa_0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$	Концентрация ионов				
			I	II	III	IV	У
<u>начало</u>							
<u>конец</u>							
28 июня 1978 г.							
15.15 - 15.45	-	0,00I	26000	28000	34000	60000	50000
	-	0,0I	7000	6000	7500	24000	20000
	-	0,1	900	600	1000*	23000	15000
	-	0,8	400	200	300	20000	
<hr/>							
Через 10 мин. после выключе- ния высокого напряжения	-	0,00I	16000	22000	20000	18000	19000
	-	0,0I	4000	3500	4000	4000	4200
Через 15 мин.	+	0,00I	1000	1200	700	1500	1500
	+	0,0I	300	320	250	250	200

* Над счетчиком III проходил полированный провод от выпрямителя к антенне, электрическое поле которого удаляло ионы от счетчика.

Таблица 8

Концентрация легких ионов и молекул в различных точках помещения (I-V) в случае естественной и искусственной ионизации

Число Время	Предельная подвижность $k_0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$	Концентрация ионов					
		I	II	III	IV	V	
<u>начало</u> <u>конец</u>							
29 июня 1978 г.		Естественная ионизация					
14.00 - 14.45	0,1	300	320	340	330	350	
	1,0	250	240	280	300	250	
		Искусственная ионизация					
14.50 - 15.10	0,1	1000	1000	1000	20000	12000	
	1,0	300	350	250	18000	10000	
		Естественная ионизация					
Через 3 мин. после отключения высокого напряжения.		0,1	800	900	850	820	900
Через 6 мин.		1,0	160	120	150	140	150
15.50 - 16.20	0,1	380	300	380	400	300	
	1,0	270	200	260	240	220	

Примечание: После снятия напряжения от антенны (15.10) молекулы при помощи счетчика вообще не обнаруживались. Через 6 мин. их наличие стало заметным; через час концентрация молекул достигла почти первоначального уровня.

Положительные тяжелые ионы, которых при высоком отрицательном напряжении на антенне, в заметном количестве в помещении не было, начинают постепенно появляться и через четверть часа после выключения напряжения уже присутствуют в незначительном количестве.

Исследования показали, что концентрация тяжелых ионов тем больше, чем больше людей находится в помещении.

Поскольку обнаружилось, что в случае высокого отрицательного напряжения на антенне количество молионов с подвижностью $k_0 = 1,0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ уменьшается, осаждаясь на частицах пыли. В некоторых точках помещения концентрация молионов меньше, чем в случае естественной ионизации до включения высокого напряжения (см. табл. 8). Было решено проверить уменьшение концентрации только легких ионов в помещении под влиянием коронного ионизатора.

Перед измерением ионизации 29 июня с.г. для очистки воздуха в помещении на четверть часа был включен мощный вентилятор. В 14.00 Я. Маасепп начал проводить измерения. Результаты приведены в табл. 8.

Как следует из приведенных данных, через 6 мин. после отключения с антенны высокого напряжения концентрации отрицательных молионов достигает 50% естественной ионизации и лишь приблизительно через час доходит до своей первоначальной величины (см. табл. 8 снизу 3 и I строка).

Принишу здесь свою благодарность ст. инженеру Я. Маасеппу, добросовестно помогавшему проводить измерения концентрации ионов в ходе данной работы.

В ы в о д ы

1. Искусственная ионизация в помещении, вызванная коронным ионизатором снабженным антенной, по величине резко отличается в различных его точках, причем на периферии она в десятки раз меньше, чем вблизи антенны.
2. Снабженный антенной коронный ионизатор приводит к образованию в помещении огромного количества тяжелых ионов, что вызвано осаждением легких ионов в сильном электрическом поле на частицы, находящиеся в воздухе (пыль,

водяной пар и т.п.). В точках помещения находящихся вдали от антенны концентрация легких ионов ($k_0 = 0,1 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) не увеличивается, поскольку концентрация молионов ($k_0 = 1,0 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) местами даже уменьшается, по сравнению с естественной ионизацией.

3. При отключении антенны от источника высокого напряжения ионизация воздуха в помещении быстро выравнивается под влиянием объемных зарядов неравномерно заряженных зон, причем концентрация легких ионов ($k_0 = 0,1 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) и молионов ($k_0 = 1,0 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) восстанавливается под влиянием естественных ионизаторов до первоначального значения примерно в течение часа.
4. В случае отрицательной искусственной ионизации (высокое отрицательное напряжение на антенне) заметного количества положительных аэроионов в помещении не наблюдается.
5. Концентрация тяжелых ионов в помещении в присутствии людей возрастает.
6. В связи с тем, что коронный ионизатор [1] создает в помещениях большую концентрацию тяжелых ионов и тем самым уничтожает молионы, применение подобных коронных ионизаторов в помещениях в присутствии людей недопустимо.
7. В промышленных помещениях для нейтрализации статических зарядов можно использовать лишь такие коронные ионизаторы 5, 6, в которых ядовитые газы, образующиеся во время процесса ионизации, а также ядра удаляются из области действия ионизатора при помощи специальной установки.
8. Необходимо еще изучить, как влияют на ионизацию помещений безантенные коронные ионизаторы [2, 3, 4].

Л и т е р а т у р а

1. Таммет Х.Ф., Сальм Я.И. Ионизирование воздуха больших помещений посредством проволочных антенн, питаемых аппаратом для фраклиннизации. Аэроионизация в гигиене труда. Л., 1966, 237-240. Матер.науч.конф. по проблеме Аэроионизация в гигиене труда. Л., 1963, 140-141.

2. Авт. св. № 107932. Приллер П.К., Рейнет Я.Ю. и Кийс В.Ю. - Аппарат для аэромонизации. Бюлл. изобр. 1957, № 9.
3. Авт. св. № 115904. Таммет Х.Ф. - Коронный ионизатор. Бюлл. изобр. 1958, № 11.
4. Авт. св. № 122642. Таммет Х.Ф. - Портативный коронный ионизатор. Бюлл. изобр. 1959, № 18.
5. Авт. св. № 165848. Рейнет Я.Ю. - Нейтрализатор. Бюлл. изобр. 1964, № 20.
6. Авт. св. № 588667. Рейнет Я.Ю. - Нейтрализатор для снятия зарядов статического электричества. Бюлл. изобр. 1978, № 2.

ON IONIZATION OF AIR IN ENCLOSED ROOMS BY MEANS
OF CORONA IONIZERS

J. Reinet

Summary

A corona air ionizer in an enclosed room provided with an antenna produces big quantities of large air ions by precipitating small air ions on to airborne nuclei (dust, etc.). At the same time the concentration of small air ions increases only slightly. In the rooms where persons are present, the concentration of large air ions increases still more.

Since corona air ionizers in addition produce toxic gases (nitrogen compounds) and unipolarly charge the dust particles present in the air which to a larger extent settle on the walls of the respiratory tract than neutral dust particles, the application of corona air ionizers in rooms where persons are present, is not hygienic.

ОБ ИОНИЗАЦИИ ВОЗДУХА В ЗАКРЫТЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ ПРИ ПОМОЩИ КОРОННЫХ ИОНИЗАТОРОВ

Л.Э. Лангус, Я.Д. Рейнет

II

Эта статья является продолжением статьи, изложенной выше под этим же заглавием, с целью показать, как ионизируется воздух в помещениях под влиянием антенн (излучателей) коронного ионизатора "Рязань" или франклинизационного аппарата АФ-3, выпрямитель которого подает напряжение на антенны [I, 2]. Последние рекомендуются некоторыми авторами [3, 4, 5] для ионизирования комнатного воздуха.

Концентрация ионов, создаваемых с помощью вышеназванных коронных аэроионизаторов, снабженных антеннами (одной или двумя), измеряются интегральными счетчиками.

Эти измерения проводились в большом помещении сектора геофизических наблюдений в Проблемной лаборатории аэроионизации и электроаэрозоль (ПЛАЭ) Тартуского государственного университета (ТГУ). В этом помещении, размерами 7,8 x 5,4 x x 3,6 м у стен стоят деревянные шкафы высотой почти до потолка. Посреди комнаты размещены деревянные рабочие столы, на которых отсутствуют изоляционные покрытия. Пол покрыт фанерой. На столах были установлены счетчики аэроионов (см. рис. I).

Одновременно действовали четыре счетчика. Счетчики I, 2 и 3 с вертикально установленными измерительными конденсаторами действовали по принципу зарядки, а счетчик 4 с горизонтальным конденсатором действовал по принципу разрядки. Высота входных отверстий измерительных конденсаторов счетчиков I, 2, 3 считая от пола была 105 см, а входное отверстие измерительного конденсатора четвертого счетчика, отмеченное черточкой, находилось на высоте 80 см от пола. Антенны (излучатели) I и II были изолированы от стены при помощи

однометровых отрезков капроновой лески. Длина антенн была 3,4 м и расстояние между двумя параллельными проволоками антенны 1 м, а диаметр антенной проволочки 0,1 мм; антенны находились на расстоянии 0,8 м от потолка.

К измерениям концентраций ионов в вышеуказанном помещении приступили 15 ноября 1978 г. в 15 часов. Измерялись концентрации (n_1) легких (предельная подвижность $k_0 = 0,1 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$), (n_2) средних (предельная подвижность $k_0 = 0,01 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) и (N_1) тяжелых (предельная подвижность $k_0 = 0,001 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) ионов (см. таблицу I). В помещении преобладали положительные аэроионы, т.к. коэффициент униполярности превышал единицу, как в случае легких n_+/n_- , так и в случае тяжелых ионов N_+/N_- .

Так как при измерении искусственной ионизации для определения спектра ионов нельзя пользоваться различными объемными скоростями ($\Phi \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$), то при наличии имевшихся счетчиков было возможно измерять концентрацию ионов с тремя вышеуказанными предельными подвижностями. Концентрацию молионов (n) с подвижностями $k \gg 1,0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ и (N_2) ультратяжелых ионов (предельная подвижность $k_0 = 0,0001 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) при данной объемной скорости (Φ) не было возможности измерить!

20.II.78 исследовалось действие в настоящее время широко рекламируемого коронного ионизатора "Рязань", при отрицательном напряжении на антенне II в 4,6 кВ.

Сначала в помещении было проведено измерение естественной ионизации. Данные о естественной ионизации приведены в таблице 2.

Измерения проводились тремя счетчиками 2, 3 и 4. При сравнении данных, полученных 20.II.78 г., с данными от 15.II.78 г., полученными при измерении естественной ионизации в тот день, выявляется, что концентрации средних (n_2) и тяжелых (N_1) ионов были значительно выше, чем 15.II.78 г.

По-видимому это связано с тем обстоятельством, что 20.II.78 г. во время измерений в помещении находилось больше людей, чем 15.II.78 г.

Кроме того следует отметить, что 20.II.78 измерения показали значительно меньшую концентрацию отрицательных легких ионов (n_1), в то время как концентрация положительных легких ионов заметно увеличилась.

В 15.30 начались измерения концентрации отрицательных ионов, созданных ионизатором воздуха "Рязань". Был применен выпрямитель с напряжением на выходе - 4,6 кВ.

В начале напряжение было подано только на одну антенну (излучатель) I (см. рис. I).

Данные о концентрациях ионов представлены в таблице 3.

В 15.45 отрицательное напряжение - 4,6 кВ было подано на обе антенны (I и II).

Результаты измерений концентраций ионов изложены в таблице 4.

Далее были проведены измерения концентраций ультратяжелых ионов (N_2). С этой целью можно было применить только два счетчика, действовавших с объемной скоростью $\Phi=45 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Результаты даны в таблице 5.

23.XI 78 г. в 14.45 приступили к измерению естественной ионизации в вышеописанном помещении. Результаты измерений приведены в таблицах 6 и 7.

В 15.30 начались измерения концентраций отрицательных ионов, вызванных действием коронного ионизатора "Рязань", причем обе антенны (излучатели) I и II были под напряжением в -4,6 кВ. Результаты представлены в таблице 8.

В 15.50 начались измерения концентрации отрицательных аэроионов, образовавшихся действием только одной антенны (излучателя) I вышеуказанного коронного ионизатора при напряжении в -4,6 кВ. Результаты изложены в таблице 9.

30.II.78 г. были проведены измерения концентраций ионов, создаваемых в помещении вышеописанными антеннами (излучателями) I и II под влиянием высокого напряжения, полученного от аппарата для франклинизации АФ-3.

Непосредственно до этих измерений в этом же помещении проводились с II.00 - 12.45 измерения естественной ионизации (см. табл. I0 и II), причем оказалось, что концентрации положительных ионов были выше, чем отрицательных ионов.

Приступая к применению в качестве источника высокого напряжения АФ-3 выяснилось, что отмеченные на круговой шкале этого аппарата числа не соответствуют действительным значениям высокого напряжения, в связи с чем стало необходимым измерять напряжения, подаваемые на антенны, вольтметром высокого напряжения. До 30 кВ было возможно измерять непосредственно, но более высокие напряжения пришлось вычислять путем экстраполяции. Данные приведены в ниже-следующей таблице:

Деления шкалы АФ-3	0	5	10	15	20	25	30	35	40
Соответствующие напряжения в кВ	0	14	17	21	24	27	30	33	36

Так как при изучении спектра аэроионов при искусственной ионизации изменять объемную скорость (Φ) в счетчиках недопустимо, то для счетчиков 1, 2, 3 была выбрана объемная скорость $\Phi = 450 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, а для счетчика 4 - $80 \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Эти объемные скорости давали возможность измерять концентрации легких (n_1), средних (n_2) и тяжелых (N_1) ионов, полученных за счет искусственной ионизации.

Концентрации стрипательных ионов, образовавшихся действием двух антенн (I и II), подключенных к АФ-3, измерялись 30.II.78 г. от 14.00 - 14.15. Полученные данные приведены в таблице 12.

С 14.20 проверялось изменение концентраций молионов n ($n_0 = 0,8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$), легких ($n_0 = 0,1 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) и тяжелых ($n_0 = 0,001 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) ионов. Данные представлены в таблице 13. Из таблицы становится совершенно очевидным, что концентрация молионов чрезвычайно низкая. Однако вблизи окна (счетчик 0), где внешний воздух в некотором количестве проникает в помещение сквозь небольшие щели в оконной раме, концентрация выше, чем в глубине помещения (счетчик 3). Концентрации тяжелых ионов по всему помещению высокие и более-менее равные.

В 14.30 на обе антенны был подан потенциал - 33 кВ, в 14.37 - потенциал - 30 кВ, в 14.43 - потенциал -27 кВ и в

41

14.52 - потенциал -24 кВ. Полученные данные приведены в таблице I4.

Из последней таблицы выясняется, что АФ-3 при потенциале на антенне (I и II) в -33 кВ на расстоянии примерно около двух метров от антенны образовалась концентрация тяжелых ионов (N_1) $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, в то время, как на расстоянии трех метров от антенны концентрация тяжелых ионов (N_1) была 10^5 см^{-3} .

Из результатов измерений концентраций аэроионов можно заключить, что антенные коронные ионизаторы приводят к образованию в помещениях чрезвычайно большого количества тяжелых ионов.

В опубликованных работах [3, 4, 5] речь идет только о легких ионах, или вообще даже не указывается с какими ионами мы имеем дело [2, с. 23]. Это обстоятельство связано с тем, что исследователи искусственной ионизации, при измерениях концентраций ионов, не учитывали предельных подвижностей аэроионов k_0 [6, с. 109-III].

Предельная подвижность k_0 характеризует минимальную подвижность ионов k , начиная с которой все ионы с подвижностями k и выше улавливаются конденсатором.

В случае искусственной ионизации воздуха, если не указать предельную подвижность при измерениях концентраций аэроионов, результаты измерений отдельных исследователей могут расходиться на десятки, а то и на сотни тысяч ионов.

Например, не имея данных предельной подвижности k_0 при измерениях предполагаемых концентраций легких ионов (подвижность $k \gg 0,1 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) частично можно захватить и средние ионы (с подвижностями $0,1 > k > 0,01 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$), а это ошибочно приведет к увеличению результатов измерений.

Другая тяжелая ошибка некоторых исследователей искусственной ионизации, состоит в том, что в случае измерения концентраций аэроионов при искусственной ионизации, допускается турбулентность воздушного потока в конденсаторе. Это обстоятельство приводит к тому, что даже при полном отсутствии легких ионов в исследуемом воздухе, частично тяжелые и ультратяжелые ионы попадают на электрод конденсатора, соединенного с электрометром, который "выявит" наличие большой

концентрации легких ионов".

Третья ошибка, допускаемая при исследовании спектра ионов искусственно ионизированного воздуха, состоит в том, что в ходе измерений изменяется объемная скорость воздуха ($\Phi \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$) протекающего через конденсатор. В таком случае результаты измерений концентраций аэроионов несравнимы между собой и опубликование таких - с позволения сказать - "данных" в научной литературе приводит лишь к неразберихе.

При изучении естественной ионизации в помещении распределение ионов в нем равномерное и исследование спектра аэроионов можно проводить при различных объемных скоростях.

В случае же искусственной ионизации, когда степень ионизации воздуха в различных точках помещения резко отличается и к тому же меняется, изменение объемной скорости недопустимо.

Некоторые исследователи искусственной аэроионизации считают возможным, при изучении спектра аэроионов применять метод характеристик. Это нежелательно, т.к. в помещении невозможно создать неизменно устойчивую аэроионизацию, чтобы стало возможным вычертить кривую спектра.

Этот метод недостаточно точен и при исследованиях естественной ионизации, несмотря на то, что естественная ионизация воздуха в больших помещениях изменяется довольно медленно.

По концентрациям ионов в отдельных точках помещения в случае искусственной ионизации вычерчивание характеристической кривой и создание соответствующей математической формулы методом касательных к ней не дает возможности вычислять концентрацию ионов для любой точки помещения, ввиду неустойчивости степени ионизации в помещении.

В настоящем сборнике однако эти основные положения не учтены в статье: Х.Ф. Таммет, Я.И. Сальм "Об использовании проволочных антенн для аэроионизации".

Поэтому сделать правильные выводы об ионизации воздуха, созданной в помещении антеннами с высоким напряжением, невозможно.

В настоящей и предшествующей статьях учтены вышеуказанные элементарные основные требования предъявляемые при ис-

следовании искусственной ионизации в связи с чем стало возможным установить следующие факты:

1. Коронные антенные ионизаторы загрязняют воздух в жилых и рабочих помещениях, образуя в них в избытке тяжелые ионы (униполярно заряженная пыль) и снижая концентрацию молекул (отрицательно заряженные молекулы кислорода).

2. Концентрация ионов в помещении распределяется очень неравномерно и никаких зон свободных от ионов, не образуется. Поэтому не возможно вычислять вероятное количество ионов данной группы для всего помещения.

3. Так как измерения концентраций ионов проводились до сих пор интегральными счетчиками, то невозможно определить среднюю подвижность ионов.

4. Не встречается такого относительного числа тяжелых и легких ионов $N/n < 1$, ибо тяжелых ионов в несколько десятков раз больше, чем легких, то относительное число $\frac{N}{n} \approx 50$.

Авторы выражают искреннюю благодарность ст.инженеру Яану Маасешу, который с большим старанием и основательностью помог провести измерения концентраций аэроионов.

ВЫВОДЫ

1. Антенные коронные ионизаторы напр. "Рязань" создают в закрытых помещениях большое количество тяжелых и ультратяжелых ионов.

2. Особенно много образуется в помещении тяжелых ионов в случае применения для подачи очень высокого напряжения на антенну от аппарата АФ-3.

3. Чем выше напряжение на антенне, тем больше загрязняется воздух.

4. После отключения высокого напряжения от антенн воздух в помещении остается негигиеничным. Концентрация отрицательных молекул ($\kappa \geq 0,8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$) уменьшена и увеличена концентрация тяжелых ионов (униполярно заряженная пыль, которая интенсивнее оседает на слизистых оболочках дыхательных путей)

5. Недопустимо применять антенные коронные ионизаторы (напр. "Рязань" или АФ-3 с антеннами) в жилых или рабочих помещениях.

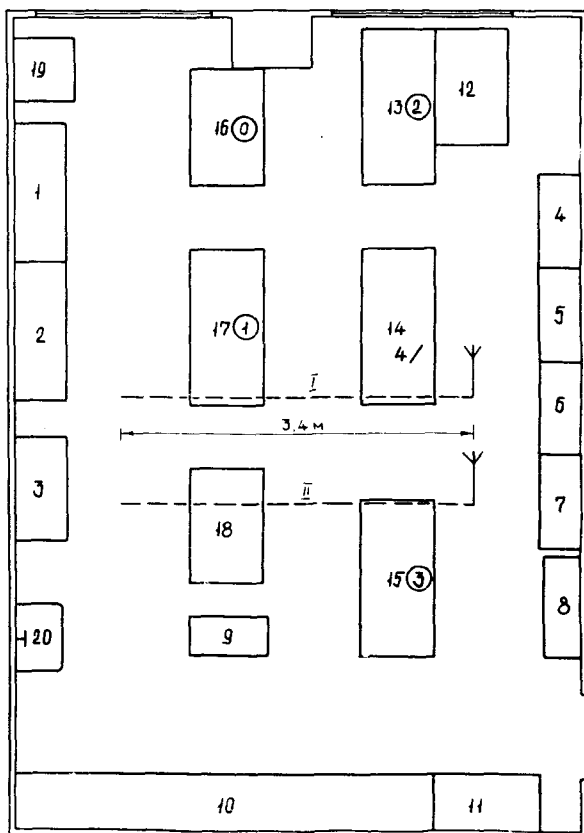


Рис. I. План помещения № 306 на III этаже учебного корпуса № 6 Тартуского гос. университета (7,8 x 5,4 x 3,6 м)

I-8 и 10-II деревянные шкафы у стен помещения, 9 деревянный шкаф с высотой, равной высоте рабочих столов, 12-18 деревянные письменные столы, 19 железный шкаф, 20 раковина, I и II антенны (излучатели).

Таблица I

Естественная ионизация в помещении

Число время	Поляр- ность ионов	# счет- чика	Концентрация ионов		
			n_1	n_2	N_1
			$k_0 = 0,1$	$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$
15.11.78	+	1	300	700	3000
начало:		2	300	700	3000
15.00		3	300	760	3000
конец:		4 ^X	350	900	4000
15.15					
начало:	-	1	260	600	2300
15.20		2	300	650	2800
конец:		3	270	620	2600
15.35		4 ^X	320	700	3000

Примечание: В помещении находилось 3 человека занимавшихся измерением концентраций.

^X Четвертый счетчик показал несколько большие значения концентраций, что объясняется отталкивающим действием (краевой эффект) счетчиков 1, 2, 3.

Таблица 2

Естественная ионизация в помещении

Число время	Поляр- ность ионов	# счет- чика	Концентрация ионов		
			n_1	n_2	N_1
			$k_0 = 0,1$	$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$
20.11.78	+	2	400	950	4500
начало:		3	300	1000	5000
15.10		4	350	1100	4600
конец:					
15.15					
начало:	-	2	200	800	3800
15.15		3	200	800	4200
конец:		4	250	1000	4000
15.25					

Примечание: В помещении находилось во время измерений 5 человек.

Таблица 3

Концентрации отрицательных ионов, образовавшихся в помещении в связи с действием аэроионизатора "Рязань" в случае отрицательного напряжения - 4,6 кВ на одной антенне (I)

Число время	№ счет- чика	Концентрация ионов		
		n_1	n_2	N_1
		$k_0 = 0,1$	$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$
20.XI.78				
начало:	2	- *	300	1200
15.30	3	700	2200	7000
конец:	4	300	2800	10000
15.45				

Примечание: В помещении находилось 3 человека.

* На месте счетчика 2 легкие ионы, находившиеся ранее в помещении, **исчезли** в связи с их осаждением на ядрах (пыль и т.д.).

Таблица 4

Концентрации отрицательных ионов в помещении при подаче отрицательного напряжения - 4,6 кВ на обе антенны (I и II)

Число время	№ счет- чика	Концентрация ионов		
		n_1	n_2	N_1
		$k_0 = 0,1$	$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$
20.XI.78				
начало:	2	200	2000	12000 *
15.45	3	400	5000	15000
конец:	4	300	2500	15000
15.50				

Примечание: В помещении находилось 3 человека.

* Аэроионизатор создает в обильном количестве тяжелые ионы (N_1).

Таблица 5

Концентрации отрицательных ионов
в помещении в случае подачи отрицательного
напряжения - 4,6 кВ на обе антенны (I и II)

Число время	№ счет- чика	Концентрация ионов		
		n_2	N_1	N_2
		$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$	$k_0 = 0,0001$
20.XI 78				
начало: 16.10	2	5000	20000	22000
конец: 16.30	3	22000	45000	50000

Примечание: В помещении находилось 3 человека.

Таблица 6

Естественная ионизация в помещении

Число время	№ счет- чика	Концентрация положительных ионов			
		n	n_1	n_2	N_1
		$k_0 = 1,0$	$k_0 = 0,1$	$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$
23.XI 78					
начало: 14.45	0	220	380	1100	4000
	1	200	360	1000	4600
конец: 15.00	2	200	340	1000	4200
	3	220	350	1100	4500
	4	240	320	1000	4600

Примечание: В помещении с 10 часов работали 3 сотрудника
лаборатории.

Таблица 7

Естественная ионизация в помещении

Число время	№ счет- чика	Концентрация отрицательных ионов			
		n	n_1	n_2	N_1
		$\kappa_0 = 1,0$	$\kappa_0 = 0,1$	$\kappa_0 = 0,01$	$\kappa_0 = 0,001$
23.XI 78					
начало:	0	160	230	800	5000
15.05	1	150	200	780	4800
конец:	2	150	200	820	5000
15.25	3	150	230	800	5000
	4	110	220	860	5200

Примечание: В помещении работали 3 сотрудника лаборатории.

Таблица 8

Концентрация отрицательных аэроионов в помещении, где на две антенны (I и II) коронного аэроионизатора "Рязань" было подано отрицательное напряжение 4,6 кВ

Число время	№ счет- чика	Концентрация ионов		
		n_1	n_2	N_1
		$\kappa_0 = 0,1$	$\kappa_0 = 0,01$	$\kappa_0 = 0,001$
22.XI 78				
начало:	0	460	3600	17000
15.30	1	370	3500	30000
конец:	2	420	3200	15000
15.45	3	6400	15000	50000
	4	700	5000	24000

Примечание: В помещении находились 2 сотрудника лаборатории, проводивших измерения.

Таблица 9

Концентрации отрицательных аэроионов в помещении, где на одну антенну (I) коронного аэроионизатора "Рязань" было подано отрицательное напряжение 4,6 кВ

Число время	№ счет- чика	Концентрация отрицательных ионов		
		n_1 $k_0 = 0,1$	n_2 $k_0 = 0,01$	N_1 $k_0 = 0,001$
23.XI 78				
начало:	0	440	3200	21000
15.50	1	320	3000	21000
конец:	2	460	3100	20000
16.00	3	560	3600	24000
	4	600	3800	22000

Примечание: В помещении находилось 3 человека.

Таблица 10

Естественная ионизация в помещении

Число время	№ счет- чика	Концентрация положительных ионов				
		n $k_0 = 1,0$	n_1 $k_0 = 0,1$	n_2 $k_0 = 0,01$	N_1 $k_0 = 0,001$	N_2 $k_0 = 0,0001$
30.XI 78						
начало:	1	230	300	900	4800	11000
11.00	2	160	200	1000	4600	11000
конец:	3	230	280	1000	5000	13000
11.20	4	220	310	1100	5600	-

Примечание: В помещении находилось 3 человека.

Таблица II

Естественная ионизация в помещении

Число время	№ счет- чика	Концентрация отрицательных ионов				
		n	n_1	n_2	N_1	N_2
		$k_0 = 1,0$	$k_0 = 0,1$	$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$	$k_0 = 0,0001$
30.XI 78						
начало:						
12.25	1	160	230	850	4200	7000
	2	90	150	800	4200	7000
конец:						
12.45	3	200	270	900	4800	8000
	4	150	270	1000	4600	-

Таблица I2

Концентрации отрицательных ионов,
созданных АФ-3 в помещении в случае
подачи напряжения на антенны (I и II) - 36 кВ

Число время	№ счет- чика	Нап- ряже- ние	Концентрация ионов		
			n_2	N_1	
			$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$	
30.XI 78					
начало:					
14.00	0	-36 кВ	100000	130000	В помеще- нии на- ходилось 2 чело- века.
	2		70000	100000	
	3		580000	630000	
	4		170000	220000	
конец:					
14.15	0	-36 кВ	100000	130000	- " -
	2		74000	100000	
	3		580000	600000	
	4		160000	230000	

Примечание: Концентрации средних (n_2) и тяжелых (N_1) ионов в каждой точке помещения (на месте входного отверстия счетчика) держались более-менее постоянными.

Таблица I3

Естественная ионизация в помещении через 5 минут после отключения высокого напряжения -36 кВ от антенн I и II

Число время	№ счет- чика	Концентрация отрицательных ионов		
		n	n_1	N_1
		$k_0 = 0,8$	$k_0 = 0,1$	$k_0 = 0,001$
30.XI 78				
начало:	0	80	1000	14000
14.20	2	30	500	15000
конец:	3	20	700	16000
14.30	4	-	1000	17000

Примечания: В помещении находилось 2 человека.

Концентрация молекул в помещении исключительно низкая и неравномерная (вблизи окна выше, чем в глубине комнаты), в то время, как концентрация тяжелых ионов высокая и более-менее равномерная по всему помещению.

Таблица I4

Концентрации отрицательных ионов, созданных в помещении, где на обе антенны (I и II) поочередно подавалось от АФ-3 напряжение -33 кВ, -30 кВ, -27 кВ, -24 кВ.

Число время	№ счет- чика	Нап- ряже- ние	Концентрация ионов	
			n_2	N_1
			$k_0 = 0,01$	$k_0 = 0,001$
1	2	3	4	5
30.XI 78				
начало:	0	-33 кВ	90000	100000
14.30	2		65000	80000
конец:	3		480000	500000
14.35	4		150000	190000

Таблица I4
(продолжение)

I	2	3	4	5
30.XI 78				
начало:	0	-30 кВ	80000	100000
I4.37	2		55000	80000
конец:	3		420000	450000
I4.42	4		150000	190000
начало:	0	-27 кВ	60000	90000
I4.43	2		40000	65000
конец:	3		350000	380000
I4.48	4		120000	180000
начало:	0	-24 кВ	55000	75000
I4.52	2		35000	60000
конец:	3		300000	320000
I5.00	4		100000	140000

Примечание: В помещении находилось 3 человека.

РАЗЪЯСНЕНИЯ К ТАБЛИЦАМ

Таблицы 3 и 9 характеризуют аэроионизацию, появляющуюся в помещении под действием коронного аэроионизатора "Рязань" в случае, когда напряжение подано лишь на одну антенну [I].

В таблице 3 даны концентрации ионов когда на антенну было подано напряжение сразу после измерения естественной ионизации (табл. 2). В таблице 9 приведены концентрации ионов измеренные сразу же после отключения напряжения с антенн (I и II) ионизатора (табл. 8).

После подачи высокого напряжения на антенны в помещении создается неравномерное распределение концентраций ионов. В точках (3 и 4), находящихся ближе к антеннам, концентрации тяжелых (N_1) и средних (n_2) ионов увеличивается, в то же время на периферии (точка 2) соответствующие концентрации уменьшаются. При этом концентрации легких ионов вблизи точ-

ки 2 (табл. 3) упали до такой степени, что величина их отсчетов находилась в пределах погрешности измерений.

Таблицы 4 и 5 характеризуют действие находящихся под напряжением антенн - одной (I) или двух (I и II) на ионизацию воздуха в помещении. Так, например, около точки 3 концентрации средних ионов (n_2) в вышеуказанных таблицах составляют 5000 см^{-3} и 22000 см^{-3} , а концентрации тяжелых ионов (N_1) 15000 см^{-3} и 45000 см^{-3} . Приведенные в таблице 4 концентрации ионов, измеренные после отключения высокого напряжения с одной антенны (I) аэроионизатора "Рязань" (табл. 3).

В таблице 5 приведены концентрации ионов, измеренные после отключения высокого напряжения с двух антенн (I и II) аэроионизатора "Рязань" (табл. 4).

В таблицах 4 и 8 показана большая неравномерность искусственной ионизации воздуха в помещении, которая зависит от расстояния точек помещения от антенн. Непосредственно под антеннами (точка 3) концентрации ионов больше, но в более удаленных точках они заметно меньше. Однако эта неравномерность не всегда одинакова, что, по-видимому, зависит от чистоты воздуха в помещении и коронирования осевших на антенне пылинки.

В таблицах I2 и I4 представлены данные, полученные при действии антенного коронного ионизатора, питаемого аппаратом для франклинизации АФ-3.

Измерялись только концентрации средних (n_2) и тяжелых (N_1) ионов, т.к. в опубликованной до сих пор литературе [3, 4, 5] утверждается, якобы применение антенн, подключенных к АФ-3, приводит к образованию только легких ионов.

Непосредственные измерения концентрации ионов показали, что в этом случае образуются высокие концентрации тяжелых ионов, причем тем выше, чем больше напряжение на антенне. Следовательно, антенные коронные аэроионизаторы приводят к образованию большого количества тяжелых ионов (униполярно заряженные частички пыли и пр.). Поэтому применение подобных аэроионизаторов в помещениях, где пребывают люди, нежелательно.

Сравнивая таблицы II и I3, выявляется, что после отключения высокого напряжения (-36 кВ) с антенн коронного аэроионизатора, концентрации ионов с подвижностями $k > 0,8 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$

(табл. I3) даже меньше, чем концентрации молекул (n)
 $n_0 = 1,0 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ В}^{-1}$ (табл. II), однако концентрации тяжелых
ионов в помещении в 3 раза больше, чем они были до включе-
ния высокого напряжения.

Л и т е р а т у р а

1. Финогенов С.Н. Лечебные свойства ионизированного возду-
ха, Киев, 1961.
2. Портнов Ф.Г. Электроаэрозольтерапия, Рига, 1976.
3. Таммет Х.Ф., Салым Я.И. Ионизирование воздуха больших
помещений посредством проволочных антенн, включенных к
аппарату для франклинизации, Гигиена и санитария, 1962,
№ 12, с. 93.
4. Таммет Х.Ф., Салым Я.И. Ионизирование воздуха больших
помещений посредством проволочных антенн, питаемых аппа-
ратом для франклинизации. Материалы научной конференции
по проблеме Аэроионизация в гигиене труда II-15 ноября
1963 г., Л., 1963.
5. Таммет Х.Ф., Салым Я.И. Ионизирование воздуха больших
помещений посредством проволочных антенн, питаемых аппа-
ратом для франклинизации. Сб. Аэроионизация в гигиене
труда, Л., 1966.
6. Israel H. Atmosphärische Elektrizität, Teil I, Leipzig,
1957.

ON THE IONIZATION OF AIR IN ENCLOSED ROOMS BY MEANS
OF A CORONA IONIZER

II

L. Langus and J. Reinet

Summary

Corona air ionizers with high-voltage antennas produce big quantities of large and ultralarge air ions (electrically charged dust, etc.) and of ozone as well as of nitrogen compounds. During this process under the action of an intense electric field brought about by high potential antennas, molions ($k \gg 1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ v}^{-1}$) and small ions ($k \gg 0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ v}^{-1}$) settle on airborne nuclei.

Due to this reason large quantities of unipolarly loaded dust particles are generated which in a larger measure than neutral dust particles settle in the respiratory tract of human persons.

Corona air ionizers with high-voltage antennas must not be used in enclosed rooms in the presence of human persons.

ОБ АТМОСФЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ НА СЕВЕРНОМ КАВКАЗЕ

М.У. Арольд, Р.Л. Матвизен

Исследования атмосферного электричества производились с целью получения экспериментальных данных о величине полярных электропроводимостей воздуха и концентрации тяжелых ионов.

Измерения проводились в период с 30-го августа по 10 сентября, однако для статистической обработки использовались результаты за период от 00⁰⁰ часов 30-го августа до 12⁰⁰ часов 6 сентября в связи с преобладанием грозовой погоды в последний период работы.

Весь период работы по погодным условиям можно условно разделить на три периода: с 30.08 по 04.09 – дождевая погода с продолжительными туманами (более половины всего периода), причем непосредственно перед этим периодом длительное время была хорошая погода; с 05.09 по 06.09 – период хорошей погоды и с 06.09 по 10.09 – грозовая погода.

Для измерения полярных проводимостей и концентраций тяжелых ионов использовались аспирационные счетчики типа УТ-7502, которые были установлены на стеллаже на высоте 1,5 м от поверхности земли.

В качестве регистратора использовался самописец КСП-4. Использование информационно-измерительной системы К200 ввиду высокой влажности оказалось невозможным.

В метеорологической будке для регистрации температуры и относительной влажности были установлены термограф и гигрограф. Данные по осадкам, направлению и силе ветра были получены с местной метеостанции, значения концентраций ядер Айткена были любезно предоставлены М.А. Беляшовой.

12-канальный самописец КСП-4 регистрировал значения измеряемых величин через 144-секундный интервал времени (сдвиг между соседними каналами был соответственно 12 сек.).

При статистической обработке данных использовались средние арифметические за полчаса.

При направлениях ветра ВКВ, отношение N/λ было наибольшим. Это могло быть обусловлено влиянием автомобильной дороги, крутой подъем которой длиной около 1 км, находился примерно на расстоянии 1 километра от места измерений.

Как и ожидалось, воздушные массы, идущие через отроги Кавказского хребта (юго-восточное направление), оказались наиболее чистыми (отношение N/λ минимально).

К сожалению, из-за отсутствия в период измерений ветров других направлений, мы не можем ничего сказать о влиянии района Кавказских Минеральных Вод на чистоту воздуха в месте проведения измерений.

В табл. I приведены средние значения некоторых величин в зависимости от направления ветра. Первое число в скобках является стандартным отклонением, а второе - числом одиночных (получасовых) измерений.

Таблица I

Направление ветра	Суммарная проводимость (10^{-15} См/м)	Суммарная концентрация тяжелых ионов ($1/\text{см}^3$) $k_0 = \pm 1,26 \cdot 10^{-3} \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}$	Концентрация ядер по счетчику Айткена (данные Беляшовой) ($1/\text{см}^3$)
ВСВ	31,4(0; 1)	0(0; 0)	0(0; 0)
В	14,3(8; 21)	2140(328; 6)	760(490; 0)
ВКВ	7,5(3,2; 66)	1420(479; 10)	730(260; 12)
КВ	17,8(17; 55)	1290(655; 9)	1030(380; 9)
КЮВ	0(0; 0)	0(0; 0)	250(60; 3)

В таблице 2 приведены средние значения примененных при статистической обработке данных. В той же таблице расшифрованы признаки, которые в корреляционных матрицах будут указаны только под номерами.

Таблица 2

№	Величина	Единицы измерения	Средние значения	Стандартные отношения	Число объектов
I	время	-	-	-	-
2	температура воздуха	°C	8,1	3,7	273
3	влажность воздуха	%	85,0	18,7	335
4	атмосферное давление	мб	797,0	1,3	99
5	концентрация ядер	1/см ³	764	403	36
6	туман	0/1	0,44	0,50	360
7	дождь	0/1	0,19	0,40	360
8	сила ветра	м/с	5,4	4,0	219
9	направление ветра	румбы (I-I6)	6,0	1,0	280
IO	концентрация тяжелых ионов	1/см ³	1380	820	57
II	концентрация легких ионов	1/см ³	570	550	189

В таблице 3 приведена матрица корреляции.

Таблица 3

I											
I	++	2									
2	9	++	3								
3	2	-86	++	4							
4	-8	27	-32	++	5						
5	32	-25	29	34	++	6					
6	-19	-42	63	0	-4	++	7				
7	-22	-26	36	-17	-20	49	++	8			
8	12	-52	73	-22	63	52	21	++	9		
9	6	55	-71	40	-6	-56	-58	-62	++	10	
10	44	-11	33	-37	-49	-9	8	23	-51	++	
II	-13	63	-85	-5	-7	-39	-3	-87	17	-45	++

Гипотеза независимости была проверена на 95%-ом уровне достоверности. Соответственные критические значения приведены в табл. 4.

Таблица 4

		I										
I	++	2										
2	I2	++	3									
3	II	I2	++	4								
4	20	26	20	++	5							
5	33	37	34	47	++	6						
6	IO	I2	II	20	33	++	7					
7	IO	I2	II	20	33	IO	++	8				
8	I3	I5	I4	22	40	I3	I3	++	9			
9	I2	I4	I2	3I	34	I2	I2	I5	++	IO		
IO	26	26	26	55	35	26	26	3I	40	++	II	
II	I4	I7	I5	28	40	I4	I4	I9	I6	26	++	

В связи с тем, что некоторые коррелятивные связи между разными величинами обусловлены одновременным влиянием других приведенных (и не приведенных) в матрице величин, была вычислена матрица частной корреляции (табл. 5).

Таблица 5

		I										
I	++	2										
2	23	++	3									
3	2I	-73	++	4								
4	-2	-2	-9	++	5							
5	3	I	9	6	++	6						
6	-22	28	45	I4	-7	++	7					
7	-I7	8	-I	-7	-2	27	++	8				
8	7	5	9	-5	IO	7	-I3	++	9			
9	2	-IO	-46	2	8	5	-39	-3I	++	IO		
IO	I5	8	4	-4	-2	-I2	4	-8	-9	++	II	
II	6	-I8	-43	-IO	9	9	-I	-49	-45	-22	++	

Не останавливаясь на коррелятивных связях между чисто метеорологическими величинами, перейдем к обсуждению результатов атм.эл. измерений.

Коррелятивная связь скорости ветра с сумарной концентрацией тяжелых ионов положительная и неожиданно слабая, а с концентрацией легких ионов, как и ожидалось, сильная и

отрицательная. В то же время концентрация тяжелых аэроионов имеет относительно слабую корреляцию со всеми другими величинами. Это объясняется и влиянием местного автотранспорта, имеющего случайный характер, а также ошибками измерения в тяжелых климатических условиях. Сильная отрицательная корреляция между концентрацией легких ионов и относительной влажностью воздуха с точки зрения значения атмосферного электричества вполне закономерна, но относительно слабая между концентрацией легких ионов и суммарной концентрацией ионов обусловлена вышеуказанными факторами.

ON ATMOSPHERIC ELECTRICITY IN THE NORTHERN
CAUCASUS

M. Arold and R. Matisen

Summary

The article carries the results of measurements of the positive and negative conductivities and concentrations of large ions in the region Novo-Pyatigorsk. It is concluded from a statistical analysis of the results that the site of observation is subject to local factors.

**ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ТЕОРИИ ПОДОБИЯ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ИОНИЗИРОВАННОМ
ВОЗДУХЕ ПРИ ЕГО ДВИЖЕНИИ ПО ВОЗДУХОВОДУ**

И.П. Някульча, И.Н. Беспалов

**Одесский технологический институт пищевой промышленности
им. М.В. Ломоносова**

Перемещение искусственно ионизированного воздуха по воздуховодам используется при решении разнообразных технологических задач. Для количественной оценки происходящих при этом потерь заряда целесообразно использовать теорию подобия, позволяющую распространить результаты экспериментального исследования физической модели на используемые в практике воздуховоды, а также представить эти результаты в удобной для анализа и расчетов форме.

Критерии подобия могут определяться либо с помощью Π -теоремы, либо приведением уравнений физического процесса к безразмерному виду [1]. Второй способ требует составления дифференциального уравнения и поэтому более сложен, однако в случае аналитического решения уравнений в критериальной форме можно установить закономерности протекания процессов в движущемся ионизированном воздухе, экспериментальное определение которых представляет значительные трудности.

Математическое описание сложных физических процессов требует некоторой идеализации, заключающейся в четком определении границ применимости модели и отбрасывании на этом основании второстепенных факторов. При искусственной ионизации воздуха (не с целью его очистки) число легких ионов значительно превышает число тяжелых и средних, а также нейтральных частиц. Поэтому в работе рассматриваются только легкие отрицательные и положительные ионы, счетную концентрацию которых обозначим в дальнейшем через x и y соответственно. Распределение легких ионов по подвижности не учитывается.

Движение ионов по воздуховоду происходит под действием

гидродинамических сил увлекающего потока и силы электрического поля объемного заряда. Применяемый для кондиционирования и вентиляции режим течения обычно турбулентный и характеризуется числом Рейнольдса $Re = (0,13 + 6,7) \cdot 10^5$. Он соответствует рекомендованным в [2] величинам радиусов $R = 0,05 + 0,5$ м и средних скоростей $U_c = 2 + 10$ м/с.

Турбулентная диффузия оказывает выравнивающее действие на распределение ионов по сечению, в то время как электрическое поле при биполярном заряде ведет к неоднородности поля концентраций. Соотношение указанных факторов и определяет в основном характер изменения концентрации ионов по воздуховоду.

Анализ показывает, что скорость движения ионов под действием поля при начальных концентрациях $10^{10} + 10^{13}$ $1/м^3$ достигает 10 м/с. Это превышает величину среднеквадратичной пульсационной скорости (примерно 1 м/с) при турбулентном перемешивании, а потому в общем случае допущение о постоянстве концентрации по сечению воздуховода неправомерно [3].

Физические процессы в ионизированном воздухе описываются законами сохранения заряда по каждому знаку и уравнением Пуассона:

$$\begin{aligned} q_y &= e y, q_x = -e x, \\ \frac{\delta q_y}{\delta t} + \operatorname{div} \bar{j}_y + \frac{\alpha}{e} q_x q_y &= 0, \\ \frac{\delta q_x}{\delta t} + \operatorname{div} \bar{j}_x + \frac{\alpha}{e} q_x q_y &= 0, \\ \operatorname{div} \bar{E} &= \frac{1}{\epsilon_0} (q_x + q_y), \end{aligned} \quad (I)$$

где e - заряд электрона, α - коэффициент рекомбинации легких ионов, $q_{x,y}$ - объемная плотность заряда.

Здесь и далее величины, относящиеся к отрицательным ионам, имеют индекс x , к положительным - y . Черта означает векторную величину.

Плотность тока ионов \bar{j} определяется направленным движением потока воздуха со скоростью \bar{u} , электрическим полем напряженностью \bar{E} , а также совместным действием турбулентной и молекулярной диффузии с эквивалентным коэффициентом диффузии D :

$$\bar{j}_y = q_y(\bar{u} + k_y \bar{E}) - D_y \text{grad } q_y, \quad (2)$$

$$\bar{j}_x = q_x(\bar{u} - k_x \bar{E}) - D_x \text{grad } q_x,$$

где $k_{x,y}$ — подвижность ионов.

Из (1) и (2), учитывая неразрывность потока $\text{div } \bar{u} = 0$, получаем:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = D_y \nabla^2 y - (\bar{u} + k_y \bar{E} - \nabla D_y) \nabla y - y \beta_y (y - \alpha_y x), \quad (3)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = D_x \nabla^2 x - (\bar{u} + k_x \bar{E} - \nabla D_x) \nabla x - x \beta_x (x - \alpha_x y),$$

где ∇ и ∇^2 — дифференциальные операторы,

$$\beta_{x,y} = \frac{k_{x,y} e}{\epsilon_0}, \quad \alpha_{x,y} = 1 - \frac{\alpha}{\beta_{x,y}}.$$

Для упрощения решения (3) и определения граничных условий сечение воздуховода считается круглым, радиусом R и длиной L , без изгибов по длине.

Результаты, полученные при таком допущении, будут в основном справедливы и для некруглых воздуховодов, если их условно заменить круговыми с эквивалентным диаметром [4].

В цилиндрической системе координат r, z , учитывая симметрию картины распределения относительно оси воздуховода, векторы можно разложить по базисам \bar{i}_r и \bar{i}_z :

$$\bar{E} = E_r \bar{i}_r + E_z \bar{i}_z, \quad u = u \bar{i}_z.$$

Система (3) примет вид:

$$\frac{\partial y}{\partial t} = D_y \left(\frac{\partial^2 y}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{dD_y}{dr} + \frac{D_y}{r} - k_y E_r \right) \frac{\partial y}{\partial r} - (u + k_y E_z) \frac{\partial y}{\partial z} - y \beta_y (y - \alpha_y x) \quad (4)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = D_x \left(\frac{\partial^2 x}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{dD_x}{dr} + \frac{D_x}{r} + k_x E_r \right) \frac{\partial x}{\partial r} - (u - k_x E_z) \frac{\partial x}{\partial z} - x \beta_x (x - \alpha_x y).$$

Из системы (4), после задания функций D, u, E и краевых условий, можно найти распределение концентрации ионов во времени и пространстве:

$$x(t, r, z), \quad y(t, r, z)$$

Однако для решения большинства практических задач более важным является определение средней по расходу концентрации в заданном сечении воздуховода так, чтобы число ионов, проходящее в заданном сечении в единицу времени, равнялось

где расход $\phi = \pi R^2 u_c$, $x_{\Sigma} = X_c \phi$.

Можно показать, что средняя концентрация

$$X_c = \frac{2}{R^2} \int_0^R x(t, r, z) r dr. \quad (5)$$

Для положительных ионов получаются аналогичные выражения. В этом случае динамические свойства воздуховода удобно определять по передаточной функции:

$$W_x(p, z) = \frac{X_c(p, z)}{X_{oc}(p)}, \quad (6)$$

где $X_c(p, z)$ и $X_{oc}(p)$ — изображения по Лапласу функций времени $x_c(t, z)$ и $x_{oc}(t)$, $x_{oc}(t)$ — средняя концентрация во входном сечении воздуховода, p — комплексная переменная преобразования Лапласа.

Как будет показано ниже, при изменении входной концентрации с достаточно малой частотой продольным переносом ионов над действием диффузии и поля можно пренебречь. Очевидно, что при таком допущении из-за отсутствия емкости по заряду у металлической заземленной стенки воздуховод будет описываться звеном чистого транспортного запаздывания с временем запаздывания $\tau = \frac{L}{u_c}$. Тогда (6) запишется в таком виде:

$$W_{x,y}(p, z) = \exp(-\tau p) K_{x,y}(z), \quad (7)$$

где статический коэффициент передачи

$$K_{x,y}(z) = \frac{X_c(z)}{X_{oc}}$$

можно найти из (4) при $\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial x}{\partial t} = 0$, что существенно упрощает систему и делает вообще возможным ее решение на ЦЭМ.

Для получения критериев подобия из (4) все переменные необходимо выразить в отдельных единицах. Число базисных величин определяется числом основных единиц в принятой системе измерения [I]. После подстановки значений

$$r = \frac{r}{R}, l = \frac{z}{L}, u^* = \frac{u}{u_c}, x^* = \frac{x}{X_{oc}}, y^* = \frac{y}{y_{oc}}, E_r^* = \frac{E_r}{E_0}, E_z^* = \frac{E_z}{E_0}$$

и соответствующих преобразований система (4) примет такой вид (звездочки при относительных величинах здесь и дальше опущены):

$$\begin{aligned} \frac{\partial y^2}{\partial \rho^2} + \lambda \frac{\partial^2 y}{\partial l^2} + B_y \frac{\partial y}{\partial \rho} - P_{ey} \frac{\lambda}{2} (\mu + \psi M E_z) \frac{\partial y}{\partial l} - \psi P_{ey} M (\varphi y^2 - \alpha_y x y) &= 0, \\ \frac{\partial x^2}{\partial \rho^2} + \lambda \frac{\partial^2 x}{\partial l^2} + B_x \frac{\partial x}{\partial \rho} + P_{ex} \frac{\lambda}{2} (\mu - M E_z) \frac{\partial x}{\partial l} - P_{ex} M (x^2 - \varphi \alpha_x x y) &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$B_x = \frac{1}{\rho} - \frac{1}{P_{ex}} \frac{dP_{ex}}{d\rho} + M P_{ex} \frac{E_r}{2},$$

$$B_y = \frac{1}{\rho} - \frac{1}{P_{ey}} \frac{dP_{ey}}{d\rho} - \psi M P_{ey} \frac{E_r}{2}.$$

Коэффициенты, стоящие перед относительными величинами, определяют критерии подобия, которые подробно рассматриваются ниже.

$\alpha_{x,y}$ и $\psi = \frac{k_y}{k_x}$ являются постоянными, определяемыми подвижностью ионов. У воздуха при нормальных условиях в случае использования в модели легких ионов, подвижности которых практически постоянны, $\alpha_{x,y}$ и ψ можно считать не критериями, а физическими постоянными. Однако необходимо отметить, что в области малых времен жизни подвижность ионов изменяется [5], а у объектов и моделей из-за масштабов скоростей и длины возраст ионов может существенно различаться. В исследуемой в данной работе физической модели возраст ионов составлял примерно 20 нс, что обусловило выбор [5]

$$k_y = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{Вс}, \quad k_x = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{Вс}.$$

Критерии $\lambda = \frac{R}{L}$, $\varphi = \frac{\gamma \alpha}{\chi_{oc}}$ характеризуют геометрическую форму воздуховода и начальный коэффициент униполярности, а также определяют условия однозначности.

Выражение

$$M = \frac{k_x E_0}{u_c} = \frac{\beta_x \chi_{oc} R}{2 u_c} \quad (9)$$

является критерием, характеризующим соотношение скоростей ионов – радиальной в электрическом поле и продольной с потоком воздуха. Масштаб

$$E_0 = \frac{e \chi_{oc} R}{2 \epsilon_0}$$

является напряженностью поля воздуховода с постоянной объемной плотностью заряда $e \chi_{oc}$ в точках радиусом R и характеризует максимальное значение напряженности в воздуховоде без потерь при униполярном заряде.

Критерий

$$Pe_{x,y} = Re \frac{\nu}{D} = \frac{1}{\frac{D_T}{\nu Re} + \frac{D_{мх,у}}{\nu Re}} \quad (10)$$

является аналогом критерия Пекле. Коэффициент молекулярной диффузии согласно [6]

$$D_{мх,у} = \frac{1}{\epsilon} KT k_{х,у}, \quad (11)$$

где T - абсолютная температура, K - постоянная Больцмана.

Коэффициент турбулентности диффузии ионов D_T определяется диффузией окружающих частиц воздуха. Существует много различных теорий [4, 6, 7, 8, 9], определяющих D_T либо кинематический коэффициент турбулентной вязкости ν_T . В работе принято

$$D_T = 1,6 \nu_T.$$

ν_T в пристенном слое вычисляется по [9]. В относительных единицах

$$\frac{D_T}{\nu Re} = \begin{cases} 0,0028 & 0 \leq \varphi \leq 0,774; \\ 0,0161 \varphi (1 - \varphi) - \frac{1,6}{Re} & 0,774 \leq \varphi \leq 1 - \frac{400}{Re}; \\ 0,188 \cdot 10^{-9} Re^3 (1 - \varphi)^4 & 1 - \frac{400}{Re} \leq \varphi \leq 1; \end{cases} \quad (12)$$

где ν - коэффициент кинематической вязкости воздуха.

В выражении (12) в пределах допустимого разброса коэффициенты и границы зон выбраны так, чтобы обеспечить непрерывность значений на границах.

Распределение скоростей по сечению турбулентного потока удобно выразить эмпирической формулой [4]:

$$u = \frac{1}{2} (\sqrt{\xi} + 1) (\sqrt{\xi} + 2) \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\sqrt{\xi}} = 1,224 (1 - \varphi)^{0,142}. \quad (13)$$

Коэффициент сопротивления воздуховода ξ определяется величиной Re и шероховатостью. В принятом диапазоне Re , если пренебречь шероховатостью, $\sqrt{\xi} = 0,142$ и меняется очень слабо. Это позволяет считать формулу (13) независимой от параметров воздуховода.

Относительные продольная и радиальная составляющие напряженности электрического поля для металлического воздуховода и при экранировке коронирующей системы будут определяться распределением плотности электрического заряда. Пренебрежение продольной составляющей основывается на утверждении

$u \gg ME_2$ (см. (8)). Для эквипотенциальной поверхности воздуховода $E_2(\varphi = 1) = 0$ и $E_2(\varphi = 0) = \max$. Характер функции скорости (13) имеет такой же вид, поэтому их можно сравнить в одной точке $\varphi = 0$.

При потенциале поля, во входном и выходном сечениях близком к нулю, продольную напряженность можно оценить величиной $2 \frac{\varphi_m}{L}$, где φ_m — максимальное значение потенциала на оси. Если учесть, что φ_m не превышает соответствующего значения бесконечной и равномерно заряженной трубы, то относительная продольная напряженность

$$E_z < 2 \frac{R}{L} = 2\lambda. \quad (14)$$

Таким образом, при $2\lambda M \ll U = 1,224$ продольным полем можно пренебречь. На практике обычно наблюдаются такие значения λ и M , при которых указанное соотношение справедливо.

Малая величина λ позволяет также считать поле в воздуховоде строго радиальным и использовать для его определения теорему Остроградского-Гаусса в интегральной форме:

$$\epsilon_0 \int_V E_r ds = \int_V q dv.$$

Выбирая в качестве объема элемент воздуховода какой-либо длиной и пренебрегая изменением поля и концентрации на этом промежутке, получим в относительных единицах:

$$E_r = \frac{2}{\rho} \int_0^{\rho} (\varphi - x) \rho' d\rho'. \quad (15)$$

Для подтверждения правомочности пренебрежения продольным переносом диффузии можно сравнить два члена системы (8):

$\lambda^2 \frac{\delta^2 x}{\delta t^2}$ и $\frac{\delta^2 x}{\delta \rho^2}$. Известно [10], что значения производных оцениваются приведенными комплексами $\frac{x_0}{l_0^2}$ и $\frac{x_0}{\rho_0^2}$, где x_0, l_0, ρ_0

— интервалы изменения соответствующих переменных. В относительных единицах они все равны 1, т.е. оценки производных по различным координатам совпадают.

Тогда, учитывая $\lambda \ll 1$, членом $\lambda^2 \frac{\delta^2 x}{\delta t^2}$ в уравнениях (8) можно пренебречь.

В результате всех упрощений система (8) примет вид

$$\begin{aligned}
\frac{\delta^2 y}{\delta \rho^2} &= B_y \frac{\delta y}{\delta \rho} - 0,612 \lambda Re_y (1-\rho)^{0,142} \frac{\delta y}{\delta l} - \psi M Pe_y (\varphi y^2 - \alpha_y x y) = 0, \\
\frac{\delta^2 x}{\delta \rho^2} &= B_x \frac{\delta x}{\delta \rho} - 0,612 \lambda Re_x (1-\rho)^{0,142} \frac{\delta x}{\delta l} - M Pe_x (x^2 - \varphi \alpha_x x y) = 0, \\
B_x &= \frac{1}{\rho} - \frac{1}{Pe_x} \frac{dPe_x}{d\rho} + M Pe_x \frac{1}{\rho} \int_0^\rho (\varphi y - x) \rho' d\rho', \\
B_y &= \frac{1}{\rho} - \frac{1}{Pe_y} \frac{dPe_y}{d\rho} - \psi M Pe_y \frac{1}{\rho} \int_0^\rho (\varphi y - x) \rho' d\rho'.
\end{aligned} \tag{16}$$

Граничные условия для решения (8) или (16) имеют вид:

$$\begin{aligned}
0 \leq l \leq 1, \quad 0 \leq \rho \leq 1, \\
x(\rho, l=0) = 1, \quad y(\rho, l=0) = 1, \\
x(\rho=1, l) = y(\rho=1, l) = 0, \\
\left. \frac{\delta x}{\delta \rho} \right|_{\rho=0} = \left. \frac{\delta y}{\delta \rho} \right|_{\rho=0} = 0.
\end{aligned} \tag{17}$$

Они основываются на том, что во входном сечении воздуховода поддерживается постоянная концентрация, а металлическая стенка для легких ионов является поглощающей.

Система (16) с выражениями для коэффициентов позволяет определить распределение концентрации аэроионов по воздуховоду в функции определяющих критериев подобия, т.е.

$$x(\rho, l) = f_x(\lambda, M, \varphi, Re, \rho, l)$$

или коэффициент передачи воздуховода в относительных единицах

$$K_x(\lambda, M, Re, \varphi) = x_c = 2 \int_0^1 x \rho d\rho. \tag{18}$$

Система (16) аналитически не решается, поэтому она решалась численными методами на ЭВМ (методом прямых).

Необходимо отметить общую сложность решения таких задач и отсутствие в практике аналогов. Интервал изменения переменной ρ разбивался на 19 неравных частей, так чтобы охватить изменение функции (12) в пристенном слое. Основным недостатком указанного метода, как и всех методов с сетками, является трудность проверки устойчивости решения, что накладывает существенные ограничения на диапазон изменения коэффициентов уравнения. На ЭВМ М-220 было прочитано 50 распределений, соответствующих различным определяющим критериев,

машинное время счета одного варианта составило 15 минут. По полученным точкам были построены графики (рис. I - 4).

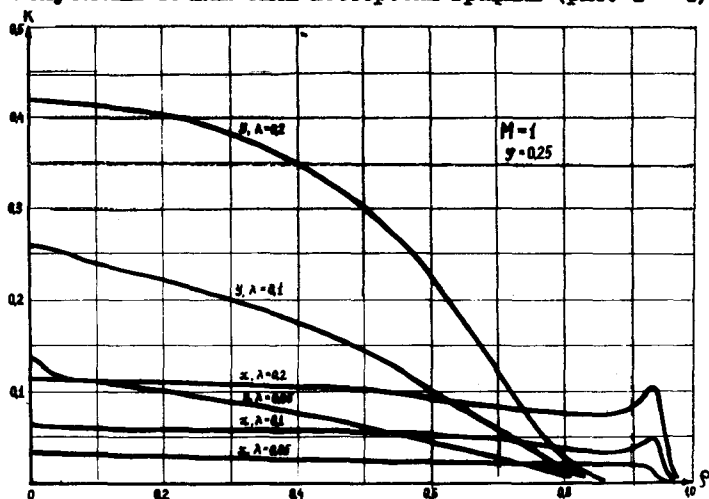


Рис. I. Распределение концентрации аэрозонов по радиусу воздуховода.

Как уже сказано, экспериментальное исследование и математическое моделирование взаимно дополняют друг друга и позволяют изучить процессы в ионизированном воздухе во всей полноте. Технические и некоторые методические трудности не дают возможности экспериментально определить распределение концентрации по воздуховоду. Достаточно просто и надежно определяется лишь коэффициент $K_{x,y}$, что позволяет оценить в целом адекватность математической модели и, следовательно, правомочность теоретических картин распределения.

Физическая модель воздуховода, на которой исследовалось влияние критериев подобия на $K_{x,y}$, представляла собой металлическую трубу радиусом 0,044 м с переменной длиной, обеспечивающей значение $\lambda = 0,2; 0,1; 0,05; 0,01$.

При таком радиусе для получения скорости 16,7 м/с соответствующей $Re = 10^5$, потребовалось использование центробежного вентилятора Ц4-70 №3. Установка была смонтирована на его всасывающей стороне, что позволило измерять скорость воздуха методом коллектора [2] с погрешностью 3%. Ионизация

воздуха осуществлялась коронным ионизатором.

Измерение средней концентрации ионов производилось аспирационным счетчиком интегрального типа. Для уменьшения потерь давления измерительный конденсатор был изготовлен с заземленными внешней отталкивающей и внутренней собирающей обкладками радиусами 48 и 11 мм.

Для обеспечения полного сбора ионов в конденсаторе в условиях развитой турбулентности на него было подано 1000 В, что при емкости 30 пф дало

$$\frac{K_{x,y}}{K_0} > 4,6 ,$$

т.е. ошибку, не превышающую 1% [11] .

Ток аспирационного конденсатора регистрировался измерителем малых токов ИМТ-05 с погрешностью 1,5%.

Всего было определено около 400 значений $K_{x,y}$ при различных сочетаниях M, φ, λ в основном для $Re = 10^5$.

Результаты эксперимента, представленные на рисунках пунктирными линиями, получены усреднением всех данных. Среднеквадратичное отклонение точек, характеризующее рассеяние относительно генеральной средней, не превышает $\sigma = 0,02$, а абсолютная погрешность расчетной и экспериментальной кривых не превышает 0,05 в единицах $K_{x,y}$.

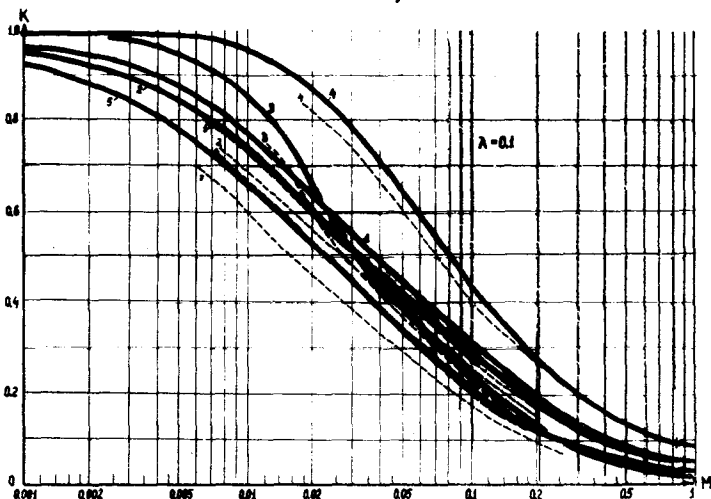


Рис. 2а.

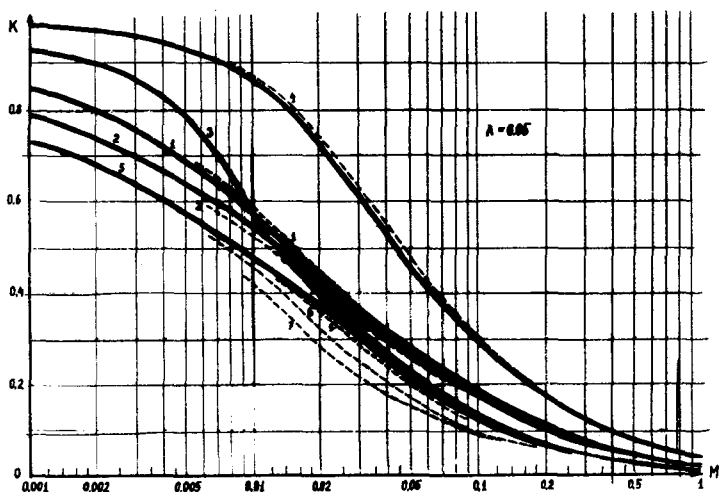


Рис. 2б.

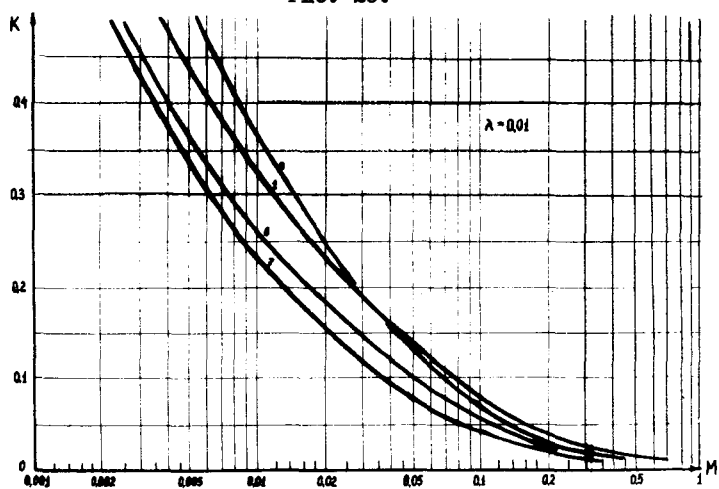


Рис. 2. Зависимости коэффициента передачи воздуховода от определяющих критериев подобия

- расчет; --- - эксперимент; 1 - $K_{x,y}$ при $\varphi = 1$;
 2 - K_x при $\varphi = 0,25$; 3 - K_x при $\varphi = 2$; 4 - K_y при $\varphi = 0,25$;
 5 - K_y при $\varphi = 2$; 2в - экспериментальные данные; 6 - K_y при $\varphi = \infty$;
 7 - K_x при $\varphi = 0$.

Совпадение в целом теоретических и экспериментальных данных позволяет на основе их анализа сделать следующие выводы:

I. Коэффициент передачи воздуховода $K_{x,y}$ определяется в основном критериями M и λ (рис. 2). Обработка данных при различных значениях M и λ показала, что в первом приближении определяющим является их отношение, т.е. при приближенном подобии число критериев можно уменьшить:

$$K_{x,y} = f_{x,y}(\lambda/M, \varphi) = f_{x,y}\left(\frac{2Uc}{\beta_x \chi_{oc} L}, \frac{y_{oc}}{\chi_{oc}}\right) \quad \text{при } Re = const. \quad (I9)$$

На рис. 3 приведена зависимость (I9), позволяющая просто оценить коэффициент передачи воздуховода практически для всех случаев. Особенно удобна величина λ/M для качественной оценки процессов.

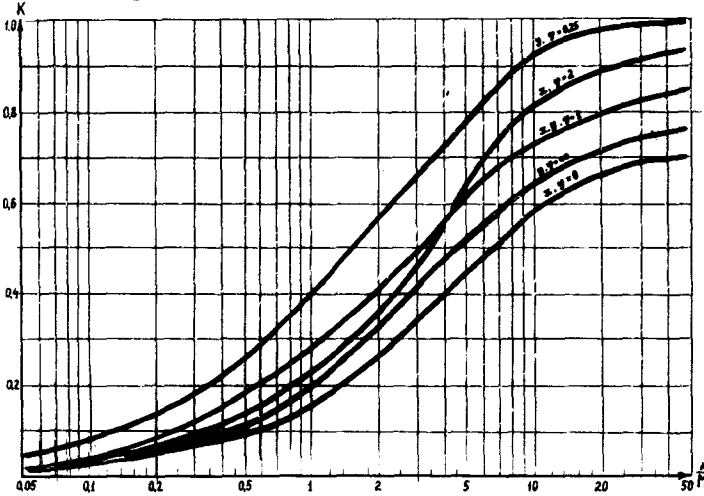


Рис. 3. Зависимость коэффициента передачи воздуховода при приближенном подобии.

2. При биполярной зарядке неравномерность распределения концентрации по радиусу зависит от λ/M и степени отклонения φ от I.

При $\lambda/M > 50$ концентрация практически не зависит от радиуса, причем для концентрации ионов, которых меньше, снижение не наблюдается даже в пристенном слое.

Со значений $\lambda/M < 10$ начинает проявляться существенная неравномерность концентрации ионов, которых меньше, заключающаяся в монотонном, довольно равномерном спадании ее по радиусу (рис. 1). Неравномерность концентрации ионов, которых больше, значительно меньше и проявляется в основном в резком падении в пристенном слое при $\varphi \gg 0,99$.

Таким образом, формирование "ядра" из ионов, которых меньше, при турбулизации потока не происходит, но качественное различие в характере распределения концентрации наблюдается.

3. При изменении гидродинамического режима течения от $Re = 10^4$ до $Re = 10^5$ коэффициент передачи увеличивается приблизительно на 20%. При $Re > 10^5$ эта зависимость практически исчезает.

4. При коэффициенте униполярности таком, что концентрации ионов обоих знаков остаются соизмеримыми, коэффициент передачи положительных ионов (если их меньше) всегда больше, чем при строго биполярной зарядке (при $\varphi = 1$), коэффициент передачи отрицательных — всегда меньше (рис. 4).

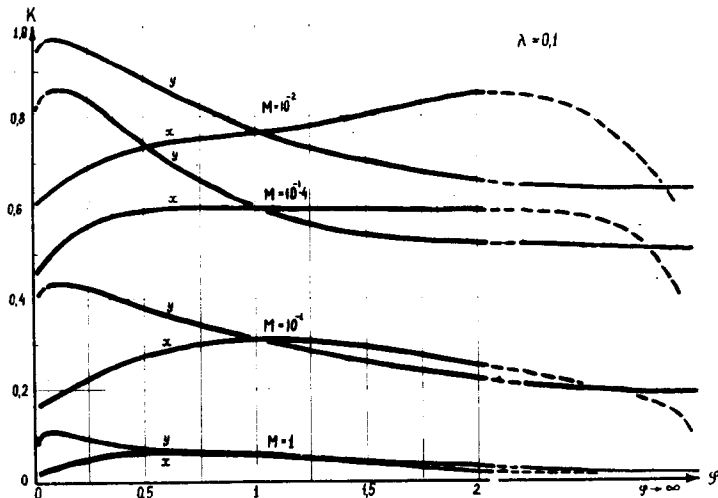


Рис. 4. Влияние коэффициента униполярности на коэффициент передачи аэрионов.

При $\varphi > 1$ эта зависимость соответственно меняется, но только при λ/M 1-10. При меньших λ/M (точная граница определяется всеми критериями) концентрация отрицательных также уменьшается по сравнению с $\varphi = 1$. При большой разнице в начальных концентрациях наблюдается резкая потеря ионов, которых меньше.

Выполненная работа позволила исследовать с помощью критериев процессы в ионизированном воздухе, количественно оценить их влияние на распределение ионов в воздуховоде, открыла возможности строгого упрощения исходных уравнений с целью получения аналитических зависимостей.

Л и т е р а т у р а

1. Веников В.А. Теория подобия и моделирования. М., Высшая школа, 1976, 479 с.
2. Калинушкин М.П. Вентиляторные установки. М., Высшая школа, 1967, 259 с.
3. Наремский Н.К., Никульча И.П. и др. Транспортные потери легких ионов в воздуховодах. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 320, 1973, с. 265-273.
4. Альтшуль А.Д. Гидравлика и аэродинамика. М., Стройиздат, 1975, 328 с.
5. Левитов В.И. Корона переменного тока. М., Энергия, 1975, 280 с.
6. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955, 352 с.
7. Хинце И.О. Турбулентность. Ее механизм и теория. М., Гос. изд-во физ.-мат. литер., 1963, 680 с.
8. Верещагин И.П., Левитов В.И. и др. Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М., Энергия, 1974, 480 с.
9. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., Наука, 1970, 904 с.

- Ю. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло-массообмена. М., Высшая школа, 1974, 327 с.
- II. Таммет Х.Ф. Аспирационный метод измерения спектра аэроионов. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 195, 1967, с. 107-110.

APPLICATION OF THE THEORY OF MODELLING AND SIMILARITY TO
THE STUDY OF THE PROCESSES PROCEEDING IN IONIZED AIR DURING
ITS FLOW THROUGH A CHANNEL

I.P. Nikulcha and I.N. Bepalov

Odessa Technological Institute of Provision Industry

Summary

The basic criteria of similarity of the processes proceeding during the flow of ionized air through a channel have been determined. A complete system of differential equations has been compiled in the form of criteria and has been solved by numerical methods. An experimental study has been carried out on a physical model.

ВЫЧИСЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ В СЛУЧАЕ ИМПУЛЬСОВ КОРОНЫ ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

М.Р. Лаан

За последние годы опубликован ряд работ [1-4], в которых изучается распределение свечения коронных импульсов в очень неоднородных разрядных промежутках типа острье-плоскость при помощи скоростных фотоумножителей и стробоскопического осциллографа. Применение регистрирующей аппаратуры с хорошим временно-пространственным разрешением и получение крупномасштабных осциллограмм на листе самописца дают возможность для дальнейшей обработки экспериментальных данных. В настоящей работе вычисляются некоторые основные характеристики импульса Тричела (отрицательное острье) и предначального стримера (положительное острье) на основе измерений тока фотоумножителя.

I. Условия и техника эксперимента

Все измерения проводились в лабораторном воздухе, при давлении (755 ± 5) мм рт.ст. и при температуре $(28 \pm 2)^{\circ}\text{C}$. Разрядный промежуток состоял из латунного диска диаметром 150 мм и остря из платиновой проволоки диаметром 1 мм с полусферическим концом. Расстояние между электродами 40 мм. Напряжение подводилось на острье, а диск был заземлен через небольшой (50 Ом) резистор. Все измерения проводились при пороговых напряжениях ($U_{\text{стр}} = 7,92$ кВ, $U_{\text{тр}} = 8,12$ кВ). При работе с используемым нами стробоскопическим осциллографом было желательно, чтобы частота повторения регистрируемых импульсов менялась в возможно узких пределах. Однако частота разрядных импульсов зависит не только от напряжения, но и от неконтролируемых факторов (состав воздуха, состояние поверхности остря и др.). Поэтому припороговое

напряжение при основных измерениях выбиралось таким, чтобы частота повторения оставалась приблизительно постоянной (в случае импульса Тричела 400 нм/с, а стримера - 70-100 нм/с).

Временные зависимости исследуемых разрядов регистрировались стробоскопическим осциллографом С7-5 с самописцем ПЦС-021 на выходе.

Для регистрации свечения использовался фотоумножитель ФЭУ-36 со специально подобранным делителем напряжения. Разрядный промежуток проецировался на катод фотоумножителя при помощи кварцевой линзы (фокусное расстояние 150 мм, ахромат). Перед фотоумножителем была помещена щель регулируемой ширины, которая вырезала нужный участок разрядного промежутка. Оптическую систему перемещали вдоль оси разрядного промежутка с точностью до 0,05 мм. Общее время нарастания регистрирующей системы не хуже 2,5 нс. В [5] методика и техника эксперимента описаны более детально.

2. Измерение свечения

В случае обоих коронных импульсов приблизительно 90% от регистрируемого излучения относится к спектральному интервалу 300-400 нм [5]. Свечение регистрировалось путем сканирования вдоль оси разрядного промежутка. Ширина щели $\Delta x = 0,1$ мм. Обычный шаг сканирования составлял 0,1 мм, а в приэлектродной части разрядного промежутка, где свечение меняется очень быстро в пространстве, использовался шаг 0,05 мм.

Импульс Тричела. Изменения свечения в зависимости от времени и расстояния в разрядном промежутке представлены на рис. 1, 2. Повторяемость разрядных импульсов хорошая - кривые $i_{\text{ФЭУ}} = f(t)$ приведены без усреднения.

По сравнению с разрядом при более низких давлениях [1, 3], при атмосферном давлении импульсу Тричела характерно более короткое время формирования. Сначала регистрируется слабое свечение на расстоянии 0,2 - 0,3 мм от острья. Через 10 - 12 нс свечение достигает наибольшей яркости и протяженности, а через 60 нс значительное свечение наблюдается лишь в приэлектродной области.

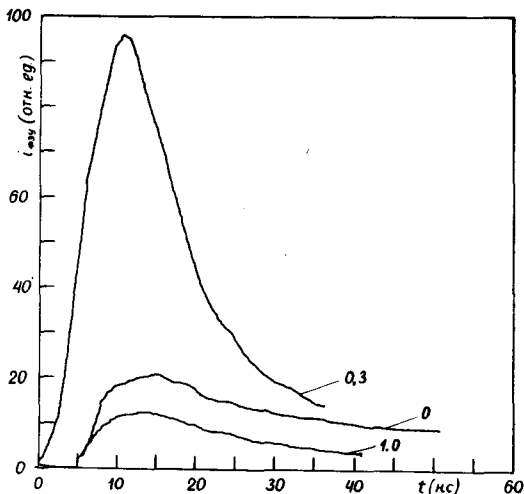


Рис. 1. Импульс Тричела. Зависимость интенсивности свечения от времени при разных расстояниях x от острья - $i_{\text{фзу}} = f(t)_{x = \text{const}}$. Параметр - расстояние x от острья в мм.

Начиная с момента $t = 25$ нс можно четко выделить две области свечения, которые по аналогии с тлеющим разрядом низкого давления называются отрицательным свечением (приэлектродная область) и положительным столбом.

Предначальный стример (рис. 3, 4).

Зависимости $i_{\text{фзу}} = f(x)_{x = \text{const}}$ являются усредненными. Наибольшие отклонения от среднего изображены на рис. 3. Величина отклонений зависит от времени при $x = \text{const}$. С увеличением расстояния x от острья отклонения от среднего в общем увеличиваются.

При повышении напряжения на промежутке первое регистрируемое свечение в виде вспышечных импульсов существует только на поверхности острья. При достижении порогового напряжения стримера самые большие вспышечные импульсы переходят в стример (см. рис. 3 $x = 0$ мм и кривые рис. 4 в течение первых 15 нс). После первых 15 нс интенсивность свечения вблизи острья резко возрастает. Начиная с этого

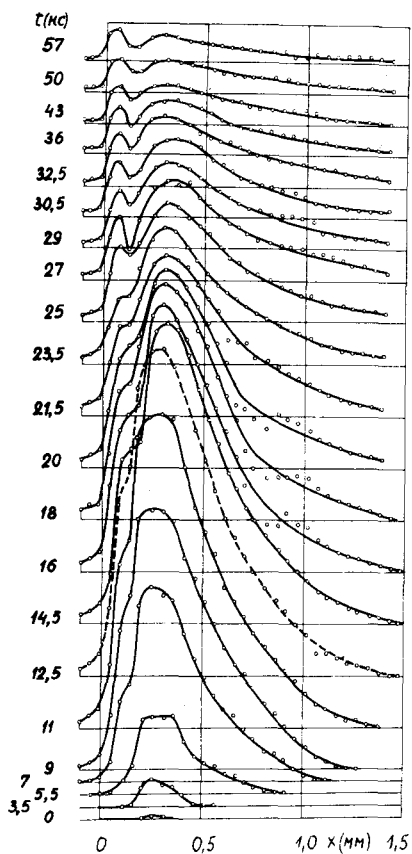


Рис. 2. Импульс Тричела. Распределение интенсивности свечения в разрядном промежутке - $i_{\text{ФЭУ}}(t) = F(x) t = \text{const}$. Параметр - время t от наблюдаемого начала свечения в нс.

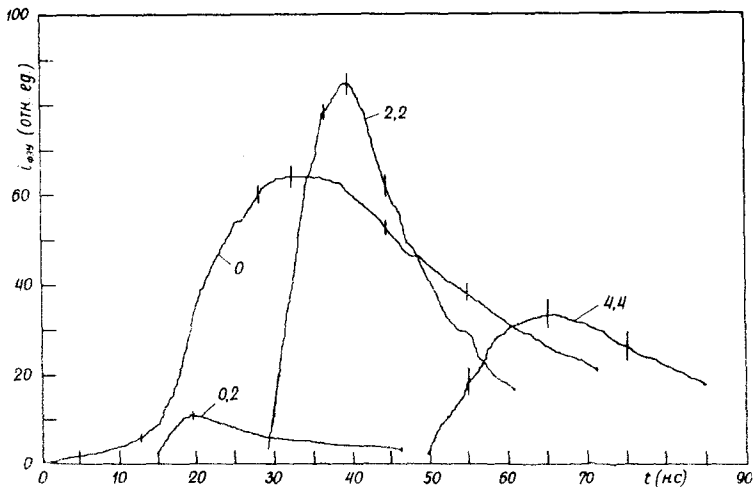


Рис. 3. Предначальный стример. Зависимость интенсивности свечения от времени; $I_{св} = f(t)_{x=const}$
 Параметр - расстояние x от острья.

момента можно наблюдать и распространение стримера в разрядном промежутке. Приэлектродной области характерно интенсивное свечение, продолжительность которого значительно превышает длительность свечения от остальных участков разрядного промежутка. За ней следует участок с наименьшей интенсивностью свечения (рис. 3 $x = 0,2$ мм; рис. 4). По мере движения стримера в разрядный промежуток интенсивность свечения быстро возрастает и достигает своего максимального значения при $x = 2$ мм. Форма импульса свечения остается практически неизменной. При больших x ширина импульса свечения постепенно увеличивается, а начиная с расстояния $x=4$ мм происходит и резкое уменьшение интенсивности свечения.

Известно, что стример в неоднородном поле является сильно разветвляющимся образованием. Общие статистические закономерности приведены в [6]. Вблизи острья разветвление небольшое и разные ветви распространяются с одинаковыми скоростями. По мере продвижения стримера в разрядный промежуток

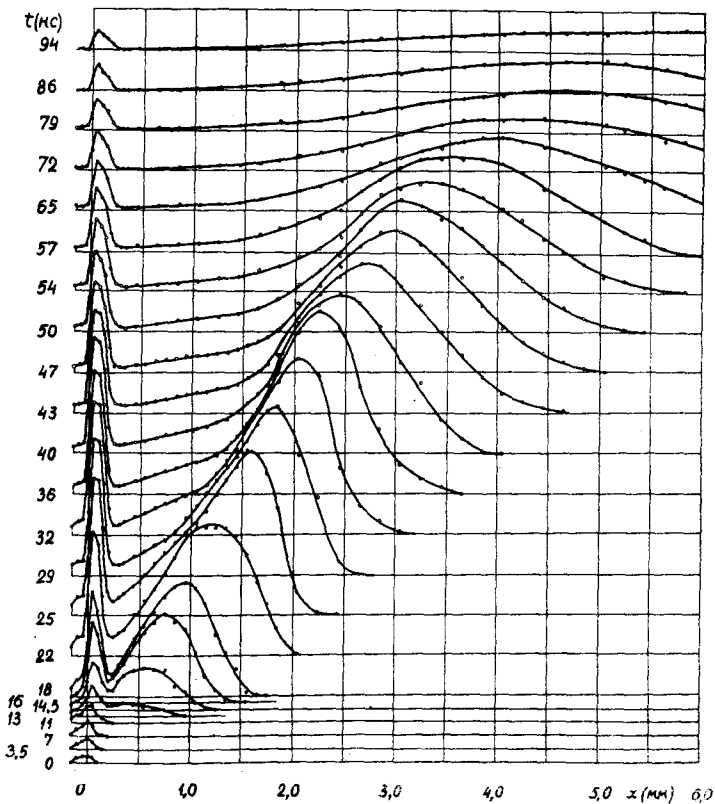


Рис. 4. Предначальный стример. Распределение интенсивности свечения в разрядном промежутке $I_{\text{фот}}(x) = F(x)t - \text{const}$. Параметр - время t от наблюдаемого начала свечения в нс.

число ветвей увеличивается и они сильно отклоняются от аксиального направления. Судя по статическим снимкам многих перекрывающихся стримеров, а также по форме импульсов фотумножителя в нашем случае, при $x < 2$ мм отклонение ветвей от аксиального направления невелико и распространяются они с близкими скоростями.

При повышенных напряжениях [3] или при иной геометрии разрядного промежутка [7] зафиксировано распространение вторичного стримера. В условиях нашего эксперимента вторичный стример не наблюдался.

3. Измерение тока

Для сопоставления временного распределения свечения с током разряда мы измеряли ток во внешней цепи разрядного промежутка, используя две схемы регистрации. Результаты на примере стримера представлены на рис. 5.

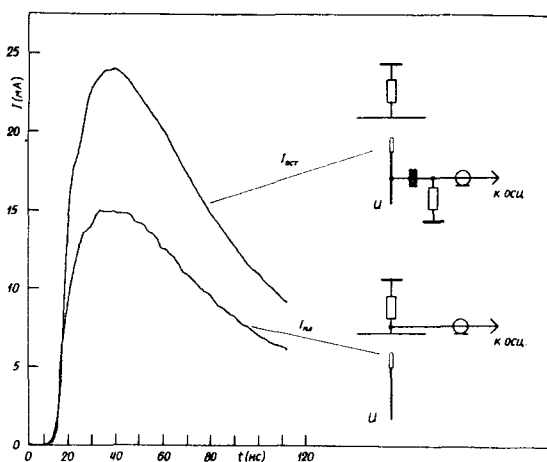


Рис. 5. Измерение тока - стример

$I_{ост}$ - вход осциллографа соединен через разделительный конденсатор с острием;

$I_{пл}$ - вход соединен с плоскостью.

В обоих случаях напряжение U подводилось к острию.

По форме импульсов тока при обоих способах регистрации совпадают, а амплитуда импульса тока $I_{ост}$ была значительно больше. Связь между $I_{ост}$ и $I_{пл}$ можно выразить в форме:

$$I_{ост}(t) \approx 1,6 I(t)_{пл}.$$

Такая же зависимость существует для импульса Тричела.

В общем случае при переходном режиме газового разряда электроды принимают как ток смещения, так и ток проводимости. Общий ток смещения через замкнутую поверхность, охватывающую разрядный промежуток, равен общему току проводимости. Ток на плоскости может быть только током смещения, так как заряды не попадут на плоскость, а ток острия, как показано в [8, с. 157-180], является главным образом током проводимости.

Различие в амплитудах $I_{\text{ост}}$ и $I_{\text{пл}}$ объясняется тем, что плоскость не собирает весь ток смещения, т.к. наш разрядный промежуток не является замкнутым.

Как в случае стримера, так и в случае импульса Тричела (рис. 5, I2) длительность тока значительно превышает длительность свечения в разрядном промежутке. Исключением является лишь приэлектродная часть, длительность свечения которой сравнима с импульсом тока. Ток импульса Тричела сильно зависит от частоты повторения - с повышением частоты повторения уменьшаются амплитудное значение тока и постоянная времени спада импульса. При наших частотах повторений амплитуда стримера в 2,7 раза больше амплитуды импульса Тричела. Импульсу Тричела (рис. I2) характерен более короткий передний фронт, но спады обоих импульсов можно характеризовать почти одинаковой постоянной времени $\tau \approx 70$ нс.

4. Методика обработки экспериментальных данных

Исходные соображения. Вычисления основаны на методике, которая используется в работах [9 - II], где исследуется переход разряда Таунсенда в пробой. Измерения проводились в азоте в однородном поле. По току фотоумножителя вычисляли распределение напряженности электрического поля и плотности электронов в разные моменты времени.

Если в азоте изменение числа электронов обусловлено главным образом ударной ионизацией, то в воздухе одновременно действуют несколько конкурирующих процессов, влияющих на число носителей тока [I2, I3]. При атмосферном

давлении изменение числа носителей тока определяется следующими процессами.

- 1) Ионизация электронным ударом $e + O_2(N_2) \rightarrow O_2^+(N_2^+) + 2e$.
- 2) Диссоциативное прилипание $e + O_2 \rightarrow O^- + O$.
- 3) Отрыв электронов при соударении двух частиц.
 $O^- + O_2(N_2) \rightarrow O_2(N_2) + O + e$.
- 4) Перезарядка $O^- + O_2 \rightarrow O + O_2^-$.

При вычислениях учитывалась лишь ударная ионизация (коэффициент α), а возникавшие отрицательные ионы считались стабильными (коэффициент прилипания η).

В таком случае можно характеризовать изменение числа электронов на 1 см коэффициентом $\alpha_{\text{эфф}} = \alpha - \eta$.

Известно [14, с. 51-61], что число регистрируемых фотонов n_e , созданных в интервале от t до $t + \Delta t$, пропорционально числу дрейфующих электронов

$$dp(t) = \delta n_e(t) v_e(t) dt, \quad (I)$$

где δ - число фотонов, созданных на пути 1 см,
 v_e - дрейфовая скорость электронов.

Для пропорциональности между $dp(t)$ и $n_e(t)$ время жизни в возбужденном состоянии должно быть допустимо малым. Время жизни возбужденных состояний, как показано в [15], при атмосферном давлении в воздухе $\approx 0,25$ нс, что значительно меньше времени нарастания нашей регистрирующей системы.

Регистрирующая система (главным образом следует учитывать фотоумножитель) имеет конечное время нарастания. Для точного определения зависимости свечения от времени мы должны знать переходную характеристику фотоумножителя [16, с. 56-66]. В данной работе переходная характеристика не определена и будем считать, что система является безинерционной. О действительности этого приближения можно судить лишь косвенно, путем сравнения результатов вычислений с регистрируемым импульсом тока и со скоростью распространения разряда.

Основные формулы. Так как разряд вблизи острия распространяется главным образом вдоль оси разрядного промежутка, можно считать, что все характеризующие разряд величины зависят в этой области лишь от одной координаты x - расстояния от острия. Найдем связь между числом электронов и

током фотоумножителя [I4]. Изменение числа электронов на отрезке разрядного промежутка за время dt равно

$$dn_e(t) = n_e(\alpha - \eta)dx = n_e \alpha_{\text{эфф}} v_e dt, \quad (2)$$

или

$$n_e(t) = n_0 \exp\left(\int_0^t \alpha_{\text{эфф}} v_e dt'\right). \quad (2')$$

На основе (1) и (2) можно написать

$$dp(t) = \frac{\delta}{\alpha_{\text{эфф}}} dn_e(t).$$

Но с другой стороны, число электронов на аноде фотоумножителя пропорционально числу излучаемых фотонов $\Delta N_A \sim \Delta p$, отсюда ток фотоумножителя

$$i_{\text{фэу}}(t) = e \frac{dN_A(t)}{dt} = K \frac{dp(t)}{dt} = K \frac{\delta}{\alpha_{\text{эфф}}} \frac{dn_e(t)}{dt}, \quad (3)$$

где коэффициент K учитывает коэффициент усиления фотоумножителя, квантовый выход фотокатода и геометрический фактор. Используя (2) и (2') получаем

$$i_{\text{фэу}}(t) = A \delta v_e \exp\left(\int_0^t \alpha_{\text{эфф}} v_e dt'\right),$$

где A - постоянная.

Логарифмируя $\ln i_{\text{фэу}} = \ln A + \ln(\delta v_e) + \int \alpha_{\text{эфф}} v_e dt$,

а затем дифференцируя, получаем

$$\frac{d[\ln i_{\text{фэу}}]}{dt} = \frac{d[\ln(\delta v_e)]}{d[E/p]} \cdot \frac{d(E/p)}{dt} + \alpha_{\text{эфф}} v_e. \quad (4)$$

Зная α , δ и v_e , как функции от E/p и используя экспериментальные данные $i_{\text{фэу}} = f(t)$, можем найти зависимости $E/p = E/p(t)$ для любого отрезка разрядного промежутка.

Перепишем формулу (3) в виде

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = \frac{1}{K} \frac{\alpha_{\text{эфф}}}{\delta} i_{\text{фэу}}(t), \quad (5)$$

откуда

$$n_e(t) = \frac{1}{K} \int_0^t \frac{\alpha_{\text{эфф}}}{\delta} \frac{E}{p}(t') i_{\text{фэу}}(t') dt', \quad (6)$$

т.е. зная зависимость E/p от времени для любого отрезка разрядного промежутка, можно найти зависимость как скорости генерации зарядов $\frac{dn_e}{dt} = \frac{d(n_+ - n_-)}{dt}$ (n_+ , n_- - соответ-

ственно число положительных и отрицательных ионов), так и числа электронов n_e от времени на этом отрезке с точностью постоянного множителя $1/K$. Множитель можно определить двумя способами.

Первый способ. Ток во внешней цепи и плотность тока в разрядном промежутке связаны формулой [8, с. 281-283]:

$$I(t) = \frac{1}{d} \int_V \frac{E_0}{E_{cp}} j dV, \quad (7)$$

где V - объем межэлектродного пространства,

d - межэлектродное расстояние,

E_0 - распределение поля в отсутствии пространственного заряда, $E_{cp} = U/d$

U - напряжение на промежутке.

В общем

$$j = N_e e v_e + N_+ e v_+ + N_- e v_-,$$

где $N_e, v_e, N_+, v_+, N_-, v_-$ - плотности и дрейфовые скорости соответственно электронов, положительных и отрицательных ионов. Так как скорость ионов на два порядка меньше скорости электронов, то

$$j \approx N_e e v_e,$$

и если S - сечение разряда, n_e - число электронов на отрезке Δx , $n'_e = \frac{n_e}{\Delta x}$ - линейная плотность, то

$$j dV = j S dx = N_e S e v_e dx = \frac{n_e}{\Delta x} e v_e dx = n'_e e v_e dx.$$

Из формулы (7) видно, что наибольший вклад в ток даст та часть подынтегральной функции, где E_0 большое. В случае промежутка острей-плоскость сильное поле сосредоточено вблизи острей, где его приближенно можно считать сферическим

$$E_0 = \frac{Ua}{(x+a)^2},$$

где a - радиус кривизны острей.

В конечном итоге получаем для тока во внешней цепи

$$I(t) = \frac{1}{a} \int_0^d \frac{n'_e(x,t) e v_e(x,t)}{(1 + \frac{x}{a})^2} dx. \quad (8)$$

Это и является первым способом калибровки n_e .

Второй способ. Как уже сказано (п. 3), ток острья $I_{\text{ост}}$ является главным образом током проводимости, т.е. определяется электронами, которые в действительности пересекают поверхность острья. Но эти же электроны возбуждают молекулы вблизи острья. Следовательно, регистрируя свечения на поверхности острья и вычисляя n_e , получаем

$$I_{\text{ост}}(t) = e n_e'(0, t) v_e(0, t). \quad (9)$$

Кроме того, формулы (8), (9) являются критерием правильности наших расчетов. При вычислении E/p , n_e' , v_e мы используем ток фотопомножителя $i_{\text{фот}}(t)$ и с помощью формул (8), (9) получаем ток разряда во внешней цепи $I = I(t)$. Ток $I(t)$ регистрируется практически независимо от сигнала фотопомножителя (обычны являются лишь искажения соединительных кабелей и осциллографа), и если измеренные и вычисленные $I = I(t)$ совпадают, то сделанные нами приближения можно считать удовлетворительными.

Зная распределение напряженности поля, по формуле Пуассона

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

вычисляется распределение объемного разряда.

Преобразуя в нашем одномерном приближении зависимости $E/p(x) = \text{const}$ к виду $E/p(x) t = \text{const}$, можно оценить распределение суммарного объемного заряда в любой момент времени по формуле

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon_0} (N_+ - N_- - N_e). \quad (10)$$

Эмпирические зависимости

Для $\alpha_{\text{эфф}} = \alpha - \eta$ применим формулы из [17]

$$\alpha_{\text{эфф}}/p = 1,047 \cdot 10^{-4} (E/p - 28,15)^2 - 0,00126, \quad E/p \gg 31,6$$

$$\alpha_{\text{эфф}}/p = 2,83 \cdot 10^{-5} (E/p - 18,2)^2 - 0,00512, \quad E/p < 31,6$$

При значениях $E/p \gg 31,6$ В/см мм рт.ст. преобладает ионизация $\alpha_{\text{эфф}} > 0$, а в случае $E/p < 31,6$ преобладающим является приращение.

Для скорости электронов используем формулу из [18]

$$v_e = 1,186 \cdot 10^6 + 3,3364 \cdot 10^5 E/p - 4,895 (E/p)^2.$$

Коэффициент δ взят из работы [19]

$$\delta = 3 \exp\left(-\frac{90}{E/p}\right).$$

Здесь предполагается, что регистрируемое свечение принадлежит второй положительной системе азота, которая высвечивается в области 300–400 нм [20], что наблюдается и в нашем случае (п. 2).

Нахождение зависимостей $E/p(t)$, $\frac{dn_e(t)}{dt}$, $n_e(t)$

Перепишем формулу (4) в ином виде

$$\frac{d(E/p)}{dt} = \left[\frac{d}{dt} (\ln i_{\text{фзг}}) - \alpha_{\text{эфф}} V_e \right] / \frac{d[\ln(\delta V_e)]}{d(E/p)}.$$

С математической точки зрения уравнение представляет обыкновенное дифференциальное уравнение $(E/p)' = f(t, E/p)$, общее решение которого $E/p = CF(t)$, где C – произвольная постоянная. Для определения постоянной C мы должны знать начальные условия $(E/p)_0 = F(t_0)$ для каждого расстояния от острия. В случае однородного промежутка за начальное условие принимают $E(t_0) = U/d$, т.е. значение поля, при котором искажающим влиянием пространственного заряда можно пренебречь [11].

Если бы было известно точное распределение начального поля и наша регистрирующая система обладала бы достаточной чувствительностью для регистрации уже первых лавин, то мы могли бы поступить так же. Однако в нашем случае оба условия не выполняются, начальное значение поля приходится определять пробным путем. Пренебрегая в правой части уравнения (4) первым членом, можно приближенно (с точностью 20%, как определено в [9]) вычислить $E/p(t_0)$, затем по ходу кривых $E/p = E/p(t)$ уточнить начальное значение поля и решать уравнение снова.

Уравнение было решено численно на ЭВМ "Найри-К", вывольным устройством которой был самописец. Использование графического вывода информации при выборе начальных условий дает большой временной выигрыш. При решении уравнения использовался метод прогноза и коррекции, программа которого в общем виде приведена в [21, с. 171–175]. Предварительно квантовались значения

$i_{\text{фзу}}$ шагом 1 нс. Число используемых итерации 20. Одновременно с вычислением $E/p(t)$ были получены и зависимости $\frac{dne(t)}{dt}$ и $ne(t)$.

5. Результаты вычислений и их анализ

Импульс Тричела. В промежутке острие-плоскость при отсутствии объемного заряда относительная напряженность поля E/p на поверхности острья больше 100 В/см мм рт.ст. при пороговом напряжении отрицательной короны. Регистрируемые нами значения E/p везде значительно ниже этой величины (рис. 6а), что свидетельствует о большом влиянии объемного заряда. На начальном этапе в наблюдаемой части разряда при всех расстояниях x от острья напряженность поля растет и достигает своего максимального значения почти одновременно при $t = 4+5$ нс. Спады, в пределах точности измерений, можно считать одинаковыми. Исключением является лишь приэлектродный слой, где поле снижается более медленно. Кривые на рис. 6-б, в, г имеют обобщающий характер и дают возможность наглядно связать вычисленные зависимости как между собой, так и с экспериментальными кривыми $i_{\text{фзу}}$. Напряженность поля E/p достигает максимума в момент, когда крутизна кривой $i_{\text{фзу}}$ максимальная. Скорость генерации зарядов на отрезке Δx , $\frac{dne}{dt} = \frac{d(n_+ - n_-)}{dt}$, характеризующая эффективность ионизационных процессов, более чувствительна к изменениям поля по сравнению с числом электронов (рис. 6-в, г.). При $(E/p)_{\text{макс}}$ число электронов невелико и растет сравнительно медленно при падении E/p до 31,6 В/см мм рт.ст. При дальнейшем уменьшении поля $\frac{dne}{dt}$ становится отрицательными и количество генерируемых отрицательных ионов превышает количество создаваемых положительных ионов, а число электронов уменьшается.

В однородном поле при разрядах, где искажающее влияние объемного заряда небольшое, изменения свечения и количества электронов считают приблизительно пропорциональными. В нашем случае при разных расстояниях x грубо постоянным остается лишь отношение $(ne)_{\text{макс}} / (i_{\text{фзу}})_{\text{макс}}$.

Зависимости, характеризующие временно-пространственное развитие импульса Тричела, собраны на рис. 7. Представим на их основе механизм разряда.

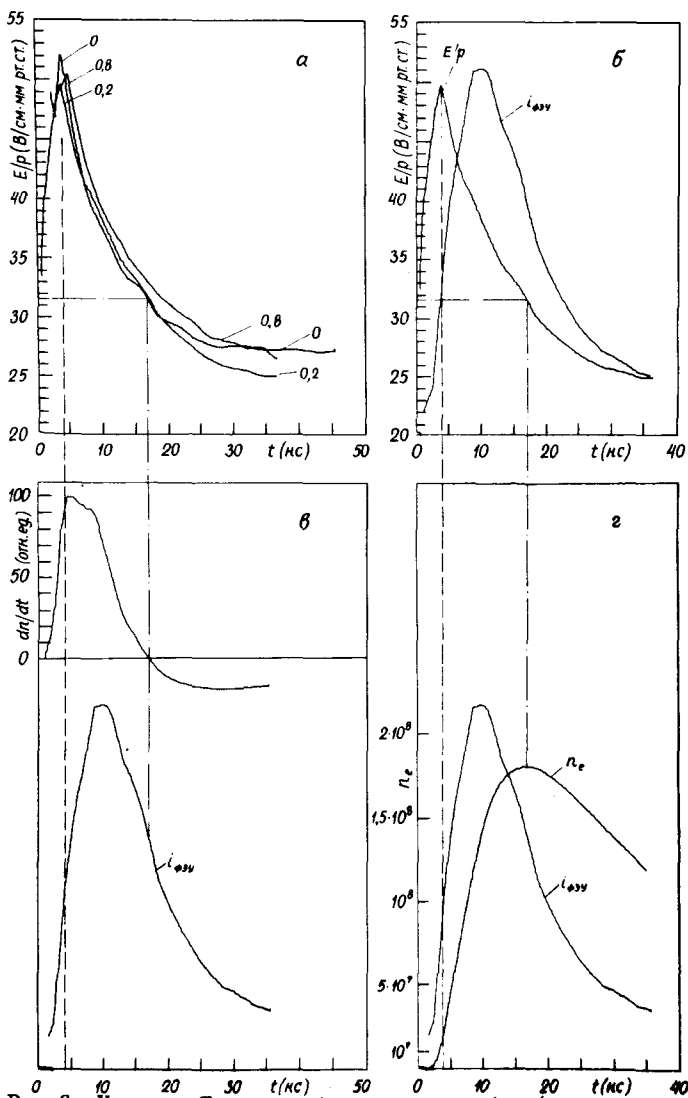


Рис.6. Импульс Тричела. Зависимость E/p , $\frac{dn_e}{dt}$ и n_e от времени t : а: параметр - расстояние x от острья в мм. б, в, г: везде $x = 0,2$ мм; {---} - момент $E/p = (E/p)_{\text{макс}}$; {-.-.} - $E/p = 31,6$.

Для сравнения на каждом рисунке приведена зависимость $i_{\text{эп}}(t)$.

Впервые дано удовлетворительное объяснение наблюдаемому в эксперименте короткому промежутку времени формирования и длительности импульса Тричела в 22. Развитие импульса можно разбить на две стадии. Длительность первой, медленной стадии 0,5 мкс. В этой стадии в зоне ионизации накапливается объемный заряд и происходит перераспределение поля. Накопление объемного заряда и дальнейшее быстрое развитие обеспечиваются механизмом параллельного генерирования лавин.

Так как ток в этой стадии слабый, мы можем регистрировать лишь его конечный момент (рис. 7А, $t = 2$ нс). Максимум положительного объемного заряда находится на расстоянии $x = 0,25$ мм, в его катодной стороне объемного заряда поле максимально и там происходит самая интенсивная генерация зарядов. Плотность электронов сравнительно небольшая. Развитие импульса Тричела во второй стадии целесообразно в свою очередь рассматривать в двух частях: А(рис. 7А) – переходной этап, часть Б(рис. 7Б) – этап тлеющего разряда.

Часть А. В поле между острием и положительным объемным зарядом происходит сильная ионизация. В результате этого область, где преобладает положительный объемный заряд, перемещается в сторону острия, а прежний положительный объемный заряд полностью компенсируется зарядом электронов, вместе с тем усиливается поле в сторону плоскостного электрода. В момент времени $t = 5,5$ нс поле максимально на расстоянии 0,05 мм, которому следует минимум, что совпадает со средней точкой между объемными зарядами положительных ионов и электронов. Скорость генерации зарядов достигает своего максимального значения во всей наблюдаемой части промежутка, что в свою очередь обуславливает понижение поля. При $t = 5,5$ нс максимум распределения электронов находится на расстоянии $x = 0,15$ мм, далее следует почти линейное уменьшение числа электронов. Это можно объяснить двумя причинами:

1) поскольку скорость электронов конечна, то число электронов на расстоянии x от острия отражает эмиссию на электроде в момент $t' = x/\bar{v}$, где \bar{v} – средняя скорость электронов

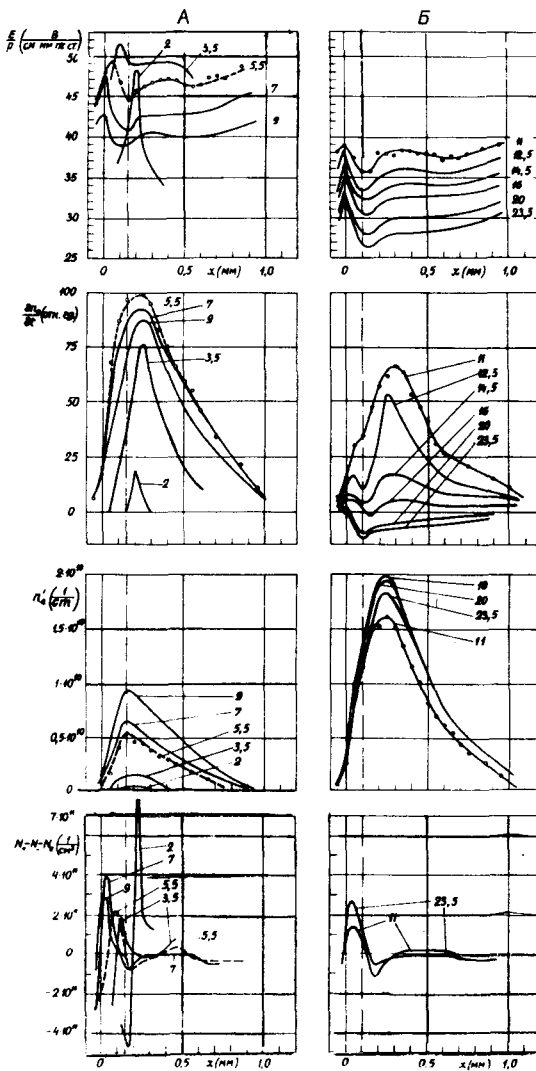


Рис. 7. Импульс Тричела. Распределение E/p , $\frac{dn}{dx}$, n_e и $(N_+ - N_- - N_e)$ в пространстве. Параметр - время от начала наблюдаемого разряда в нс. Расстояние x измеряется от вершины острья. Распределение объемного заряда полностью изображено на части А только для $t = 5,5$ нс.

2) плотность ионизированного газа недостаточна для удержания электронов, и некоторая часть из них уходит с разрядного объема. Приближением при таких значениях поля можно пренебречь. Переходный этап А заканчивается, когда максимум объемного заряда приближается к острию на расстояние $x = 0,05$ мм. Общая продолжительность этого этапа разряда ≈ 10 нс.

Отметим, что такой же этап разряда существует в однородном поле при переходе разряда Таунсенда в искру [23].

Часть Б. (рис. 7Б). На этом этапе напряженность поля повышается одинаково на всем наблюдаемом участке, соответственно падает и скорость генерации, и начиная с $t = 11$ нс можно наблюдать образование завала на распределении. При $E/p \sim 35$ число генерируемых отрицательных ионов становится сравнимым или даже большим, чем число электронов [(14, с. 167-174)], и в разрядном промежутке начинается накопление объемного заряда отрицательных ионов. С понижением поля dne/dt уменьшается быстро и при $t = 20$ нс остается положительным лишь на поверхности острия. Общее число электронов изменяется в этой стадии мало. Оно достигает своего максимального значения при $t = 18$ нс, когда E/p становится равным $31,6$ В/см мм рт.ст. в большей части разрядного промежутка. Изменения в распределении объемного заряда также невелики. Сравнение момента $t = 23,5$ нс с $t = 11$ нс показывает, что в положительном столбе преобладает отрицательный объемный заряд, и поскольку эмиссия электронов с катода уменьшилась, то положительный объемный заряд в приэлектродной части увеличился. Разряд может устойчиво существовать лишь в том случае, если скорости генерации и исчезновения электронов равны. Однако в нашем случае прилипание значительно превышает ионизацию и разряд прекращается.

Полученные результаты позволяют конкретизировать существующие модели и представления об импульсе Тричела:

1. Распределение поля в наблюдаемой стадии импульса Тричела коренным образом отличается от распределения в отсутствующие пространственных зарядов.

2. Уменьшение напряженности поля вызвано интенсивной генерацией электронов и положительных ионов.

3. При понижении поля ниже критической главным механизмом исчезновения электронов станет прилипание, чем обусловлено и прекращение импульса Тржчала.

Предначальный стример

В однородном поле переход лавины в стример имеет сильную зависимость от перенапряжения [24]. Такую же зависимость можно наблюдать и в случае перехода вспыхивающего импульса в стример (рис. 8а,б).

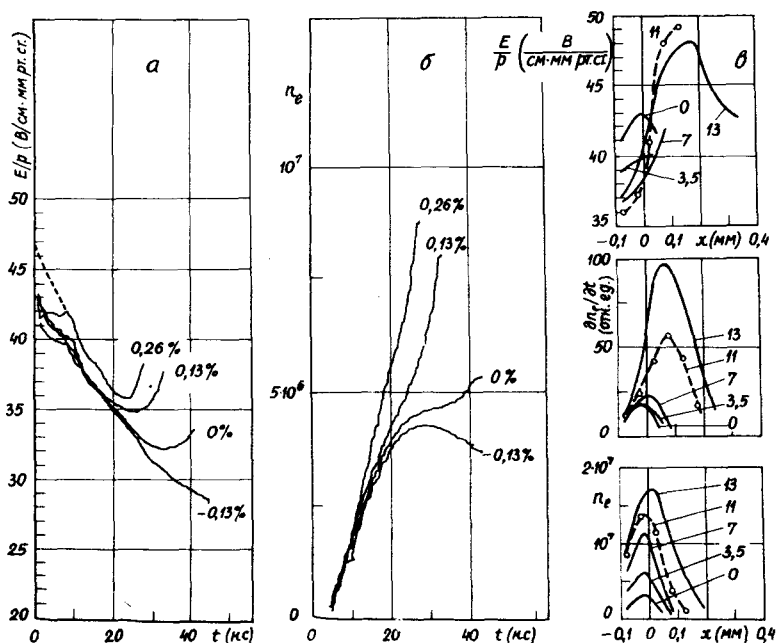


Рис. 8. Переход вспыхивающего импульса в стример.

а,б - зависимости соответственно E/p и n_e от времени на поверхности острья $x = 0$ мм, $\Delta x = 0,1$ мм. Параметр - перенапряжение $\Delta U / U_{стр} \cdot 100$. Начало оси времени на этих рисунках не связано с остальными рисунками. в - изменение E/p , $\frac{dn_e}{dt}$ и n_e в приэлектродной области в начальной стадии разряда. Параметр - время в нс от наблюдаемого начала.

При возникновении разряда на напряжениях ниже стримерного порога напряженность поля на поверхности острья монотонно падает, а число электронов после достижения максимума тоже

уменьшается (рис. 8а,б: $-0,13\%$). При небольшом повышении напряжения (рис. 8а,б: 0%) становится возможным переход вспыхивающего импульса в стример. Первые этапы разряда такие же, как и в случае вспыхивающего импульса; происходит уменьшение поля на острие. Когда число электронов достигает критической величины $5 \cdot 10^6$ непосредственно после максимума вспыхивающего импульса начинается увеличение числа электронов. Этому соответствует и увеличение поля. Соответствующие пространственные изменения приведены на рис. 8 - в.

Переход вспыхивающего импульса в стример имеет много общего с образованием анодных пятен дугового разряда низкого давления [25, с. 394-398], поэтому приписываем названный механизм для объяснения наблюдаемых зависимостей.

Вспыхивающий импульс, т.е. разряд Таунсенда, вторичным механизмом которого является фотоионизация, является самогасящимся процессом. Основная часть электронов и ионов возникает в тонком слое на поверхности острия. Так как поглощение электронов анодом превышает генерирование новых зарядов, то в этой области преобладает положительный объемный заряд, что вызывает понижение поля, с тем же уменьшается ионизация и процесс прекращается. При повышении напряжения генерация зарядов увеличивается, а также и приэлектродный плазменный слой (рис. 8в $t = 0$; 3,5 нс; рис. 9а).

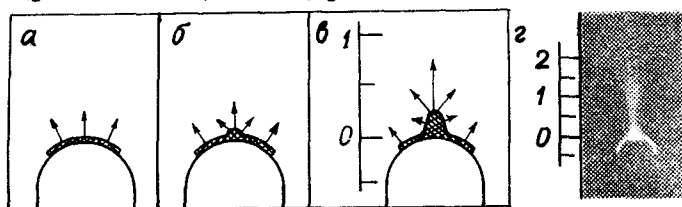


Рис. 9а,б,в - формирование прианодного плазменного нароста

г - статическая фотография большого числа (~ 100) пере-
крывающихся стримеров в прианодной области. Масштаб в мм.

Существование такого слоя неустойчиво. Если в плазменном слое вспыхивающего импульса происходит местное повышение генерации зарядов (с наибольшей вероятностью у вершины острия), то толщина слоя возрастает, плазменный нарост вытягивается

и поле увеличивается в сторону катода (рис. 8-в $t = 7$; II; I3 нс; рис. 9-б, в). Местное повышение генерации имеет статистический характер, чем и объясняется наблюдаемое в эксперименте существование при одном и том же напряжении как вспыхивающего импульса, так и стримера.

В однородном поле переход лавины в стример возможен в случае, когда число носителей в лавине достигает критической величины $n \sim 10^8$ [14, с. 152]. Хотя этот критерий является формальным, его довольно успешно используют при моделировании разряда и в случае неоднородного поля при больших радиусах кривизны острия, и при больших перенапряжениях, однако в случае сравнительно малых радиусов кривизны получаются большие отклонения по сравнению с экспериментом, и как показано в [26], для более точного совпадения следует принять $n \sim 10^5$. Кроме того, во всех случаях считают, что переход в стример является однолавиным процессом, однако в нашем случае возникновение стримера становится возможным лишь после прохождения многих лавин (вспыхивающего импульса).

В [27, с. 179] сформулировано более физическое условие реализации стримера: стример осуществляется, когда дебаевский радиус станет существенно более малым, чем характерные размеры ионизованного газа. Для проверки, выполняется ли данное условие в нашем случае, сделаем грубую оценку: будем считать область плазменного нароста цилиндрической с диаметром $\approx 0,2$ мм (рис. 8г), а поскольку критическое число электронов равно $5 \cdot 10^6$, то получим концентрацию $2 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{см}^3}$. Считая, что энергия электронов не превышает 15 эв [28], получим для дебаевского радиуса

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T}{N e^2} \right)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ мм}.$$

Сравнив λ_D с характерным размером плазмы ($\approx 0,1$ мм), можем сказать, что условия перехода выполняются даже в наилучшем случае.

Усиление поля в катодной стороне плазмы (на расстоянии 0,1 мм от острия) вызывает увеличение dn_e/dt , а также числа электронов в этой области (рис. 8в). В резуль-

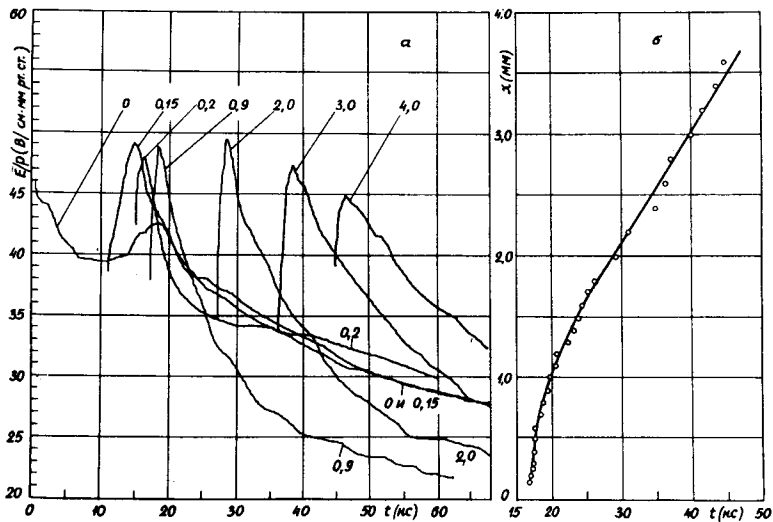


Рис. 10. Предначальный стример. а - изменение напряженности поля во времени при разных расстояниях x (в мм); б - зависимость положения $(E/p)_{\text{макс}}$ от времени.

тате усиления поля электроны, созданные фотоионизацией, размножаются в этом поле и стример проникает в разрядный промежуток. Зависимости $E/p = E/p(t)x = const$ сходны для всех участков разрядного промежутка, исключением является лишь приэлектродное пространство (рис. 10а). На протяжении первых двух миллиметров от острия ширина кривых $E/p(t)$ меняется мало - влиянием разветвления можно пренебречь. Максимум кривой $E/p(t)x = const$, в пределах ошибок измерений, до $x \approx 2$ мм не зависит от расстояния и остается в пределах $E/p = (50 \pm 2)$ В/см мм рт.ст. Разбросы связаны не только со статистическим характером стримера, но и с конечным шагом квантования начальных кривых $i_{\text{ФЭУ}}(t)$. При $x > 2$ мм ширина кривых $E/p(t)$ увеличивается, и максимальное значение $E/p(t)x = const$ медленно уменьшается. Связывая максимальное значение поля $(E/p(t))_{\text{макс}}$ с головкой стримера, можно определить по графику $x_{E/p \text{ макс}} = x(t)$ (рис. 10б) аксиальный компонент скорости стримера. Скорость уменьшается

с возрастанием x : на первом миллиметре - $2,7 \cdot 10^7$ см/с, на четвертом - $0,9 \cdot 10^7$ см/с. Зависимости $dn_e(t)/dt$ и $n(t)$ при $x = \text{const}$ в принципе такие же, как и в случае импульса Тричела (рис. 6).

На рис. II приведены зависимости E/p , $\partial n_e / \partial t$ и n_e' от x при $t = \text{const}$, а также вычисленное по кривой $E/p = E/p(x)$ распределение объемного заряда. Хотя одномерное приближение при вычислении объемного заряда в данном случае является грубым, оно дает возможность более наглядно интерпретировать полученные зависимости. Начнем рассмотрение полученных результатов с кривых для момента времени $t = 18$ нс, поскольку они являются типичными для той области разрядного промежутка, где влиянием разветвления можно пренебречь. Электроны, созданные фотоионизацией, дают начало лавинам, которые движутся в поле головки стримера (рис. II, I область) С возрастанием числа электронов возрастает и скорость генерирования новых электронов и положительных ионов, но преобладающим является объемный заряд электронов. Попадая в канал стримера, электроны частично нейтрализуют положительный объемный заряд, но так как величина стримера не прекращается, общее число электронов продолжает расти (рис. II, II область). Интенсивное генерирование зарядов происходит на отрезке, который можно характеризовать полушириной L . Нарастание числа электронов влечет за собой дальнейшее компенсирование положительного объемного заряда и уменьшение поля. В следующей области (рис. II-III) dn_e/dt и n_e' значительно уменьшаются, величина поля такова, что влиянием прилипания нельзя пренебречь, хотя количество генерируемых положительных ионов превышает количество отрицательных. Поскольку ионы можно считать неподвижными, а дрейфом электронов пренебречь нельзя, отрицательный объемный заряд накапливается и превышает положительный объемный заряд (рис. II-IV). С течением времени область преобладания отрицательного объемного заряда расширяется в сторону катода. Так как на поверхности острия от первых стадий разряда остался положительный объемный заряд (рис. II-V), то поле между объемными зарядами больше, чем в III области, и скорость ионизации dn_e/dt , линейная плотность так и электронов n_e' растут. Полученная

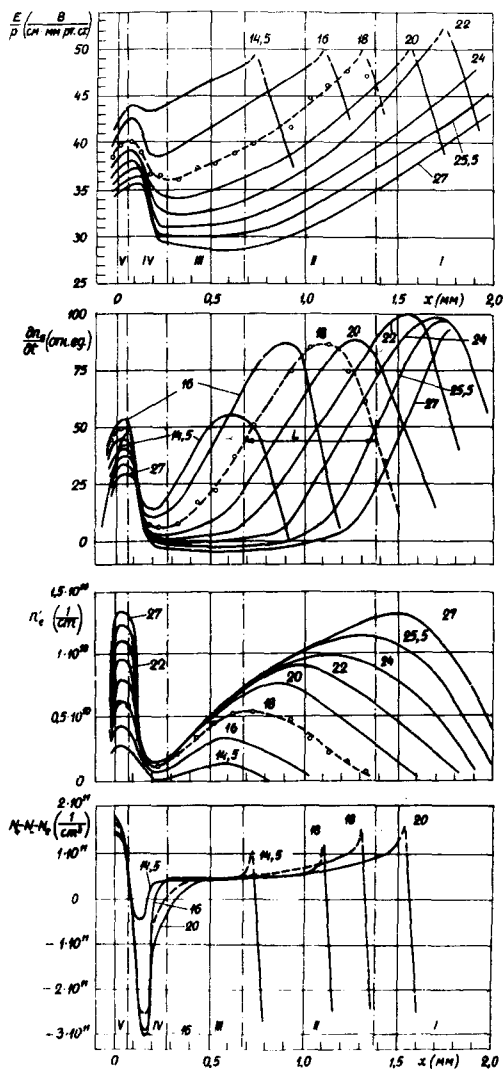


Рис. II. Предначальный стример. Зависимости E/p , $\frac{dn_e}{dx}$, n_e и $(N_i - N_e)$ от расстояния до острия. Параметр - время в нс, (- - -) линии разделены характерные части разряда при $t = 18$ нс (см. текст).

нами концентрация суммарного объемного заряда имеет порядок $10^{11} \frac{I}{\text{см}^3}$, но измеренная по эффекту Штарка концентрация ионов в стримере имеет порядок $10^{15} \frac{I}{\text{см}^3}$ [28]. Для вычисления такого большого расхождения сделаем одну дополнительную оценку. Если считать, что радиус канала такой же, как у головки $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ см [29, 8] и максимальное число электронов на отрезке $\Delta x = 0,1$ мм при $t = 18$ нс равно $\approx 0,5 \cdot 10^8$, то для концентрации получим порядок 10^{14} I/см^3 , такой же порядок имеет концентрация ионов, что на три порядка больше, чем суммарный объемный заряд.

На основе вычислений можно сделать следующие выводы:

- 1) Переход всплывающего импульса в стример становится возможным в том случае, когда дебаевский радиус меньше характерных размеров приэлектродного ионизованного слоя.
- 2) В основной части стримерного канала преобладает положительный объемный заряд.
- 3) Напряженность поля в канале достаточна для ионизации, что происходит не только вблизи головки, но и на протяженном конечном отрезке канала.
- 4) Канал стримера можно считать квазинейтральным, т.е. концентрация электронов и ионов в канале стримера на три порядка превышает суммарную концентрацию.

Применимость и ограничения метода

Для проверки наших результатов сравним импульс тока, вычисленный по формулам (8), (9), с измеренным (рис. 12).

Вычисленный по формуле (9) импульс тока хорошо совпадает с измеренным для обоих коронарных импульсов. Но вычисленный по формуле (8) импульс в удовлетворительной степени совпадает с измеренным лишь в начальной части, спад вычисленного импульса, особенно в случае импульса Тричела, более быстрый, чем наблюдается в эксперименте.

Перечислим наиболее вероятные причины расхождения:

- 1) Для напряженности поля E_0 в формуле (8) использовалось сферическое приближение.
- 2) Регистрируемый ток считали чисто электронным.
- 3) При вычислениях предполагалось, что возникающие отрицательные ионы стабильны, и мы пренебрегали отрывом электронов.

Спад импульса тока происходит с постоянной времени $\tau = 70$ нс, что является слишком быстрым для влияния ионного компонента на импульс тока. Кроме того, влияние должно быть одинаковым при применении обеих формул. Постоянная времени отрыва электронов сильно зависит от напряженности поля I_2 . Предполагая, что спад импульса тока обусловлен запаздывающими электронами, мы получаем при постоянной $\tau = 70$ нс для напряженности поля значение $E/p \approx 35$. Такое значение в среднем и наблюдается в приэлектродной области в течение сравнительно долгого промежутка времени.

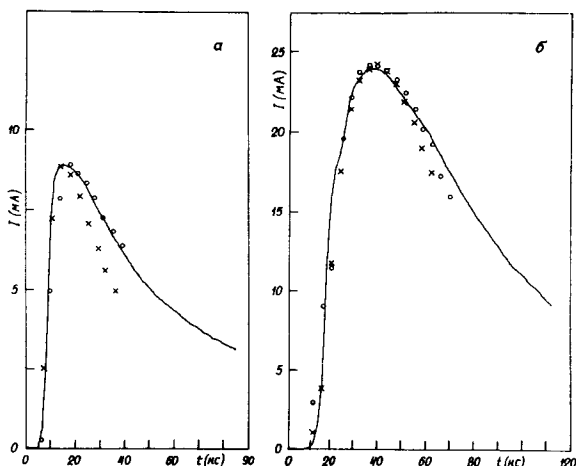


Рис. 12. Сравнение измеренного (сплошная линия) и вычисленного импульсов тока. а - импульс Тричела, б - предначальный стример, (о) - вычисленный по формуле (9); (х) - вычисленный по формуле (8).

Максимальные значения напряженности поля, по-видимому, являются заниженными из-за

- 1) конечного времени нарастания регистрирующей системы
- и 2) недостаточного пространственного разрешения.

Наше пространственное разрешение не лучше 0,05 мм, и мы можем регистрировать лишь среднее значение поля на этом отрезке, но размеры головки стримера и приэлектродной области конечной стадии импульса Тричела меньше 0,05 мм.

Максимальную напряженность поля в головке можно оценить, считая, что скорость стримера в первом приближении определяется скоростью электронов в поле головки.

В таком случае мы получаем для первого миллиметра от острия для головки стримера $E/p \approx 75$ В/см мм рт.ст.

Дальнейшее улучшение описанной методики возможно после повышения пространственного разрешения и определения передаточной функции регистрирующей системы.

Автор выражает благодарность начальнику машины "Напри-К" кафедры общей физики ТГУ О. Теллеру за большую помощь при составлении программы и ст. инженеру Х. Корге за помощь в эксперименте и в окончательном оформлении результатов, а также всему коллективу сектора газового разряда проблемной лаборатории аэроионизации ТГУ во главе с научным руководителем лаборатории доцентом К. Куду за дискуссию. Ценные замечания, сделанные рецензентом А.А. Жуковым, значительно способствовали оформлению окончательного варианта статьи.

Л и т е р а т у р а

1. Bugge C., Sigmond R.C. The Townsend and Trichel Pulse Stages of the Low Pressure Negative Corona in Dry Air.-Proc. IX ICPIG, 289, Bucharest, 1969.
2. Torsethougen K., Sigmond R.S. The Trichel Pulse Phase of Negative Coronas in the Trichel Pulse Regime in Air.-Proc. XI ICPIG, 195, Prague, 1973.
3. Ikuta N., Kondo K. A Spectroscopic Study of Positive and Negative Coronas in N_2-O_2 Mixture.-IV Int. Conf. Gas Discharges, 227, Swansea, 1976.
4. Korge H., Kudu K., Laan M. Development of DC Corona Pulses at Atmospheric Pressure.-Proc. XIII ICPIG, 451, Berlin, 1977.
5. Корге Х.Й., Лаан М.Р. Изучение формирования высокочастотного разряда на факельной частоте. - Учен.зап.Тарт. ун-та, 409, 3-25, Тарту, 1975.
6. Nasser E. Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics, 304-332, N-Y, 1971.

7. Айтс М.Х., Куду К.Ф., Хальясте А.Я. Исследование последовательности первичный-вторичный стример в воздухе. - Учен.зап.Тарт. ун-та, 443, 3-20, Тарту, 1977.
8. Marode E.G., La formation de l'arc entre une pointe positive et un plan, Thèses, Paris, 1972.
9. Doran A.A. The Development of a Townsend Discharge in N_2 up to Breakdown Investigated by Image Converter, Intensifier and Photomultiplier Techniques.-Z. für Physik, 208, 427-440, 1968.
10. Doran A.A. Space Charge Fields in the Development of a Townsend Discharge in Nitrogen.-Aust. J. Phys., 22, 447-452, 1969.
11. Doran A.A. The Propagation of a Luminous Front Through a Developing Spark Discharge in N_2 .-Proc. IX ICPIG, 280, Bucharest, 1969.
12. Frommhold L. Über verzögerte Elektronen in Elektronenlawinen, insbesondere in Sauerstoff und Luft, durch Bildung und Zerfall negativer Ionen.-Fortschritte Phys., 12, 597-643, 1964.
13. Wagner K.H. Ionization, Electron-Attachment-Detachment and Charge-Transfer in Oxygen and Air.-Z. für Phys., 241, 258-270, 1971.
14. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах, Москва, 1968.
15. Hartmann G. Production of Trains of Luminous Impulses of Less than One Nanosecond Duration.-2nd Int. Conf. Gas Discharges, 258-262, London, 1972.
16. Волькенштейн А.А., Кувальдин Э.В. Фотоэлектрическая импульсная фотометрия, Ленинград, 1975.
17. Isa H. Field Analyses of Sphere-Sphere and Rod-Plane Gaps and Its Application to Calculation of Breakdown Voltage.-El. Engineering Japan, 91, 89-97, 1971.
18. Bayle P., Bayle M. Simulation of Secondary Processes in Breakdown in Air.-Z. Phys., 266, 275-281, 1974.

19. Kline L. E. Effect of Negative Ions on Current Growth and Ionizing Wave Propagation in Air.-J. Appl. Phys., 46, 1994-2000, 1975.
20. Hartmann G. Spectes émis par des phénomènes pridisruptifs dans l'air à la pression atmosphérique.-C.R. Acad. Sc. Paris, 270B, 309-312, 1970.
21. Левин В.М., Литвин Б.Ф. Приближенные вычисления и программирование на ЭВМ "Найри-2", Ленинград, 1977.
22. Александров Г.Н. О природе тока отрицательной короны, ЖТФ, 33, 223-230, 1963.
23. Köhrmann W. Development of The Townsend Discharge, with time, to breakdown. В книге : Rees J.A. Electrical Breakdown in Gases, London, 1973.
24. Толль Х. Развитие электронной лавины в азоте при перенапряжении, часть II, в книге: Г. Петер, Электронные лавины и пробой в газах, Москва, 1968.
25. Грановский В.Л. Электрический ток в газах, Москва, 1971.
26. Salama M.M.A., Porckh H., Srivastava K.D. A Comment on the Calculation of Corona Onset Voltage.-Appl. Phys. Letters, 30, 139-141, 1977.
27. Дозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры, Москва, 1975.
28. Bastien F., Fertit B. and Marode E. H_{α} and H_{β} broadening emitted by minute concentrations of hydrogen in oxygen corona discharger.-J. Phys. D. Appl.Phys., 9, L 155 - L 158, 1976.
29. Даусон Дж., Вини У. Модель распространения стримера, в книге: Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах, Москва, 1968.

CALCULATION OF THE ELECTRIC FIELD DISTRIBUTION
IN DIRECT CURRENT CORONA PULSES

M. Laan

Summary

The present report deals with the calculation of the electric field strength, the linear density of electrons and the space charge depending on time and position in the point-to-plane gap. Calculations have been carried out on the basis of the measurements of the photocurrent.

The basic conclusions drawn from the discussion of the material concern the following.

1. The distribution of the electric field in the stage of the discharge under study completely differs from the distribution of the electric field in the absence of the space charge.

2. The Trichel pulse (negative point).

a) A decrease in the field strength is due to intensive generation of electrons and positive ions.

b) In case the electric field strength decreases below the critical value, the principal mechanism is the loss of electrons by adhesion, which also leads to the cessation of the Trichel pulse.

3. The pre-onset streamer (positive pulse).

a) Transition of the burst-pulse into a streamer becomes possible in case the Debye length is smaller than the characteristic sizes of the ionizing layer at the electrode.

b) The positive space charge predominates in the principal part of the streamer channel.

c) The field strength in the channel is sufficient for ionization, which proceeds not only near the tip of the streamer but also in a finite length of the channel.

d) The streamer channel may be considered as quasi-neutral, i.e. the concentration of electrons and ions in the streamer channel exceeds the total concentration by three orders of magnitude.

РАЗРЯД В ЧИСТОМ АЗОТЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ
В ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЕ-ПЛОСКОСТЬ

Корге Х.И.

Общие условия. Исследования коронного разряда в воздухе [1, 2, 3] привели к необходимости изучать разряд в газе без электроотрицательного компонента. Для этого начаты исследования разряда в чистом азоте при прочих неизменных условиях, т.е. при атмосферном давлении и в промежутке острие-плоскость. Острие - 1 мм платиновая проволока с полусферической верхушкой, плоскость - никелевый диск диаметром 20 см, межэлектродное расстояние - 4 см. Разрядный промежуток находился в камере из нержавеющей стали и снабженного кварцевыми смотровыми окнами. Камера откачивалась до давления $7 \cdot 10^{-8}$ мм рт.ст. и наполнялась азотом особой чистоты (азота не менее 99,996%, кислорода, водорода и углеводов - каждого меньше, чем 0,001%). Давление в камере 770 мм рт.ст., и измерялось оно ртутным манометром, который присоединялся к камере через ловушку с жидким азотом. Никакое облучение разрядного промежутка не применялось.

Разряд при постоянном отрицательном напряжении. В воздухе при атмосферном давлении в таком промежутке при отрицательном напряжении на острие разряд возникает в виде импульсов Тричела, порог которых равен -8,1 кВ.

На рис. 1 приведена схема определения вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда, а на рис. 2 - ВАХ разряда в азоте при отрицательном напряжении и внешние виды разряда. Разряд возникает в виде диффузного свечения, покрывающего верхушку острия, с минимальным порогом -4,6 кВ. Однозначно определить порог трудно, т.к. среда как бы помнит предыдущее - от того, когда и какой разряд горел, зависит не только порог, но и интенсивность разряда. При повышении напряжения, вслед за первоначальным прыжком или после возникновения,

ток разряда и его интенсивность начинают спадать и достаточно долго после установления напряжения или возникновения (≥ 5 мин.) ток спадает по закону $i = kt^{-1/2}$, где k - коэффициент пропорциональности при данном напряжении U , t - время от возникновения разряда или установления напряжения.

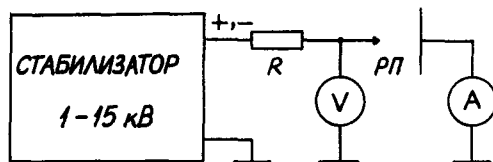


Рис. 1. Схема определения вольт-амперной характеристики разряда. R - балластное сопротивление, РП - разрядный промежуток.

В широком диапазоне участка АВ (рис. 2) h равно $k = k_0 \exp a(U - U_0)$, где U_0 - пороговое напряжение, k_0 - значение k , соответствующее U_0 , a - коэффициент. Значения коэффициентов a и k_0 меняется от опыта к опыту даже при одинаковых U_0 . Пределы изменения $a = 2 + 4 \text{ кВ}^{-1}$, $k_0 = 5 \cdot 10^{-10} + 5 \cdot 10^{-9} \text{ А.с}^{1/2}$. В данном случае $k_0 = 6,38 \cdot 10^{-10} \text{ А.с}^{1/2}$ и $a = 2,76 \text{ кВ}^{-1}$, т.е.

$$k = 6,38 \cdot 10^{-10} \exp 2,76 (U - 4,60) \text{ А.с}^{1/2}.$$

Подобную зависимость для k можно вывести при одинаковых промежутках времени выжидания. В данном опыте время выжидания равно 20 минутам.

При приближении к точке В рост k , а соответственно и тока i , становится сверхэкспоненциальным. В точке В после продолжающегося некоторое время спада начинается сначала медленный, затем все более ускоряющийся рост тока, который может длиться от нескольких до нескольких десятков минут (участок ВС). В итоге ток увеличивается на три порядка и диффузное свечение стягивается в яркий язычок, откуда развивается канал, перекрывающий весь разрядный промежуток. Обычно канал несколько (на $15^\circ - 30^\circ$) отклонен от оси.

Для этой формы разряда характерна ВАХ, в определенной степени аналогичная ВАХ тлеющего разряда. На участке CDE

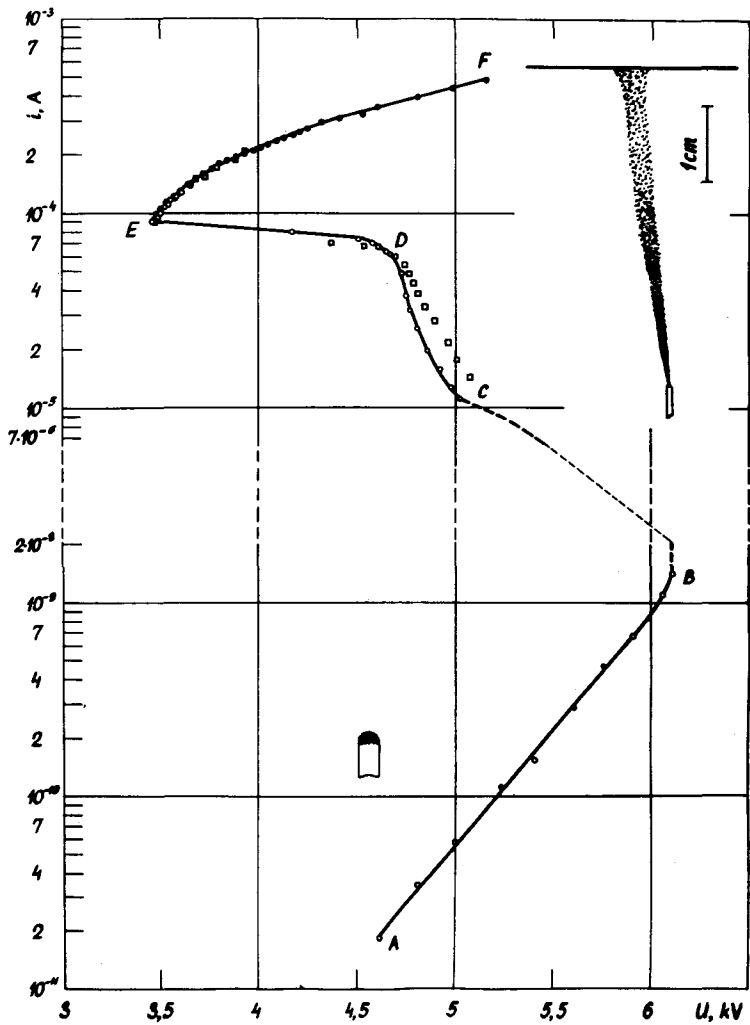


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика и внешние виды разряда при отрицательном острие. \circ - $R = 90$ МОм, \bullet - $R = 6,8$ МОм, \square - $R = 53$ МОм.

ВАХ спадающая. Крутизна спада di/dU несколько зависит от балластного сопротивления R . На участке CD уменьшение напряжения сравнительно малое при росте тока, но когда ток превышает 70 мкА, происходит скачок – падение напряжения на промежутке уменьшается почти на киловольт и после этого ВАХ разряда становится возрастающей (участок EF).

Разряд при постоянном положительном напряжении. В воздухе при атмосферном давлении в таком промежутке пороговое напряжение стримеров равно +7,9 кВ.

В азоте разряд возникает при +9,8 кВ и в установившейся форме представляет перекрывающийся разрядный промежуток канал (рис. 3). Диффузность канала растет, а его яркость убывает по мере удаления от острья. На верхушке острья существует яркое электродное пятно, яркость которого значительно превышает яркость канала. Обычно разряд образует относительно оси промежутка небольшой угол (15° – 30°). В общем, при положительном напряжении угол отклонения канала варьируется в больших пределах и иногда может достигать у острья почти до 90° с соответствующим увеличением изгиба канала. При одном и том же напряжении большему углу отклонения соответствует меньший ток. Наблюдалось и перепрыгивание установившегося разряда с одной точки верхушки острья в другую с изменением угла отклонения.

На рис. 3 приведена ВАХ разряда при угле отклонения меньше 30° . ВАХ мало зависит от балластного сопротивления – в пределах ошибок измерения ВАХ при разных R (6,8 МОм, 90 МОм и 450 МОм) совпадают.

Самостоятельный интерес представляет процесс возникновения разряда в азоте. Обычно стационарный разряд устанавливался после прохождения стримера. Значительно реже канал образовывался без предварительного прохождения стримера. Возможно, что последний механизм развития аналогичен прослеженному Вестбергом в чистом аргоне [4], который за неимением более определенного названия "медленным" механизмом.

Стримеры в азоте значительно ярче, чем в воздухе – в разрядном промежутке их яркость более чем в пять раз превышает яркость стримеров в воздухе, да и распространяются они на значительное расстояние – на 25–30 мм.

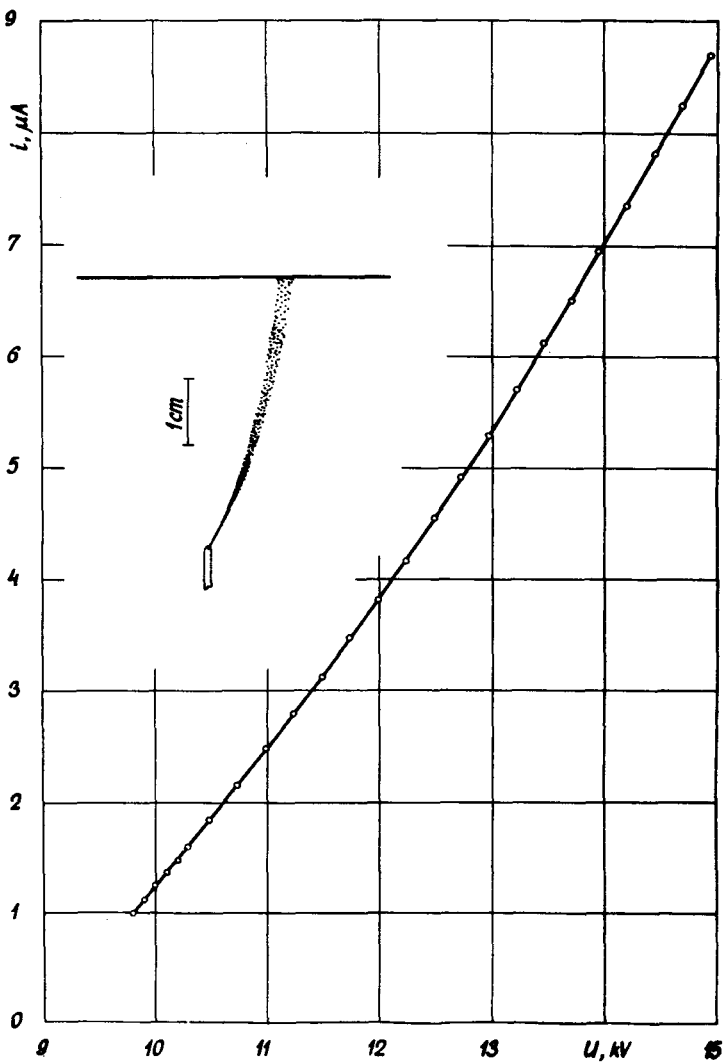


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика и внешний вид разряда при положительном острие ($R = 6,8 \text{ МОм}$).

Другие известные в воздухе при положительном острей формы разряда - вспышечные импульсы и локализованная у острия непрерывная корона - в азоте в данных условиях не существуют.

Обсуждение. Различия в напряжениях возникновения положительной и отрицательной короны и их соотношения с пороговыми напряжениями в воздухе согласуются с предшествующими исследованиями [5, 6].

Понижение порога в азоте при отрицательном напряжении объяснимо большим значением коэффициента ионизации в азоте по сравнению с воздухом, а также повышением вторичных процессов на катоде, одним из наиболее вероятных при таких низких E/p является вторичная электронная эмиссия при столкновении метастабильных молекул азота с катодом [7, 8]. Чистота газа (кислорода не более 10^{-5} доли) вполне достаточна для исключения подавляющего действия отрицательных ионов, на что указывает отсутствие импульсов Тричела.

В работе Боше и др. [9] экспериментальным доказательством несостоятельности модели Гермштейна [10] являлось существование непрерывной короны в сравнительно чистом азоте. В нашем случае не существовало непрерывной короны, но на наш взгляд это не является доказательством существования слоя Гермштейна ни в воздухе, ни в экспериментах работы [9]. Следует также учитывать изменение эффективности фотоионизации.

Очевидно, что эффективность фотоионизации как вторичного механизма в чистом азоте значительно падает, на что указывают:

- 1) отсутствие вспышечных импульсов при напряжении, которое почти на 2 кВ превышает их порог в воздухе;
- 2) значительное повышение порога стримеров по сравнению с воздухом;
- 3) параллельно со стримером существует "медленный" механизм развития разряда.

"Медленный" механизм развития разряда при положительном напряжении не имеет пока удовлетворительного объяснения. Наиболее обоснованным можно считать предположение, что здесь вторичным процессом является фотоэффект на катоде, - процесс, который поддерживает также существование установившегося

разряда.

Автор выражает глубокую благодарность ассистенту кафедры общей физики М.Р. Лаан за изготовление вакуумной системы и полезные дискуссии. Автор благодарит научного руководителя ПИАЭ доцента К.Ф. Куду за постановку задачи исследования и постоянный интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Куду К.Ф. О начальных стадиях одноэлектродного ВЧ разряда в атмосферном воздухе. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 320, 1973, с. 287-307.
2. Корге Х.Й., Лаан М.Р. Изучение формирования высокочастотного разряда на факельной частоте. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 409, 1977, с. 3-27.
3. Лаан М.Р. Вычисление распределения поля в случае импульсов короны постоянного напряжения (наст. сб.).
4. Loeb L.B., Westberg R.G., Huang H.C. Streamer mechanism in filamentary spark breakdown in argon by fast multiplier techniques. - Phys. Rev, 1961, Vol. 123, No. 1, 43-50.
5. Loeb L.B. Electrical coronas. Berkeley and Los Angeles, 1965.
6. Meek J.M., Craggs J.D. (editors). Electrical breakdown of gases. Chichester - N.Y. - Brisbane - Toronto, 1978.
7. Folkard M.A., Haydon S.C. Experimental investigation of ionization growth in nitrogen: I. - J. Phys. B: Atom. and Molec. Phys., 1973, Vol. 6, No. 1, 214-226.
8. Haydon S.C., Williams O.M. Experimental investigation of ionization growth in nitrogen: II. - J. Phys. B: Atom. and Molec. Phys., 1973, Vol. 6, No. 1, 227-231.
9. Buchet G., Goldman M. Stability of positive continuous corona discharge in electronegative and non-electronegative gaseous mixtures. - 11th Int. Conf. Phen. Ion. Gases. Cont. papers, Bucharest, 1969, 291.

10. Hermstein W. Die Entwicklung der positiven Vorentladungen in Luft zum Durchschlag. - Arch. Elektrotechn., 1960, Bd. 45, H. 4, 209-279.

THE DISCHARGE IN PURE NITROGEN AT ATMOSPHERIC
PRESSURE IN THE POINT-TO-PLANE DISCHARGE GAP

H. Korge

Summary

The electrical discharge was investigated in the point-to-plane gap in pure nitrogen (nitrogen content at least 99.99%, that of oxygen less than 0.001%) at a pressure of 770 mmHg. The threshold of the discharge in the case of a positive point is considerably higher than in the air and equals 9.8 kV. The steady-state regime in the form of a channel bridging the gap sets itself up either after the streamer has passed or via a "slow" mechanism. In the case of a negative point the lowest onset potential is -4.6 kV and the arisen discharge has become localized at the point tip. At -6 kV the localized discharge passes over to a discharge bridging the gap, and its current-voltage characteristic somewhat resembles that of the glow discharge. The subjects that are discussed include the possible mechanisms causing the alteration of thresholds in nitrogen and the conclusions resulting from the absence of a positive steady corona. The latter is explicable by the diminishing of photoionization efficiency and is no proof of the existence of Hermstein's sheath of negative ions in the air.

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ГЕНЕРАТОРА ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ С НЕСКОЛЬКИМИ РАСПЫЛИТЕЛЯМИ

М.Н.Белов, Л.Ю.Виснапу

I. Введение.

При создании животноводческих и птицеводческих хозяйств промышленного типа актуальными становятся вопросы дезинфекции и дезинсекции помещений, иммунизации животных. Применение аэрозольного метода позволяет преодолеть трудности и недостатки традиционных методов обработки. Установлено, что более эффективны электроаэрозоли благодаря их повышенной интенсивности и равномерности осаждения. Но, к сожалению, до сих пор нет еще совершенной аэрозольной аппаратуры, создающей аэрозоль с желаемыми свойствами и с необходимой производительностью.

Для обработки больших помещений необходим генератор электроаэрозолей с производительностью по распыляемой жидкости порядка 10 г/с, создающий частицы с массовым медианным радиусом не более 10 мкм и с удельным зарядом около 2 мкКл/г.

Одним из возможных путей решения этой задачи является применение пневматических распылителей с индуцирующим электродом, удовлетворяющих требованиям простоты, безопасности, надежности в работе.

В этом случае для достижения требуемой производительности по жидкости и заданной дисперсности аэрозоля можно одновременно использовать несколько одиночных распылителей, обеспечивающих необходимые дисперсность и электризованность частиц.

Одиночные пневматические распылители с индуцирующим электродом достаточно полно исследованы в работах [1, 2].

Целью данной работы является исследование основных характеристик распылительного устройства, состоящего из нескольких параллельно включенных распылителей с индуцирующим электродом.

2. Экспериментальный генератор электроаэрозолей.

Опыты проводились на экспериментальном генераторе электроаэрозолей, общий вид которого показан на рис. 1. Шесть пневматических распылителей I посредством трубок 2 радиально укреплены на корпусе коллектора 3 сжатого воздуха, образуя блок распылителей. Жидкостные сопла распылителей I соединены с коллектором 4 распыляемой жидкости посредством трубок 5. Блок распылителей помещен в кожух 6 диффузора 7. Поток обдувающего блок распылителей воздуха через диффузор 7 создавали вентилятором ЦЧ-70 № 3. Скорость потока обдува регулировали диафрагменной заслонкой, установленной на входном патрубке вентилятора. Генератор электроаэрозолей был укреплен на тележке [3] на высоте 1,5 м от пола. Вентилятор и тележка на рис. 1 не показаны. На электроды I0 и II распылителей I от специального выпрямителя подавали напряжение порядка 1 кВ.

При работе генератора электроаэрозолей сжатый воздух через трубопровод 8 проходит в коллектор 3 и далее поступает к распылителям I. Распыливаемая жидкость под действием разрежения, образующегося при работе распылителей, через трубку 9 поступает в коллектор 4 и далее в распылители I.

3. Методика измерений.

Общая схема измерения рабочих параметров генератора электроаэрозолей изображена на рис. 2. На схеме условно не показаны распылители P₂...P₅, включенные в схему параллельно с распылителями P₁ и P₆.

Массовый расход сжатого воздуха при критическом режиме истечения определяли по формуле:

$$M_T = 0,21 S_0 (P_{\text{изб}} + I), \text{ г/с}, \quad (1)$$

где S_0 - площадь поперечного сечения газового сопла, мм²;
 $P_{\text{изб}}$ - избыточное давление сжатого воздуха, кгс/см².

Массовый расход распыляемой воды измеряли как

$$M_w = \Delta m_w / \Delta t, \text{ г/с} \quad (2)$$

где Δm_w - масса воды, г, распыленной за время Δt , с, которые определяли соответственно по снижению уровня воды в

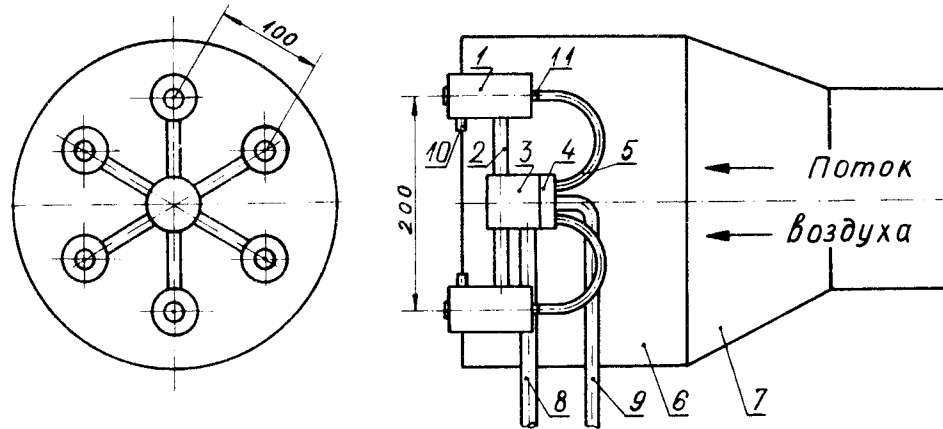


Рис. 1. Общий вид экспериментального генератора электроаэрозолей.

1 - распылитель; 2 - трубка; 3 - коллектор сжатого воздуха; 4 - коллектор жидкости; 5 - трубка; 6 - кожух; 7 - диффузор; 8 - труба; 9 - трубка; 10 и 11 - электроды.

измерительном цилиндре и секундомеру.

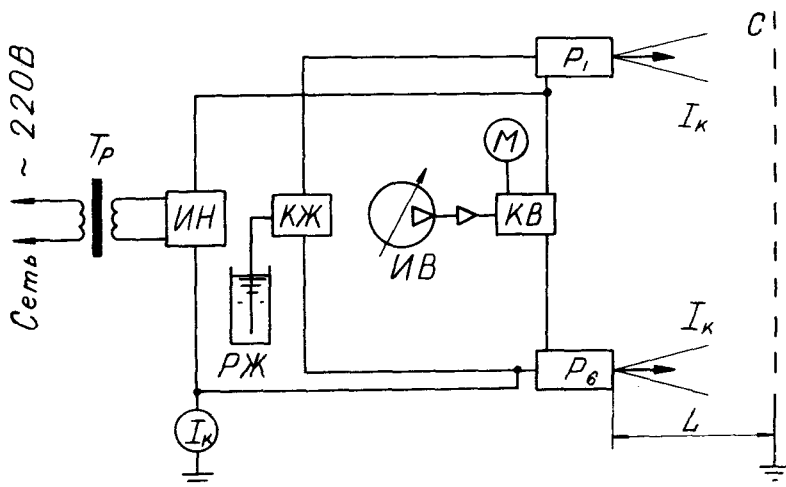


Рис. 2. Общая схема измерения рабочих параметров генератора электроаэрозолей

P_1 и P_6 - распылители с индуцирующим электродом;
 $КВ$ - коллектор сжатого воздуха; $М$ - манометр, показывающий давление сжатого воздуха в коллекторе; $ИВ$ - источник сжатого воздуха; $КЖ$ - коллектор распыливаемой жидкости; $РЖ$ - резервуар жидкости; I_k - измеритель тока конвекции; $ИН$ - источник индуцирующего напряжения; $Тр$ - изолирующий трансформатор; $С$ - заземленная сетка; L - расстояние начального сечения струи распыла от сетки $С$.

Массовый средний радиус капель, образующихся при распылении, вычисляли по эмпирической формуле

$$r_m = 18 \frac{M_{ж}}{M_{г}} d_0^{0,5}, \text{ мкм}, \quad (3)$$

где d_0 - внутренний диаметр жидкостного сопла, мм.

Ток конвекции I_K измеряли по схеме, изображенной на рис. 2.

Удельный заряд капель распыла определяли как

$$Q = I_K / M_{\text{ж}}, \quad \text{мкКл/г.} \quad (4)$$

Эффективность удаления заряженных частиц от распылителей оценивали по формуле

$$K = I_K(L) / I_K(L_0), \quad (5)$$

где $I_K(L)$ и $I_K(L_0)$ - сила тока конвекции при расстоянии между начальным сечением струи и заземленным телом (сеткой) перед распылителями, соответственно равном L и L_0 , причем последнее выбирается по возможности малым.

Скорость обдува воздуха $V_{\text{обд}}$ измеряли анемометром и затем по тарировочному графику получали соответствующие значения.

4. Результаты исследования.

В проведенных исследованиях изучали зависимости основных рабочих параметров, т.е. $M_{\text{ж}}$, I_K , Q при параллельной работе нескольких распылителей.

Первоначально изучали удаление заряженных частиц от двух распылителей при $P_{\text{изб}} = 1,8 \text{ кгс/см}^2$, $L = 1 \text{ м}$, причем расстояние между распылителями L_p меняли от 0,05 до 1 м. У обоих распылителей $M_{\text{ж}} = 1,9 \text{ г/с}$. Результаты опытов представлены на рис. 3.

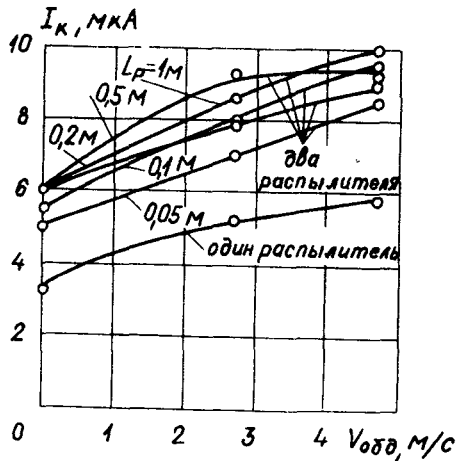


Рис. 3. Зависимости тока конвекции распылителей от скорости обдува

Для упрощения анализа зависимостей используем коэффициент эффективности удаления заряженных частиц

$$K = I_K(L_A) / I_K(L_{25 \text{ мм}}), \quad (6)$$

где $I_K(L_A)$ - ток конвекции распылителей при $L = A$,
 $I_K(L_{25 \text{ мм}})$ - ток конвекции распылителей при $L = 25 \text{ мм}$.

Исходя из формулы (6), построим зависимость K от L_p при различных значениях скорости обдува, которая представлена на рис. 4.

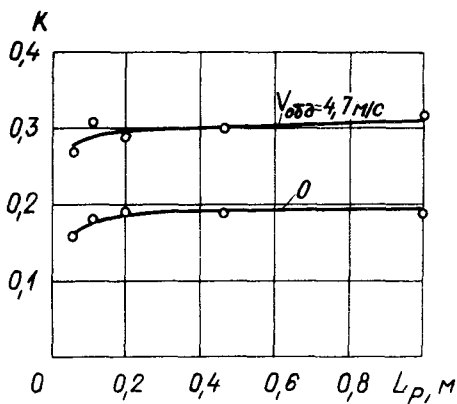


Рис. 4. Зависимость коэффициента эффективности удаления заряженных частиц при параллельной работе двух распылителей от расстояния между распылителями

Из рис. 4 видно, что при уменьшении L_p от 1 до 0,05 м значения K при $v_{обд} = 0 \dots 4,7 \text{ м/с}$ уменьшаются в среднем всего лишь в 1,12 раза.

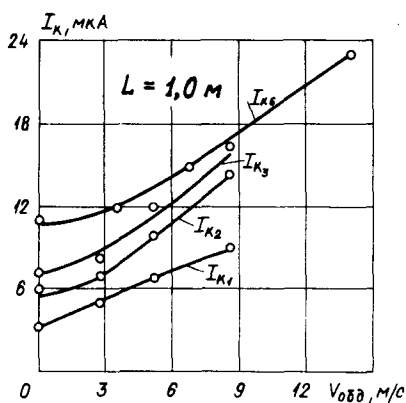
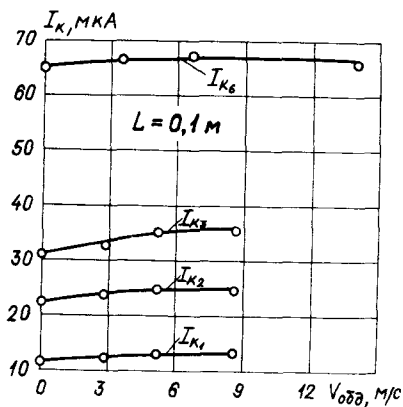
При конструировании генератора электроаэрозолей, исходя из вышеизложенных результатов и технологических соображений, расстояние между соседними распылителями было выбрано равным 0,1 м, как показано на рис. 1.

При испытании генератора электроаэрозолей сравнивали характеристики при работе одного, двух, трех и шести распылителей.

Было проверено влияние способа подачи жидкости в распылители. Вначале каждый распылитель непосредственно соединяли

шлангом с резервуаром жидкости. Затем каждый распылитель соединяли с жидкостным коллектором, а коллектор - с резервуаром. При работе шести распылителей производительность по жидкости составила в первом случае 11,1 г/с, а во втором - 10,8 г/с. Следовательно, взаимным влиянием распылителей на производительность по жидкости можно пренебречь.

Далее были определены зависимости суммарного тока конвекции генератора электроаэрозолей от скорости обдува. Опыты проводили при следующих режимных параметрах: $P_{\text{изб}} = 1,8 \text{ кгс/см}^2$, задавали значения 0,1; 1 и 3 м. Результаты опытов представлены на рис. 5.



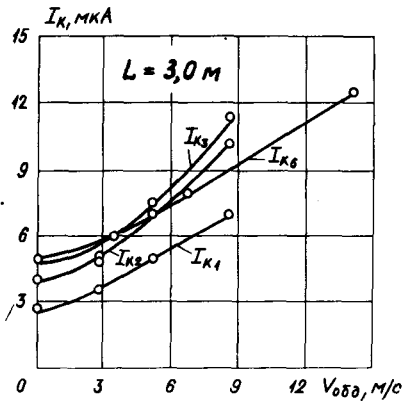


Рис. 5. Зависимости суммарного тока конвекции распылителей от скорости обдува

В дальнейшем на всех последующих графиках цифровой индекс у буквенных обозначений соответствует количеству параллельно работающих распылителей.

Из графиков рис. 5 видно, что на суммарный ток конвекции в большой мере влияют многие факторы: количество распылителей, скорость обдува, расстояние до заземленной сетки.

Поток воздуха, обтекающий распылители, увлекает заряженные частицы, а электрическое поле образующейся заряженной струи препятствует удалению новых частиц. Условием существования тока конвекции является преобладание сил, удаляющих заряженные частицы от генератора, над силами, стремящимися вернуть эти частицы на распылители [4]. Этим и объясняется возрастание тока конвекции с увеличением скорости обдува.

Для наглядности влияния расстояния L на суммарный ток конвекции нескольких распылителей по данным рис. 5 построены графики, изображенные на рис. 6.

При уменьшении расстояния L от 3 до 1 м суммарный ток конвекции увеличивается приблизительно линейно, а при дальнейшем уменьшении этого расстояния ток конвекции начинает расти более круто. При этом можно заметить, что с увеличением числа распылителей степень возрастания тока конвекции

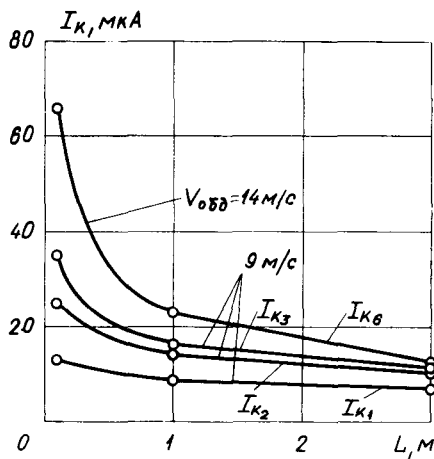


Рис. 6. Зависимость суммарного тока конвекции от расстояния между заземленной сеткой и распылителями

увеличивается. Так, при уменьшении расстояния L от 3 до 0,1 м у одиночного распылителя ток конвекции возрастает в 1,9 раза, а при параллельной работе шести распылителей ток конвекции при тех же условиях увеличивается в 5,3 раза.

На рис. 7 приведена зависимость удельного заряда частиц от расстояния L .

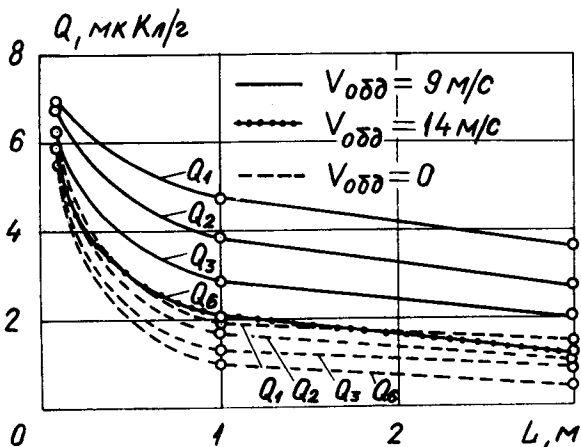


Рис. 7. Зависимость удельного заряда частиц от расстояния между заземленной сеткой и распылителями

При увеличении расстояния L происходит падение значений Q , причем чем больше число параллельно включенных распылителей, тем меньше значение Q . При L , равном 0,1 м, значительно сказывается эффект заземленной сетки и поэтому значения Q (сплошные линии) отличаются не более, чем в 1,2 раза. При расстоянии L , равном 3 м, когда эффект сетки незначителен и проявляется отталкивающее действие электрического поля заряженной струи, значения Q_1 и Q_6 различаются в 3,2 раза. При $v_{обд} I \dots 6 = 0$ значения Q при увеличении L падают еще более резко. Так, при работе шести распылителей увеличение L от 0,1 до 3 м приводит к уменьшению Q в 13 раз.

Это можно объяснить тем, что в данном случае тормозящей силе электрического поля заряженной струи противостоит лишь удаляющая сила струи выходящего из сопла сжатого воздуха.

Эффективность удаления заряженных частиц от генератора электроаэрозолей при различных значениях L и $v_{обд}$ показана

на рис. 8.

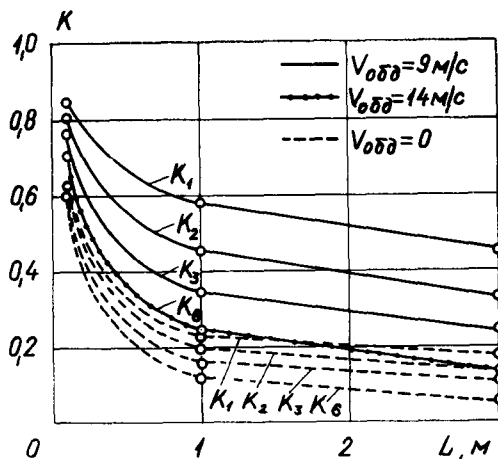


Рис. 8. Зависимость коэффициента эффективности удаления заряженных частиц от расстояния между заземленной сеткой и распылителями

Характер изменения K аналогичен характеру изменения Q . При $L = 3$ м и $v_{\text{обд}} 1...3 = 9$ м/с и $v_{\text{обд}} 6 = 14$ м/с с увеличением числа распылителей от одного до шести K уменьшается в 3,3 раза и падает до значения 0,14. При работе шести распылителей, когда $v_{\text{обд}} = 0$ и $L = 3$ м, значение K составляет всего лишь 0,054.

Как видно, испытанный генератор электроаэрозолей удовлетворяет заданным требованиям по расходу распыляемой жидкости — 11,3 г/с, по массовому медианному радиусу капель распыла — 10 мкм и обеспечивает необходимый удельный заряд частиц в 2 мкКл/г при $L = 1$ м. Но при увеличении L до 3 м удельный заряд уменьшается до 1,2 мкКл/г, причем коэффициент эффективности удаления заряженных частиц равен 0,14.

Таким образом, основная трудность заключается в удалении заряженных частиц от генератора электроаэрозолей. Одним из возможных решений является использование мощного воздушного потока, обтекающего распылителя, так, например, при $L = 3$ м применение потока со скоростью 14 м/с позволит

увеличить коэффициент эффективности удаления заряженных частиц в 2,5 раза.

5. Заключение

Вычислены удельные заряды и коэффициенты эффективности удаления заряженных частиц генератора электроаэрозолей с несколькими распылителями. Показаны их зависимости от расстояния между заземленной сеткой и распылителями генератора электроаэрозолей.

Выявлено, что наибольшее значение для эффективной работы генератора электроаэрозолей имеет удаление заряженных частиц, чему препятствует, главным образом, электрическое поле заряженной струи.

Повышению эффективности работы генератора электроаэрозолей способствует введение обдува распылителей. При расстоянии 3 м от заземленной сетки до распылителей и использовании потока воздуха, обтекающего распылители со скоростью 14 м/с, коэффициент эффективности удаления заряженных частиц в 2,5 раза больше, чем при отсутствии обдува.

Л и т е р а т у р а

1. Виснапуу Л.Ю. Экспериментальное исследование моделей пневматического распылителя с индуцирующим электродом. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 187-208.
2. Виснапуу Л.Ю. Пневматический распылитель с индуцирующим электродом. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 320, Тарту, 1973, с. 209-216.
3. Технологическо-констр. бюро "Эстсельхозтехника" Тележка унифицированная ТУ-300, Кейла, 1977.
4. Виснапуу Л.Ю. К вопросу об удалении заряженных частиц от генератора. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 348, Тарту, 1975, с. 86-92.

ON INVESTIGATING AN ELECTROAEROSOL GENERATOR
WITH MANY ATOMIZERS

M. Belov and L. Visnapuu

Summary

The paper presents a description of an electroaerosol generating device containing several pneumatic atomizers with a central liquid nozzle and a peripheral gas nozzle provided with an inducing electrode.

Experimentally have been determined the dependences of the consumption of the liquid to be atomized and of the convection current during parallel operation of several atomizers on the distance between the individual atomizers, on the velocity of the air flow over the atomizers as well as on the distance of the earthed grid from the atomizers.

КОНДЕНСАЦИОННЫЙ ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ

Т.П. Бернотас, Ю.Э. Кикас, А.А. Мирме

При калибровке электрических гранулометров и спектрометров аэрозолей требуется монодисперсный аэрозоль с широким диапазоном размеров частиц. Для получения аэрозоля со средним радиусом частиц менее 50 нм сконструирован генератор высокодисперсных аэрозолей.

В генераторе твердые аэрозольные частицы AgJ образуются в процессе спонтанной конденсации нагретых паров AgJ . При выборе рабочего вещества учитывалось, что частицы AgJ стабильны под электронным лучом и наблюдаемы прямыми методами электронной микроскопии. По данным литературы [1], AgJ в процессе конденсации образует монодисперсный аэрозоль при температурах пара $200^{\circ}+600^{\circ}C$.

Из теории спонтанной конденсации известно, что средний размер образующихся частиц тем меньше, чем выше пересыщение, т.е. чем быстрее происходит охлаждение пара в реальном процессе. Для охлаждения пара существуют разные методы: смешение с холодным газом, теплообмен с холодным телом, адиабатическое расширение и др. В описываемом генераторе охлаждение нагретой смеси пара йодида серебра и воздуха осуществляется путем ее смешения с холодным воздухом. Для повышения скорости смешения и обеспечения наиболее однородных условий конденсации нагретую смесь перед смешением пропускают через турбулентное сопло.

С целью получения возможно узкого распределения частиц по размерам генератор простроен двухступенчатым [2]. Первичный аэрозоль еще раз испаряется и охлаждается. При этом вторичная конденсация является гетерогенной.

Рабочая часть генератора (рис. 1) состоит из двух кварцевых трубок (печей) I и IA внутренним диаметром 22 мм и длиной 210 мм. Трубки покрыты асбестом и обмотаны высокоомной проволокой. Максимальная мощность одной печи 600 Вт.

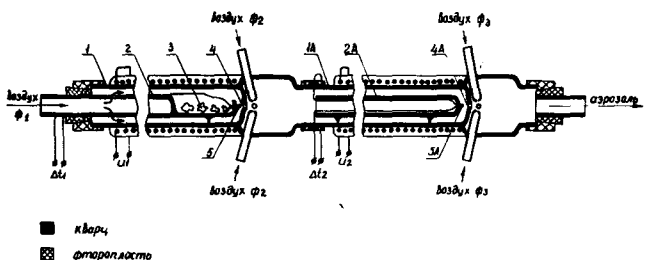


Рис. 1. Рабочая часть конденсационного генератора аэрозолей.

Наружная тепловая изоляция выполнена из асбеста и смеси Al_2O_3 с силикатным клеем. В печь I в открытой кварцевой трубке 2 введено рабочее вещество — йодид серебра 3. Через трубку 2 в печь поступает и чистый фильтрованный воздух с объемной скоростью $\Phi_1 = 5 + 10$ л/час. В печи воздух нагревается до высокой температуры ($400^\circ C + 700^\circ C$) и AgI испаряется. Горячая смесь пара AgI и воздуха проходит через сопло 4 и смешивается с радиальными струями холодного воздуха, который поступает с объемной скоростью Φ_2 . В условиях сильного пересыщения происходит спонтанная конденсация пара. Изменением соотношения объемных скоростей Φ_1/Φ_2 можно изменить степень пересыщения в зоне смешения. В результате этого изменяется концентрация и средний размер аэрозольных частиц.

Полученные частицы поступают в печь 1А, где они снова испаряются. После прохождения сопла 4А происходит гетерогенная конденсация паров AgI . Для выяснения оптимальных параметров работы генератора в опытной модели предусмотрена возможность подачи холодного воздуха Φ_3 .

Конденсационный генератор аэрозолей представляет собой сложный прибор со многими вспомогательными устройствами для подачи воздуха, измерения и стабилизации токов в обмотках, для измерения стабилизации температуры. Некомпактность и большое количество вспомогательных устройств являются недостатком многих генераторов и делают работу с ними неудобной. При конструировании данного генератора

большое внимание обращалось его компактности и удобству работы с ним. Вся необходимая аппаратура размещена в одном корпусе. Генератор следует лишь подсоединить к сети 220 В и к стабилизатору чистого фильтрованного воздуха.

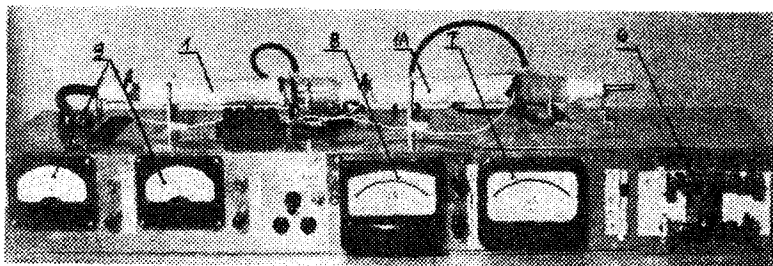


Рис. 2. Внешний вид конденсационного генератора аэрозолей

Внешний вид генератора приведен на рис. 2. Поступающий воздух в корпусе генератора разделяется на три части. Объемные расходы в отдельных каналах воздуха регулируются кранами Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 - 6. Отсчет величины объемных расходов совершается по шкале электрического расходомера 7, который имеет диапазоны 0 + 15 л/час, 0 + 40 л/час, 0 + 50 л/час. Температуру горячего пара определяют с помощью двух термопар 5 и 5А. Отсчет температуры получают на шкале прибора 8. С помощью электронной схемы можно автоматически поддерживать заданную температуру в печах. Регулировка токов в обмотках производится либо вручную, либо автоматически с помощью электронной схемы, стабилизирующей температуры в печах. Подобная схема автоматической регулировки токов и температур обеспечивает стабильность заданных условий испарения и хорошую повторяемость параметров выходящего аэрозоля. Величины токов определяют по шкале измерительных приборов 9.

Для установления стабильного температурного режима требуется 20 + 30 мин. Получен аэрозоль йодида серебра со средними радиусами частиц 9 + 20 нм и монодисперсностью менее 0,25.

И н т е р а т ы а

- I. Spurny K., Lodge J.P. Herstellung hochdisperser Modellaerosole für Staubforschung und Filterprüfung. - Staub-Reinhalt. Luft, 33, 1973, Nr. 4, 166-169.
2. Spurny K., Lodge J. P. Preparation of radioactively labelled condensation aerosols IV. Aerosols of gold, rhenium oxide, silver, tellurium and vanadium oxide. - Collection Czechoslov. Chem. Commun., 36, 1971, No. 9, 3358-3362.

A CONDENSATION GENERATOR FOR AEROSOL PRODUCTION IN THE SUBMICRON RANGE

T. Bernotas, Ū. Kikas, A. Mirme

Summary

This paper carries a description of a generator for the production of condensation aerosols in the submicron range. Silveriodide is twice evaporated and condensed in quartz tubes. As a result, particles of silveriodide are produced having an average radius of 9-20 nm and a mono-dispersity below 0,25.

Special attention in the design has been paid to its compactness and to the stability of generating conditions.

ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКИЙ КООРДИНАТОМЕР

А.А. Мирме, Х.Ф. Таммет, М.М. Фишер, М.У. Арольд, Э.И.Тамм

В статье [1] описана полуавтоматическая проекционно-измерительная установка, предназначенная для измерения, кодирования и регистрации на перфоленту координат точек изображений, зафиксированных на фотоплёнке, с целью последующей обработки на ЭВМ. Эта установка полностью оправдала себя на практике при обработке треков аэрозольных частиц, полученных при помощи траекторного спектрометра [2], а также при кинематическом анализе движения спортсменов (при обработке спортивных кинограмм) [3]. Однако ряд принципиальных и технических недостатков усложняет работу с прибором и препятствует более широкому его внедрению. Во-первых, механическое устройство передачи (МП) движения шупа валом потенциометров ненадежно: тросы часто соскакивают с блоков, а прохождение тросов через малые отверстия (узлы системы координат) приводит к их быстрому изнашиванию. Во-вторых, процедура калибровки установки учитывает точки лишь на двух диагональных прямых; таким образом, аберрации оптических систем учитываются не полностью. Это требует применения хорошей длиннофокусной проекционной (и, разумеется, съёмочной) оптики и, соответственно, увеличения габаритов установки. После каждого отказа МП всю калибровку необходимо производить заново. В-третьих, многоступенчатый путь получения кодированной информации о значении координаты (длина троса - угол поворота вала потенциометра - напряжение на выходе потенциометра - результат измерения напряжения - код) снижает надежность установки.

В описываемой ниже новой модификации полуавтоматического координатомера применяется система криволинейных координат без узловых точек, что резко повышает надежность МП. Применение кодowych дисков существенно укорачивает путь получения кодированных значений координат (длина троса - угол поворо-

та диска — код), самокорректирующий код еще более повышает надежность установки. Новая калибровочная процедура лучше учитывает аберрации оптических систем, допуская применение короткофокусных съёмочных и проекционных объективов. Исходная информация, зафиксированная на фото- или киноплёнке с размерами кадра $24 \times 36 \text{ мм}^2$, $16 \times 22 \text{ мм}^2$ или $7,5 \times 10 \text{ мм}^2$ проектируется на экран размерами $270 \times 370 \text{ мм}^2$ с помощью сменных объективов. При этом расстояние от объектива до экрана из матового стекла меняется мало, не превышая 600 мм. На установке можно также обрабатывать записи самописцев, графики, чертежи и другую записанную на бумагу информацию.

Экран и измерительная система нового координатомера схематически изображены на рис. 1. Положение точек на экране целесообразно описывать в прямоугольной системе координат с началом в центре экрана O . Оси Ox , Oy этой системы координат нанесены на экран. Прямое определение координат x , y точек экрана затруднительно. В установке используется промежуточная криволинейная координатная система, наиболее просто и надёжно реализуется механически. Основными деталями этой реализации являются два шкива с намотанными и закреплёнными на них одними концами тросиками; другие концы тросиков закреплёны у щупа, острый кончик которого человек-оператор совмещает с исследуемой точкой $P(x, y)$ на рис. 1). Прикреплённые к валам шкивов спиральные пружины натягивают тросики. На обоих валах со шкивами закреплёны кодовые диски — стеклянные диски с нанесённой на них маской кода Грея (отражённого двоичного кода). Оси вращения шкивов и дисков обозначены буквами A и B на рис. 1.

Любому положению кончика щупа на экране в точке $P(x, y)$ однозначно соответствует пара значений длин "отмотанных" частей тросиков l_1 , l_2 (т.е. длин тросиков от неподвижных относительно экрана точек M и N до щупа в точке P) или пара значений однозначно связанных с длинами l_1 и l_2 углов поворота дисков φ_1 , φ_2 с некоторого начального положения. Коды, соответствующие углам поворота φ_1 и φ_2 , считываются с кодовых дисков фотоэлектрически, преобразуются электрической схемой в позиционный двоичный код и записываются на перфоленту. На рис. 2 показана форма записи координат на

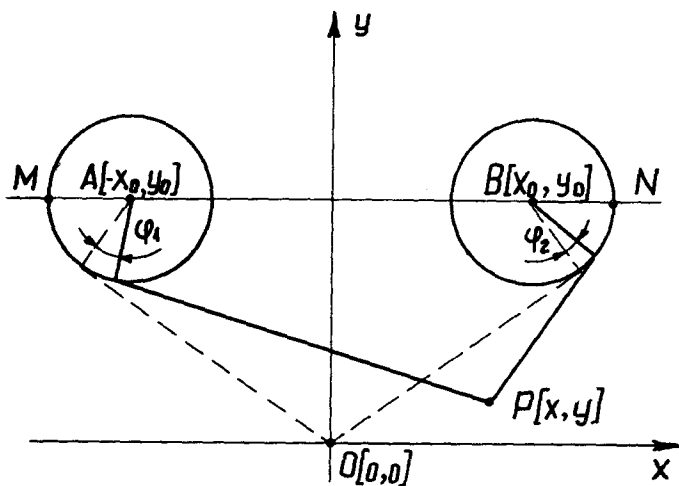


Рис. 1. Схема измерительного устройства координатомера.

дорожка строка	5	4	3	2	1	
	начало					
1	K^1	2^9	2^8	2^7	2^6	Левая координата ρ
2	K^2	2^5	2^4	2^3	2^2	
3	K^3	2^1	2^0	2^9	2^8	Правая координата q
4	K^4	2^7	2^6	2^5	2^4	
5	K^5	2^3	2^2	2^1	2^0	
6	K^6	K_4	K_3	K_2	K_1	
	конец					

Рис. 2. Форма записи координат одной точки на перфоленту.

перфоленту. Квадратик с числом 2^i обозначает место записи значения i -того разряда позиционного двоичного кода. Приняты специальные меры для исключения возможных ошибок при перфорировании и считывании информации с перфоленты. Пятую дорожку и шестую строку занимают сигналы, вырабатываемые схемой корреляции таким образом, чтобы количество единиц в каждой строке и по каждой дорожке было всегда четным числом. В случае одиночной ошибки ЭМ путем проверки правила четности обнаруживает и исправляет ее; если же ошибок больше, то ЭМ лишь обнаруживает их. Имеется и система, непосредственно сообщающая о неполадках в перфораторе. Правильность считывания кода с кодовых дисков автоматически не проверяется.

Вычисление декартовых координат через криволинейные осуществляется ЭМ. Вывод точных формул, выражающих декартовы координаты через криволинейные, неосуществим, поэтому применяются аппроксимирующие полиномы. Для упрощения вида полиномов приняты следующие конструктивные и математические приемы: 1) оси вращения шкивов расположены с высокой степенью точности симметрично относительно оси y ; 2) криволинейными координатами выбраны величины $u = \rho + q$, $v = \rho - q$, где ρ есть разность длин l_1 для исследуемой точки и точки O , q - то же для l_2 . Система координат u, v оказывается приблизительно ортогональной в пределах экрана, сетка координатных линий симметрична относительно осей u, v , а нулевые линии проходят через центр экрана. Математическим экспериментом установлено, что теперь достаточную для практики точность гарантируют такие аппроксимирующие полиномы:

$$x = C_1 v + C_2 v^2 + C_3 uv + C_4 uv^2 + C_5 u^2 v \quad (1)$$

$$y = C_1' u + C_2' u^2 + C_3' u^3 + C_4' u^4 + C_5' u^5 + C_6' v^2 + C_7' v^2 u + C_8' v^2 u^2 + C_9' v^2 u^3 + C_{10}' v^4. \quad (2)$$

Коэффициенты $C_1, \dots, C_5, C_1', \dots, C_{10}'$ определяются при калибровке установки. Для этого измеряются координаты u, v точек специальной калибровочной сетки (94 точки), координаты x, y которых заранее известны; составляются две системы из 94 уравнений типа (1) и (2), и решаются эти системы относи-

тельно неизвестных коэффициентов методом наименьших квадратов. Такой способ определения коэффициентов устраняет ошибки, связанные с неточностью изготовления и сборки установки и почти полностью исключает геометрические искажения (аберрации) объективов как проектора, так и съемочной камеры. Действительно, при съемке и проектировании на экран калиброванной сетки и измеряемого объекта одними и теми же объектами искажения изображений обоих будут одинаковы. Калибруя установку по этому изображению, ЭВМ подбирает коэффициенты не по действительным декартовым координатам на экране, а по координатам, сетки перед съемочной камерой. Образно говоря, ЭВМ как бы накладывает неискаженную декартовую систему координат, но не на плоскость экрана, а на плоскость калибрационной сетки. Если сетка заменяется на измеряемый объект, то, естественно, координаты последнего будут "правильными" несмотря на то, что изображение на экране явно искажено.

Интересно отметить, что также могут компенсироваться погрешности, связанные с индивидуальными особенностями работы оператора, т.к. с точки зрения установки они аналогичны искажениям оптики.

Весь процесс преобразования и измерения координат схематически изображен на рис. 3.

Принципиальная электрическая схема установки приведена в отчете [4]. Она выполнена на дискретных компонентах и повторять ее в настоящее время нецелесообразно. Современная интегральная логика позволяет выполнить те же функции гораздо проще и надежнее.

Предельная ошибка измерения координат складывается из приборной и процедурной ошибок. Приборная ошибка определяется, главным образом, дискретностью кодирования и при использовании десяти разрядов кода Грея не превышает 0,5 мм на плоскости экрана. Имеется возможность уменьшения этой ошибки в 4 раза. Процедурная ошибка определяется, в основном, качеством работы оператора и зависит от темпа работы. Нормальным темпом работы на старой установке (описанной в [1]) считалось 1 точка в секунду. В новой установке коды обоих координат считываются одновременно и запоминаются, здесь можно

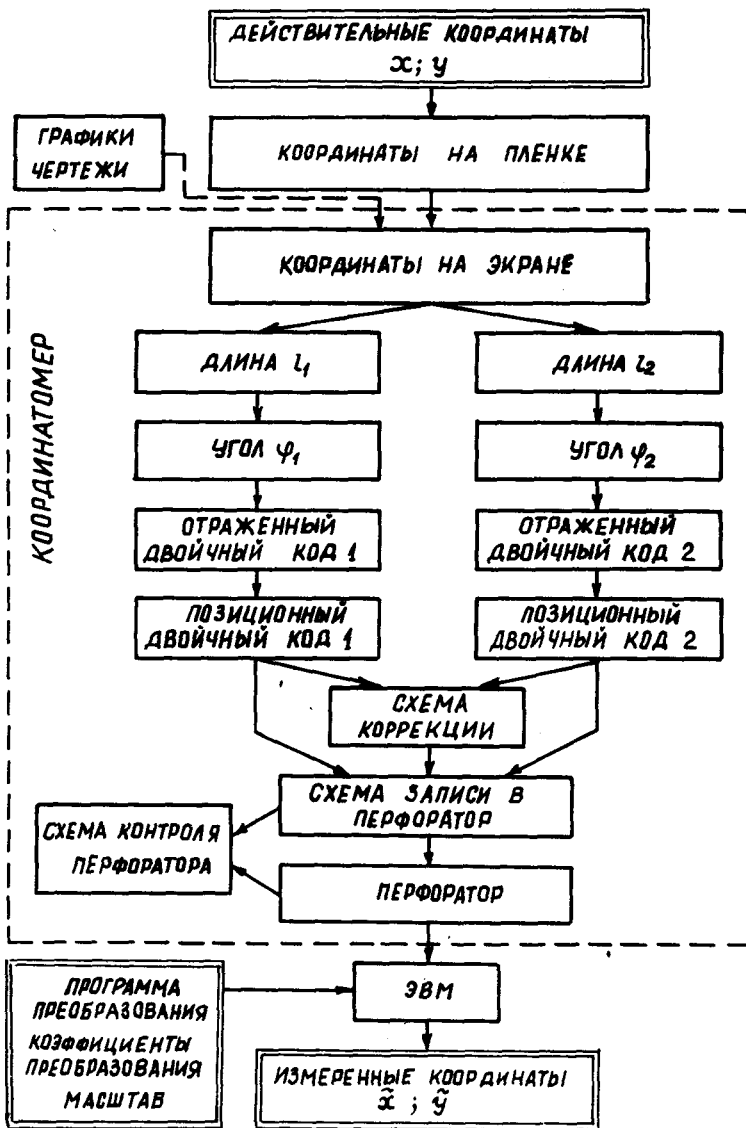


Рис. 3. Блок-схема цикла преобразования и измерения координат

сразу после подачи команды на запись (нажатия на щуп) переместить щуп к следующей точке, не дожидаясь конца записи. Это позволяет повысить темп работы - нормальным можно считать 1-2 точки в секунду (максимально 3 точки). При нормальном темпе работы процедурная ошибка несколько превышает приведенную выше приборную ошибку. Повышенную точность кодирования следует применять только в специальных случаях, когда требуется особая точность. Тогда щуп надо заменить на какое-то устройство, позволяющее точнее совместить точку пересечения направлений тросиков с исследуемой точкой на экране.

Установка достаточно малогабаритна (габаритные размеры 740x850x1160 мм³) и удобна в работе. Ее принципиальный недостаток - обязательное участие человека - часто оборачивается и пользой, поскольку не требуется постоянной связи с ЭВМ и значительно сокращается объем перерабатываемой ею информации.

Л и т е р а т у р а

1. Фишер М.М., Таммет Х.Ф., Тамм Э.И. Полуавтоматическая проекционно-измерительная установка. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1973, вып. 320, с. 129-136.
2. Тамм Э.И. Экспериментальное исследование генератора монобильного аэрозоля. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1973, вып. 320, с. 163-173.
3. Вайн А.А., Фишер М.М., Зинковский А.В. Исследования точности киноциклографического метода. - Учен. зап. Тарт. ун-та, вып. 410, с. 58-69.
4. Разработка автоматического регистратора-перфоратора кинематических показателей и составление программ обработки данных. - Заключит. отчет договора № А-2131 ТГУ и ТШедИ. Рукопись, № гос. рег. 71043511.

A SEMIAUTOMATIC DIGITIZER OF CO-ORDINATES

A. Mirme, H. Tammet, M. Fischer, M. Arold and E. Tamm

Summary

The paper describes an improved version of a semiautomatic digitizer of co-ordinates, which tries to avoid the drawbacks of the device discussed in paper [1] .

Changes in the mechanism of the measuring system, in the manner of coding the results and in the method of calibration have made it possible to increase the reliability, accuracy and speed of operation of the device.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРА ЧАСТИЦ В ПОСТОЯННО УКРУПНЯЮЩЕМ АЭРОЗОЛЕ

Э.В. Сула

Кинетика спектра аэрозольных частиц изучалась экспериментально в тесткамере аэрозолем хлористого натрия (NaCl). Радиусы частиц находятся в переходном интервале чисел Кнудсона ($Kn \approx 1$). Идея эксперимента следующая: генератором монодисперсного аэрозоля с постоянным расходом и спектром частиц генерируется аэрозоль в тест-камере, перемешивается и постоянно измеряется спектр частиц в тесткамере [1]. Блок-схема эксперимента приведена на рис. 1.

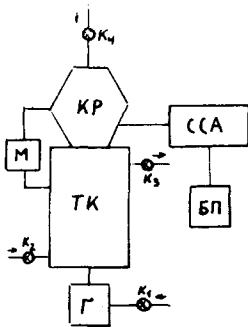


Рис. 1. Блок-схема эксперимента. ТК - тесткамера; КР - камера разбавления; ССА - спитигляционный спектральный анализатор; Г - генератор аэрозолей; М - манометр; БП - блок печатания; K_2, K_4 - краны для регулирования добавочного воздуха; K_3 - кран для регулирования выхода аэрозоля из ТК.

Аэрозоль генерировался продуванием сжатого воздуха через водяной раствор NaCl [2]. Изменением давления сжатого воздуха и концентрации раствора NaCl можно изменять спектр генерируемых частиц.

В табл. I приведены результаты измерений параметров распределения частиц и расходов в использовавшихся в данной работе режимах генерирования. Функция распределения частиц хорошо аппроксимируется лог-нормальным распределением с параметрами d_g и b_g , где d_g - среднегеометрический диаметр ($r_g = d_g/2$) и d_g - среднеквадратическое отклонение логарифмов диаметров.

Таблица I

ρ (кг/см ³)	ω (см ³ /с)	Насыщенный раствор NaCl				2,5% раствор NaCl			
		M (мкг/с)	d_g (мкм)	σ_g	K	M (мкг/с)	d_g (мкм)	σ_g	K
I	36,7	6,7	0,18	1,72	0,997	-	-	-	-
I,5	46,7	16,0	0,14	1,74	0,998	2,8	0,11	1,71	0,997

Расход аэрозоля генератора определялся измерением веса осадка аэрозоля на фильтре (фильтры *Synpor 4* ЧССР) методом титрации.

Спектр частиц аэрозоля измерялся сцинтиляционным спектральным анализатором аэрозольных частиц (ССА) фирмы *Sartorius* (ФРГ) [3]. Максимальное число измеряемых частиц прибором ССА 3000 частиц/мин. Для измерения спектра аэрозоль поступал из тесткамеры через сопло (диаметр $\approx 0,5$ мм) в камеру разбавления, смонтированную прямо на тесткамеру. Сам ССА имеет возможность 50-кратного разбавления аэрозоля. Нужное разбавление чистым воздухом регулировалось при помощи кранов K_2, K_3, K_4 . ССА имеет на выходе 10-канальный анализатор. Границы каналов, калиброванные при помощи электронного микроскопа, в данных измерениях были равны соответственно 0,03; 0,06; 0,09; 0,15; 0,25; 0,29; 0,33; 0,36; 0,41; 0,43 мкм. Прибор ССА интегральный, в каждом канале записывается число частиц радиусом больше соответственной границы данного канала. Данные каналов можно записывать блоком печатания БП, на выходе которого стоит печатающая машина "Consul".

Так как ССА измеряет число частиц N_i радиусом больше r_i

$$N_i = N_1 \int_{r_i}^{\infty} f(r) dr,$$

где i - номер канала, r_i то

$$F(r) = N_i / N_1 = \int_{r_i}^{\infty} f(r) dr$$

кумулятивное распределение частиц соответственного дифференциального распределения $f(r)$. Если $f(r)$ лог-нормальное

распределение, то на вероятностно-логарифмической сетке соответствующая кумулятивная функция распределения $F(r)$ прямая. При помощи линейной регрессии данные ССА аппроксимировались линейной функцией и вычислялись средние лог-нормального распределения d_g и σ_g и коэффициенты корреляции K . Вычисления проводились на настольной вычислительной машинке "Электроника С-50".

Эволюцию спектра теоретически характеризует интегро-дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = \sum_{R,R'} \varphi(R,R') n(R,t) n(R',t) - n(r,t) \sum_R \varphi(r,R) n(R,t) - \frac{\omega}{V} n(r,t) + S(r), \quad (1)$$

где $\varphi(R,R')$ - функция коагуляции, $n(r,t)$ - счетная концентрация частиц, радиусом $(r, r+dr)$ во время t , V - объем тесткамеры, ω - объемная скорость воздуха генератора, $S(r)$ - число частиц радиусами $(r, r+dr)$ генерируемых в тесткамере в единицу времени. Первые два члена характеризуют коагуляцию частиц в камере, третий - уход частиц из камеры за счет воздуха генератора и четвертый - генерацию частиц.

Функция Н.А. Фукса [4], полученная для частиц, радиусы которых в интервале промежуточных чисел Кнудсона

$$\varphi(R,R') = 4\pi (R+R') (D_R + D_{R'}) \frac{1}{1 + \frac{4(D_R + D_{R'})}{(R+R')(\sqrt{v_R^2 + v_{R'}^2})}}, \quad (2)$$

где D_R , v_R - постоянная диффузии и средняя термическая скорость частиц радиусом R использовалась для функции коагуляции. Функция (2) наилучшим образом в большом интервале радиусов частиц совпадает с функцией Смолуховского для крупных частиц и функцией, полученной Брокком для частиц числом Кнудсона больше 10 [5].

Если спектр частиц лог-нормальный, то

$$S(r) = \frac{M}{\ln \sigma_g \sqrt{4\pi} \sqrt{m}} e^{-\frac{\ln^2 r / r_0}{2 \ln^2 \sigma_g}} \frac{dr}{r},$$

где \bar{m} - средняя арифметическая массы частиц.

Уравнение (1) решалось численно на ЭВМ IBM - 370/135. Программа составлена на языке фортран-4. Специально изучалась точность решения, зависящая от выбора величины шагов

Δt и Δr , при использовании метода Эйлера. Вычисления функции $n(r,t)$ в промежуточных точках между узлами r и $r+\Delta r$ вычислялись по методу линейной интерполяции. Вычисления кинетики спектра — по уравнению (I) с начальными данными $n(r,0) = 0$ и лог-нормальным спектром частиц генератора, параметры которого приведены в табл. I, проводились до возникновения квазистационарности ($n(r,t) \approx \text{const}$). Результаты вычислений приведены на рис. 2-4 в виде куммулятивных распределений.

Измерения эволюции спектра проводились в цилиндрической камере высотой 70,5 см и объемом 141 метр. Спектр частиц измерялся через каждые 5 мин. от начала процесса. Каждый раз измерялись около 6000 частиц. Измерения проводились до возникновения квазистационарности.

Измерения эволюции спектра в тесткамере хорошо согласуются с теоретическими вычислениями по уравнению (I). Выяснилось, что спектр частиц во все моменты времени хорошо аппроксимируется лог-нормальным распределением. Результаты измерений квазистационарного куммулятивного спектра приведены на рис. 2-4.

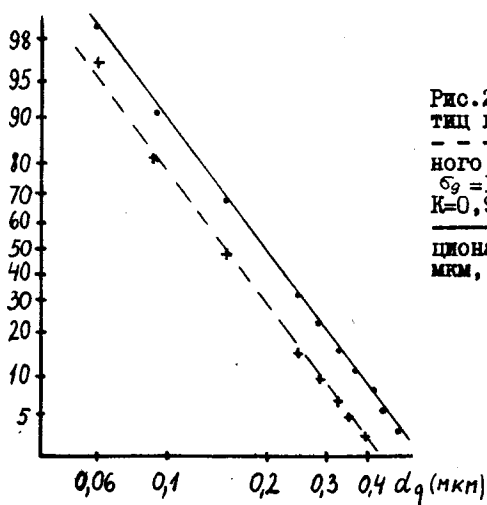


Рис.2. Распределение частиц в тесткамере.
 --- аппроксимация начального спектра ($a_g = 0,14$ мкм, $\sigma_g = 1,74$, $M = 46,7$ мкг/с, $K = 0,998$).
 ——— аппроксимация стационарного спектра ($a_g = 0,20$ мкм, $\sigma_g = 1,74$, $K = 0,998$).

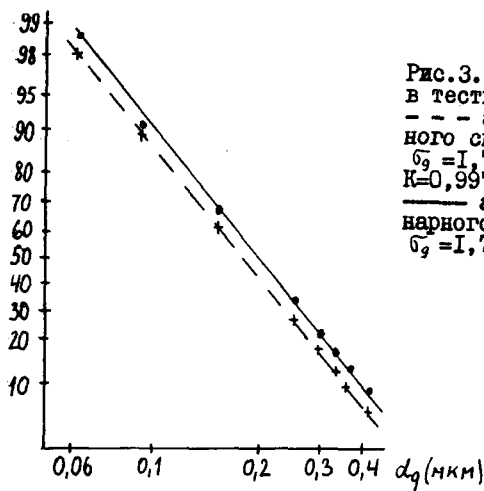


Рис.3. Распределение частиц в тесткамере.
 - - - аппроксимация начального спектра ($d_g=0,18$ мкм, $\sigma_g=1,72$, $M=36,7$ мкг/с, $K=0,997$).
 — аппроксимация стационарного спектра ($d_g=0,20$ мкм, $\sigma_g=1,72$, $K=0,998$).

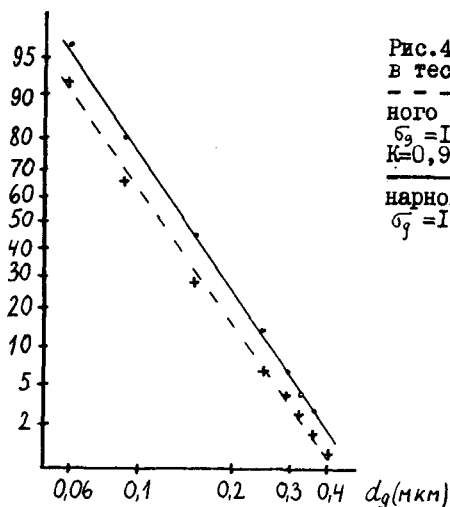


Рис.4. Распределение частиц в тесткамере.
 - - - аппроксимация начального спектра ($d_g=0,11$ мкм, $\sigma_g=1,71$, $M=46,7$ мкг/с, $K=0,997$).
 — аппроксимация стационарного спектра ($d_g=0,14$ мкм, $\sigma_g=1,69$, $K=0,998$).

В процессе эволюции σ_g практически изменяется незначительно, увеличивается только d_g . Решения уравнения (I) совпадают с экспериментальными стационарными распределениями, приведенными на рис.2-4., с точностью менее 5%. Время достижения стационарного спектра - от 25 до 35 мин. Это время зависит от расхода аэрозоля генератора и величины добавочного

воздуха, регулируемый краном K_2 . Распределения на рис.2-4. получены без подачи добавочного воздуха.

Спектры частиц во всех моментах времени t лог-нормальные ($K > 0,997$).

Автор глубоко благодарен заведующему отделом аэрозолей Института физической химии и электрохимии им. Я. Гейровского Чехословацкой АН Б. Бинеку за возможность проведения этой работы в их лаборатории и за его личную помощь. В его лице автор благодарит весь коллектив отдела.

Л и т е р а т у р а

1. Сула Э.В. Кинетика коагуляции в аэрозольной системе при постоянном притоке и стоке частиц. - Учен. зап. Тарт. ун-та, в. 409, 1975.
2. Spurný K., Binek B. Příprava kapalných aerosoly generatory s prstencovou tryskou. - Pracovní lékařství, 2, 14, 1962, 95-97.
3. Binek, B. Die Eigenschaften und die Anwendung des Szintillation-Teilchenzählers. - Staub, 30, 11, 1970, 467-471.
4. Walther H. Coagulation and size distribution of condensation aerosols. - Aerosol Sci., v. 4, 1973, 1-15.
5. Chatterjee A., Kerker M., Cooke D.D. Brownian coagulation of Aerosols in the Transition Regime. - J. Coll. Int. Sci., v. 53, No. 1, 1975, 71-82.

A STUDY OF THE PARTICLE SPECTRUM OF A CONTINUOUSLY REINFORCED AEROSOL

E. Sula

Summary

The paper presents an experimental study of the kinetics of the spectrum of the aerosol particles of Sodium chloride in a continuously reinforced aerosol. The particle diameter is in the transition region of Knudsen numbers ($Kn \sim 1$). In the course of its evolution the primary log-normal distribution retains its shape. The parameter of the log-normal distribution σ_g virtually does not undergo any changes, it is only r_g that changes.

145

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ БЛОК-СХЕМ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ДИНАМИЧЕСКИМ КОНДЕНСАТОРОМ

О.В. Сакс

В данной работе рассматриваются в основном высокочувствительные по напряжению электрометрические МЧМ-усилители, в которых необходимо учитывать флуктуационные явления (тепловые, дробовые и др. шумы), а также фоновые помехи (электростатические и магнитные наводки). При построении таких усилителей нашли применение два основных варианта блок-схем, представленных на рис. 1. Они содержат динамический конденсатор (ДК), усилитель частоты модуляции (УЧМ), синхронный детектор (СД) с интегрирующей цепью РС, цепь отрицательной обратной связи (β) и генератор (Г) возбуждения ДК. Блок-схема содержит еще усилитель постоянного тока с непосредственной связью (УПТ). Как УЧМ, так и УПТ обычно состоят из нескольких каскадов усиления (на рис. 1 показаны только каскады УЧМ от 1 до n).

Для того чтобы флуктуационные и фоновые помехи не перегружали выходные каскады УЧМ, в схему устройства рис. 1а нередко вводят либо узкополосный усилитель (УПУ), либо синхронный фильтр (СФ). В таких устройствах разделение полезного сигнала и помех обеспечивается двойной фильтрацией: с помощью УПУ или СФ и интегрирующей цепи (РС) на выходе СД. Для сравнения отметим, что УЧМ в устройстве по рис. 1б обычно не должен обладать особыми фильтрующими свойствами относительно помех, т.к. основное выделение полезного сигнала производится с помощью фильтра (РС) перед УПТ.

По блок-схеме рис. 1а построены, например, электрометры ВК2-16 [1], VA-3-51 (ГДР), TR-84B (Япония) и др., а по рис. 1б - ИТН-7 [2], УТ-7101, УТ-7515 (Тартуский университет), 640 (Keithley, США) и др.

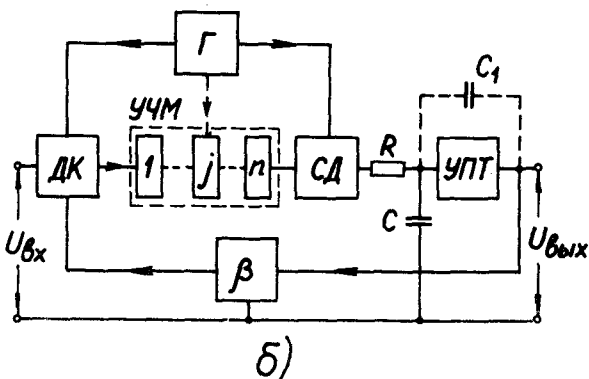
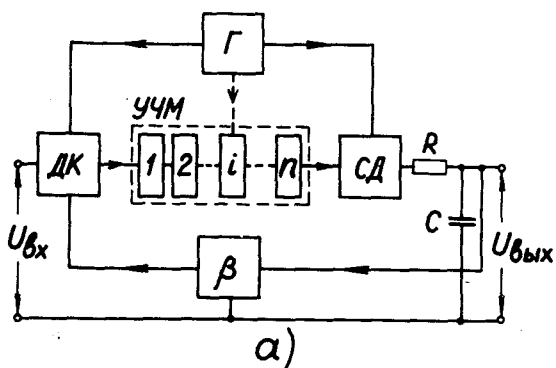


Рис. 1. Блок-схемы усилителей с динамическим конденсатором.

ДК - динамический конденсатор; УЧМ - усилитель частоты модуляции; СД - синхронный детектор; Г - генератор возбуждения ДК; β - цепь отрицательной обратной связи; 1- n - каскады УЧМ; УПТ - усилитель постоянного тока с непосредственной связью.

Таблица I

Параметры	Варианты	
	№ I	№ 2
Номинальный диапазон входного напряжения, мВ	± 1	± 1
Номинальное выходное напряжение, В	± 10	± 10
Время установления выходного напряжения на уровне 98% номинального значения, с	2,5	2,5
Коэффициент усиления разомкнутого усилителя	10^6	10^6
Максимальный скачок входного напряжения, не перегружающий каскады УЧМ, мВ	$\pm 0,025$	± 25
Двойная амплитуда флуктуационных помех, мкВ	40	12
Предельная частота полосы пропускания $f_{0,7}$ для малого сигнала, Гц	3,0	0,25

Сравнение различных электрометрических устройств по чувствительности (по уровню флуктуационных помех) имеет смысл при одинаковых полосах пропускания сигнала или при одинаковых временах установления напряжения на выходе устройства при единичном скачке входного напряжения. При фиксированном времени установления уровень флуктуаций зависит от выбора блок-схемы устройства, а также от соотношения коэффициентов передачи усилительных каскадов до и после интегрирующих элементов. В качестве примера в таблице I приведены основные данные усилителя с ДК [3], построенного по блок-схеме рис. 1б по двум вариантам: № 1 имеет коэффициенты $K_{\text{МДМ}} = 10^6$ и $K_{\text{УИТ}} \approx 1$, а № 2 - $K_{\text{МДМ}} \approx K_{\text{УИТ}} \approx 10^3$, где $K_{\text{МДМ}}$ и $K_{\text{УИТ}}$ - коэффициенты передачи МДМ-усилителя и УИТ. Таким образом, полные коэффициенты передачи при обоих вариантах одинаковы и равны 10^6 . Усилитель охвачен отрицательной обратной связью с коэффициентом $1 + K/\beta = 10^2$. По динамическим характеристикам варианты усилителя отличаются друг от друга тем, что № 1 временно перегружается при подаче на вход скачка номинального напряжения до 1 мВ, а № 2 сохраняет линейный режим в течение всего переходного процесса. Этим объясняется более чем трехкратная разница уровней флуктуационных помех. Для более глубокого объяснения этого явления остановимся на некоторых моментах теории МДМ-усилителей [4; 5; 6].

В МДМ-усилителях, охваченных отрицательной обратной связью, после синхронного детектора, как правило, следует интегрирующая РС-цепь. Обозначим ее постоянную времени $\tau_{\text{СА}}$. Для обеспечения устойчивости устройства с замкнутой цепью обратной связи $\tau_{\text{СА}}$ выбирают обычно немного больше постоянных времени всех остальных инерционных звеньев (узлов), таких, как входная цепь, узкополосный усилительный каскад (если он имеется) и др. Дифференциальное уравнение в операторной форме такого устройства с достаточной степенью точности может быть представлено следующим образом [4]:

$$(\tau_{\text{СА}} p + 1) U_{\text{ВЫХ}}(t) = K [U_{\text{ВХ}}(t) - \beta U_{\text{ВЫХ}}(t)], \quad (1)$$

где $p = \frac{d}{dt}$ - оператор дифференцирования;

$U_{Вх}(t)$ и $U_{Вых}(t)$ - функции времени, описывающие изменения напряжений на входе и выходе устройства;

K - коэффициент передачи устройства, определяемый при разомкнутой петле обратной связи и линейном диапазоне усилителя;

β - коэффициент передачи β -цепи.

Преобразовав уравнение (1), получим

$$\left(\frac{T_{сд}}{1+K\beta} p + 1\right) U_{Вых}(t) = \frac{K}{1+K\beta} U_{Вх}(t). \quad (2)$$

При подаче на вход такого устройства скачкообразного сигнала

$$U_{Вх}(t) = \begin{cases} 0, & \text{при } t < 0 \\ U_{Вх,с} = \text{const}, & \text{при } t \geq 0 \end{cases}$$

получают разные формы переходного процесса в зависимости от того, перегружен ли усилитель входным сигналом или нет. Переходный процесс будет протекать полностью в линейной области только в том случае, если $KU_{Вх,с} \leq U_{Вых,макс}$, где $U_{Вых,макс}$ - максимальное выходное напряжение линейной области усилителя. После интегрирования выражения (2) получим функцию переходного процесса

$$U_{Вых}(t) = \frac{K}{1+K\beta} U_{Вх,с} \left(1 - e^{-\frac{(1+K\beta)t}{T_{сд}}}\right). \quad (3)$$

При условии $KU_{Вх,с} > U_{Вых,макс}$ переходный процесс не может быть описан одной экспоненциальной функцией, т.к. в этом случае он будет протекать частично в нелинейной области амплитудной характеристики. Вследствие сложности математического описания работы усилителя в нелинейной области точное аналитическое представление переходного процесса для реальных МДМ-устройств связано с серьезными трудностями. Для упрощения рассмотрения предположим, что переход амплитудной характеристики УЧМ из линейной области в нелинейную происходит в определенной точке А, т.е. предположим форму амплитудной характеристики I, представленную на рис. 2.

При сделанных допущениях переходный процесс протекает по двум этапам. На первом этапе, до какого-то момента времени t_1 , усилитель находится в режиме насыщения и конденсатор интегри-

рующей цепи C заряжается током через резистор R под действием неизменного по величине напряжения $U_{\text{вых, макс}}$ с постоянной времени $\tau_{CA} = RC$. Второй этап процесса, при $t \gg t_1$, протекает в линейной области амплитудной характеристики с постоянной времени $\frac{\tau_{CA}}{1+K\beta}$. Весь переходный процесс может быть записан аналитически в следующем виде

$$U_{\text{вых}}(t) = \begin{cases} U_{\text{вых, макс}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{CA}}}), & \text{при } 0 < t \leq t_1; \\ \frac{K}{1+K\beta} U_{\text{вх, с}} (1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau_{CA}}}), & \text{при } t > t_1. \end{cases} \quad (4)$$

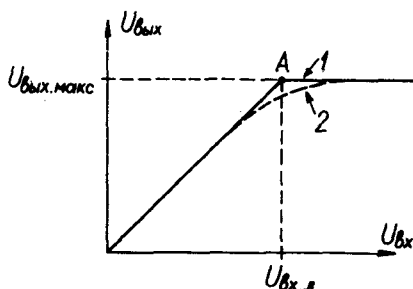


Рис. 2. Амплитудные характеристики УЧМ
1 — предполагаемая; 2 — действительная

Обозначим максимальное входное напряжение линейной области усилителя через $U_{\text{вх, л}}$. Тогда для определения t_1 можем записать уравнение:

$$U_{\text{вх, с}} - \beta U_{\text{вых}}(t_1) = U_{\text{вх, л}}. \quad (5)$$

Левая часть уравнения (5) определяет действующее напряжение на входе МДМ-устройства в момент времени t_1 . Имея в виду, что $U_{\text{вых, макс}} = K U_{\text{вх, л}}$, получим из (5) при $t = t_1$

$$U_{\text{вых}}(t_1) = K U_{\text{вх, л}} [1 - \exp(-\frac{t_1}{\tau_{CA}})].$$

Подставляя последнее в уравнение (5), можем найти выражение для t_1 :

$$t_1 = -\tau_{CA} \ln \left[1 - \frac{1}{K\beta} \left(\frac{U_{\text{вх, с}}}{U_{\text{вх, л}}} - 1 \right) \right]. \quad (6)$$

Имея в виду разложение в ряд

$$\ln(1-x) = -(x + \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} + \dots),$$

можем выразить (6) приближенно:

$$t_1 \approx \tau_{сд} x (1 + \frac{x}{2}), \quad (7)$$

где $x = \frac{1}{K\beta} (\frac{U_{вх,с}}{U_{вх,н}} - 1)$. При $x \leq 0,5$ погрешность определения t_1 не превышает -10% , а при $x \leq 0,1$ - не превышает $-0,4\%$.

В качестве примера на рис. 3 представлена кривая 1, описывающая процесс установления выходного напряжения в МДМ-усилителе при $\tau_{сд} = 5$ с, $U_{вх,макс} = 5$ В, $U_{вх,с} = 1$ В, $U_{вх,уст} = 1$ В, $K = 100$ и $\beta = 0,99$.

При увеличении $U_{вх,макс}$ до 100 В и сохранении остальных условий усилитель не будет перегружаться при включении $U_{вх,с} \leq 1$ В, т.е. получим $t_1 = 0$. Переходный процесс в этом случае протекает с постоянной времени $\frac{\tau_{сд}}{1+K\beta} = 0,05$ с согласно кривой 2, свидетельствующей об увеличении быстродействия устройства.

Чем ближе значение $U_{вх,уст}$ к напряжению $U_{вх,макс}$, тем медленнее протекает переходный процесс. В предельном случае, когда $U_{вх,уст} = U_{вх,макс}$, переходный процесс будет протекать согласно кривой 3, т.е. так, как будто отрицательная обратная связь отсутствует. В последнем случае отрицательная обратная связь не может оказать никакого ускоряющего действия на переходный процесс.

От характера переходного процесса зависит полоса пропускания устройства. Ее можем легко найти из частотной функции МДМ-устройства, которую получим из формулы (2) после замены $p \rightarrow j\omega$

$$K(j\omega) = \frac{\dot{U}_{вх}}{U_{вх}} = \frac{K}{1+K\beta} \cdot \frac{1}{j\omega\tau_{сд} + 1};$$

отсюда модуль коэффициента передачи выражается

$$|K| = \frac{K}{1+K\beta} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega^2\tau'^2 + 1}},$$

где $\tau' = \frac{RC}{1+K\beta}$. Предельная частота полосы пропускания устройства по уровню -3 дБ определяется как

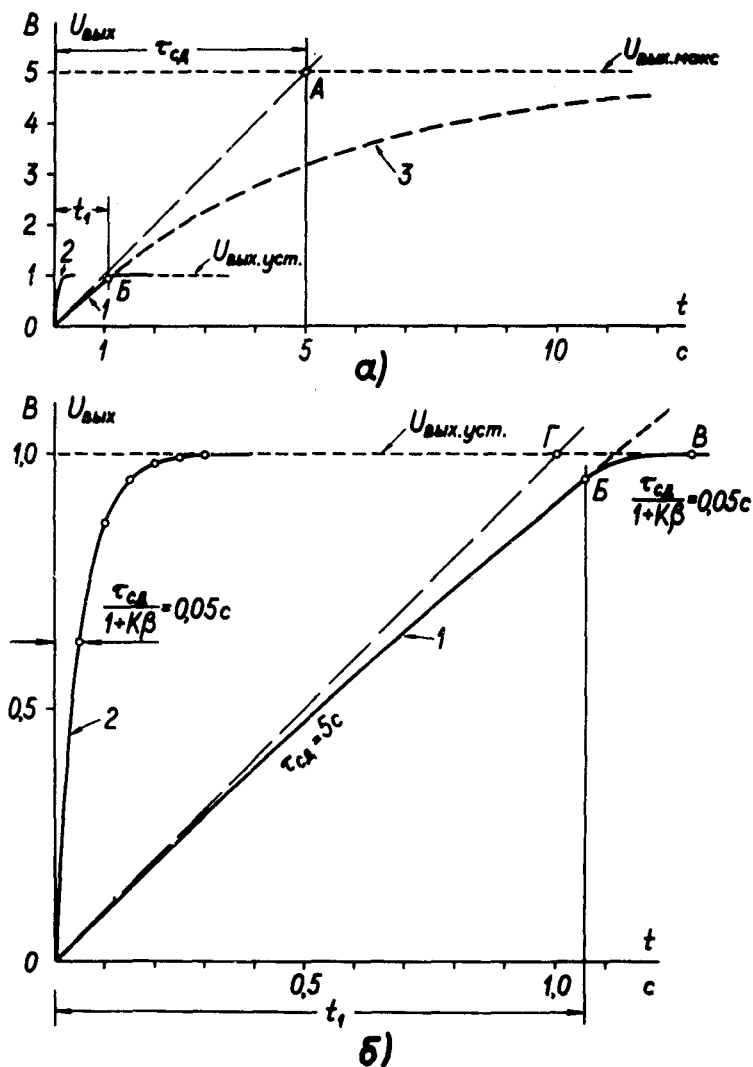


Рис. 3. а) кривые, описывающие процессы установления выходного напряжения в МДМ-усилителе;
 б) кривые 1 и 2 в десятикратном увеличении.

$$f_{0,7} = \frac{1}{2\pi\tau'} = \frac{1+K\beta}{2\pi\tau_{CA}}. \quad (8)$$

Если переходный процесс протекает частично в нелинейной области характеристики (с насыщением усилителя), то, естественно, вместе с потерей быстродействия уменьшится и полоса пропускания, т.е.

$$f'_{0,7} < \frac{1+K\beta}{2\pi\tau_{CA}}. \quad (8a)$$

В предельном случае, когда $U_{\text{вых,уст}} = U_{\text{вых,макс}}$ полоса пропускания сужается до минимума, т.е.

$$f_{0,7 \text{ мин}} = \frac{1}{2\pi\tau_{CA}}.$$

Вернемся к анализу вариантов № 1 и № 2 усилителя, описанного выше.

Время установления 2,5 с обеспечивается в варианте № 1 при постоянной времени $\tau_{CA} = 5,3$ с, в № 2 — при $\tau_{CA} = 64$ с. Так как в обоих усилителях коэффициент обратной связи $1 + K\beta = 100$, предельная частота полосы пропускания $f_{0,7}$ для варианта № 1, рассчитанная по формуле (8), составляет около 3 Гц, а для варианта № 2 — $f_{0,7} \approx 0,25$ Гц. Полоса пропускания 3 Гц варианта № 1 действительна для сигналов с амплитудой до ± 25 мкВ, следовательно, и для помех с амплитудой ± 20 мкВ. Для больших сигналов полоса пропускания уменьшается вместе с ростом амплитуды входного сигнала. В то же время в варианте № 2 полоса пропускания постоянна во всем номинальном диапазоне входного сигнала, и даже с некоторым запасом (до ± 25 мВ). Кстати, этот запас имеет немалое практическое значение: усилитель сохраняет работоспособность также в том случае, когда фоновые помехи превышают номинальный сигнал (в данном случае более чем на порядок величины).

В опытах, проведенных автором, МДМ-усилитель обеспечивал $U_{\text{вых,макс}} \approx 25$ В, а УПТ — около 11 В. В варианте № 2 пассивная RC-цепь была заменена активной цепью $RC_1(1+K_{\text{упт}}) = \tau_{CA}$, где $R = 1$ МОм и $C_1 = 0,064$ мкФ. Конденсатором C_1 служил магазин емкостей P544.

Вышеизложенные моменты из теории МДМ-усилителей, а также примеры на усилителе по двум вариантам позволяют сделать следующий вывод: при конструировании высокочувствительных усилителей с ДК очень важно соблюдать требование, чтобы устройство имело одинаковую полосу пропускания для помех (шумов) и полезных сигналов. Для выполнения этого требования необходимо обеспечить достаточный динамический (линейный) диапазон МДМ-усилителя, чтобы никакие помехи и полезные сигналы (номинальной величины) не вызывали нелинейные искажения в устройстве.

Коэффициент передачи напряжения K устройства в целом (рис. 1б) при разомкнутой цепи обратной связи представляет собой произведение

$$K = K_{\text{МДМ}} \cdot K_{\text{УПТ}} \quad (9)$$

Обычно коэффициент K задается или определяется разработчиком устройства, исходя из его назначения. Коэффициент $K_{\text{МДМ}}$ выбирается по двум известным критериям: 1) $K_{\text{МДМ}}$ должен быть достаточно большим, чтобы дрейф нуля УПТ, приведенный ко входу устройства, был бы несущественным по сравнению с дрейфом ДК; 2) $K_{\text{МДМ}}$ должен быть достаточно малым, чтобы помехи не перегружали последние каскады УЧМ.

При выборе коэффициента $K_{\text{МДМ}}$ кроме дрейфа УПТ следует еще учесть дрейф СД, который складывается алгебраически с дрейфом УПТ (при предположении, что входное сопротивление УПТ намного больше сопротивлений СД и резистора R интегрирующей цепи). Дрейф СД может быть обусловлен, например, разбалансом плеч СД в результате изменения температуры, старением элементов или изменением формы опорного напряжения. Основные критерии для выбора коэффициента передачи $K_{\text{МДМ}}$ при структуре МДМ + УПТ (рис. 1б) можно представить следующими неравенствами:

$$\begin{aligned} K_{\text{МДМ}} &\gg \frac{|E_{\text{УПТ}} + E_{\text{СД}}|}{|E_{\text{ДК}}|} ; \\ K_{\text{МДМ}} &\gg \frac{|U_{\text{д,УПТ}} + U_{\text{д,СД}}|}{|U_{\text{д,ДК}}|} , \\ K_{\text{МДМ}} &< \frac{U_{\text{вых,макс}}}{U_{\text{п}}} ; \\ K_{\text{МДМ}} &\leq \frac{U_{\text{вых,макс}}}{U_{\text{об,макс}}} , \end{aligned} \quad (10)$$

где $\varepsilon_{УПТ}$, $\varepsilon_{СД}$ и $\varepsilon_{ДК}$ - температурные коэффициенты напряжения дрейфа соответственно УПТ, СД и ДК; $U_{д,УПТ}$, $U_{д,СД}$ и $U_{д,ДК}$ - напряжения временных дрейфов; $U_{ВЫХ,МАКС}$ - максимальное выходное напряжение линейной области МДМ-усилителя; $U_{ш}$ - максимальное напряжение флуктуационных шумов и фоновых помех; $U_{ВХ,МАКС}$ - максимальное номинальное напряжение сигнала, подаваемого на вход устройства МДМ + УПТ.

Вышеизложенное относится к устройствам, в которых можно пренебречь всеми остальными постоянными времени, кроме $\tau_{СД}$. Если УЧМ содержит УПУ или СФ (рис. 1а и б), тогда следует учесть две постоянных времени.

При единичном скачке постоянного напряжения на входе МДМ-усилителя амплитуда переменного сигнала на входе узкополосного усилителя будет расти приблизительно по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau_{ВХ}$, определяемой возрастанием напряжения на ДК [7]. Если постоянная времени узкополосного усилителя $\tau_{УПУ} \gg \tau_{ВХ}$, тогда амплитуда напряжения на выходе УПУ возрастает практически по экспоненциальному закону с одной постоянной времени [8]. На рис. 4 представлены графики изменения напряжений на входе

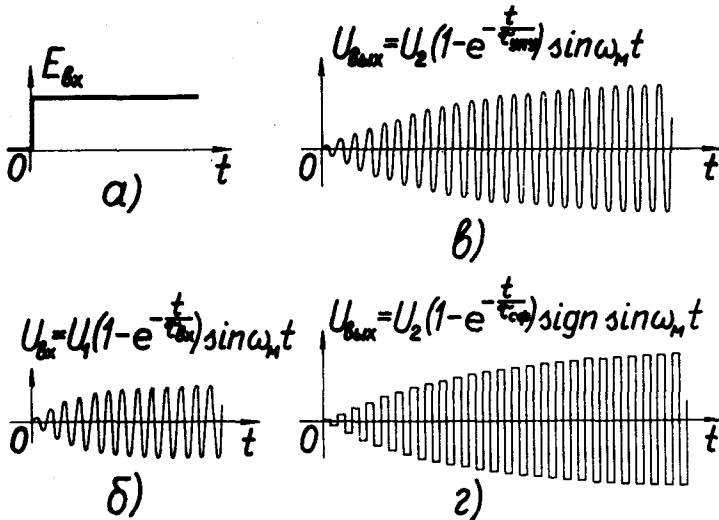


Рис. 4. Графики изменения напряжений: а) на входе устройства с ДК; б) на входе УПУ; в) на выходе УПУ; г) на выходе СФ.

устройства с ДК (а), на входе (б) и на выходе (в) узкополосного усилителя при $\beta = 0$, т.е. при отсутствии обратной связи. Через ω_m обозначена угловая частота модуляции.

Аналогичная картина наблюдается на выходе синхронного фильтра (рис. 4г). Основное отличие заключается в том, что на выходе УПУ сигнал имеет синусоидальную форму, а на выходе СФ — прямоугольную. Остановимся коротко на описании принципа работы СФ [9, 10], менее распространенного в практике, чем УПУ.

На рис. 5 приведена принципиальная схема СФ, включенного между предусилителем (ПУ) и выходным усилителем (ВУ) МДМ-устройства. СФ состоит из интегрирующей цепи $R_\phi - C'_\phi - C''_\phi$ и синхронного ключа K , переключаемого сигналом генератора частоты модуляции. Все переменные сигналы и помехи с периодом $T \ll \tau_{C_\phi}$ сильно подавляются фильтром, кроме сигнала,

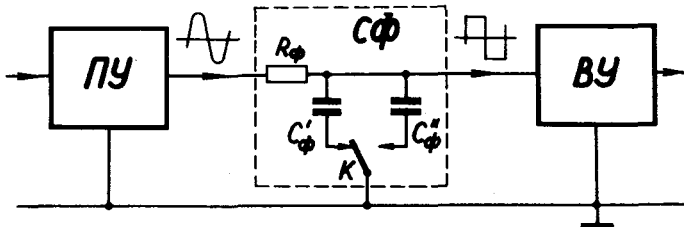


Рис. 5. Принципиальная схема синхронного фильтра (СФ).
 ПУ — предварительный усилитель; ВУ — выходной усилитель; К — синхронный ключ.

фаза и частота которого совпадают с фазой и частотой ключа. В нечетные полупериоды, когда, например, через ключ заземлен конденсатор C'_ϕ , на него попадают полупериоды синхронного сигнала одной полярности. В результате этого на C'_ϕ накапливается заряд, пропорциональный амплитуде синхронного сигнала, а на выходе СФ возникает сигнал прямоугольной формы. В четные полупериоды заземляется конденсатор C''_ϕ , он заряжается аналогично зарядом противоположного знака. Составляющая синхронного сигнала, сдвинутая по фазе на 90° относительно фазы ключа, не проходит через СФ.

Постоянная времени СФ определяется формулой

$$\tau_{сф} = R_{\phi}(C'_{\phi} + C''_{\phi}).$$

Так как обычно $C'_{\phi} = C''_{\phi} = C_{\phi}$, то $\tau_{сф} = 2R_{\phi}C_{\phi}$,

а полоса пропускания СФ выражается формулой

$$\Delta f = \frac{1}{4\pi R_{\phi} C_{\phi}}.$$

С помощью СФ может быть реализована такая же узкая полоса пропускания усилителя частоты модуляции, как и с помощью УПУ с RC-фильтром или колебательным контуром. Однако устройство с СФ обладает существенным преимуществом по сравнению с УПУ. Дрейф частоты генератора опорного напряжения не вызывает в СФ изменений коэффициента передачи и фазы сигнала УЧМ, как это имеет место в устройстве с УПУ.

В полупроводниковых устройствах с СФ синхронный ключ реализуется на униполярных или на биполярных транзисторах.

В устройствах с УПУ или СФ обычно приходится учитывать, кроме $\tau_{сА}$, постоянную времени $\tau_{упу}$ или $\tau_{сф}$. Дифференциальное уравнение для таких устройств может быть записано в следующем виде [4]:

$$(\tau_1 p + 1)(\tau_{сА} p + 1) U_{вых}(t) = K[U_{вх}(t) - \beta U_{вых}(t)],$$

или, после преобразования, в виде

$$\left(\frac{\tau_1 \tau_{сА}}{1 + K\beta} p^2 + \frac{\tau_1 + \tau_{сА}}{1 + K\beta} p + 1 \right) U_{вых}(t) = \frac{K}{1 + K\beta} U_{вх}(t), \quad (II)$$

где τ_1 - постоянная времени $\tau_{упу}$ или $\tau_{сф}$. Обозначая

$$\frac{\tau_1 \tau_{сА}}{1 + K\beta} = T_1^2 \quad \text{и} \quad \frac{\tau_1 + \tau_{сА}}{1 + K\beta} = T_2, \quad \text{получим для уравнения (II)}$$

известное характеристическое уравнение

$$T_1^2 p^2 + T_2 p + 1 = 0.$$

Для того чтобы после подачи ступенчатого входного сигнала переходный процесс носил бы аperiodический характер, должно быть выполнено условие

$$T_2^2 - 4T_1^2 \geq 0.$$

Подставляя в последнее неравенство выражения через τ_1 и $\tau_{сА}$ получим условие

$$(\tau_1 + \tau_{CA})^2 \gg 4(1 + K\beta)\tau_1\tau_{CA}. \quad (12)$$

Предполагая, что $\tau_{CA} > \tau_1$ и $(1 + K\beta) \gg 1$, из (12) получим условие

$$\tau_{CA} \gg [4(1 + K\beta) - 2]\tau_1. \quad (13)$$

Наоборот, при большей получим

$$\tau_1 \gg [4(1 + K\beta) - 2]\tau_{CA} \quad (14)$$

Согласно условию (12) аperiodичность переходного процесса сохраняется независимо от того, какую из двух постоянных времени выбрать большей. Поэтому в связи с высокочувствительными устройствами с ДК поднимается вопрос: какую из постоянных времени τ_1 или τ_{CA} целесообразно выбрать большей? Ответ на этот вопрос получим, сравнивая переходные процессы при единичном скачке входного напряжения.

1) Допустим $\tau_{CA} \gg \tau_1$, согласно условию (13).

Если при нормальном (большом) сигнале выходные каскады УЧМ временно работают в нелинейном режиме (перегружаются), тогда переходный процесс замедляется, а полоса пропускания устройства уменьшается аналогично тому, как указано в формуле (8а). В то же время, как правило, малые сигналы и шумы не перегружают выходные каскады УЧМ и полоса пропускания для них оказывается шире (согласно формуле (8)).

2) Допустим $\tau_1 \gg \tau_{CA}$, согласно условию (14).

Коэффициент передачи той части усилителя, которая находится до УПУ или СФ, может быть выбран так, что сигнал номинальной величины не перегрузит его каскады. Этим гарантируется одинаковая полоса пропускания предварительного усилителя как для полезного сигнала, так и для шумов. В узкополосном усилителе или на синхронном фильтре помехи подавляются настолько, что они не будут перегружать каскады УЧМ, следующие после УПУ или СФ. Следовательно выбор $\tau_1 \gg \tau_{CA}$ обладает преимуществами.

При $\tau_1 \gg \tau_{CA}$ усилители по блок-схеме рис. 1а в принципе могут обеспечить такие же динамические характеристики и малый уровень флуктуаций, как усилитель со структурой МДМ + УПТ (рис. 1б). Например, усилитель по схеме рис. 1а с УПУ в

принципе может иметь такой же малый уровень шумов, как вариант усилителя № 2 по таблице I. Для этого допустим $K_1 = K_2 = 10^3$, где K_1 — коэффициент передачи предварительного усилителя вместе с ДР, а K_2 — коэффициент передачи УПУ, выходных каскадов УЧМ и синхронного детектора, вместе взятых. Общий коэффициент передачи получится $K = K_1 \cdot K_2 = 10^6$, а $1 + K\beta$ выберем равной 10^2 . Если $\tau_1 = 64$ с (аналогично варианту № 2), то по формуле (14) постоянная τ_{CA} должна удовлетворять условию

$$\tau_{CA} \leq \frac{\tau_1}{4(1+K\beta)-2} \approx \frac{64}{4 \cdot 10^2} \approx 0,16 \text{ с},$$

что обеспечивает вполне достаточное сглаживание пульсации на выходе усилителя. В этом легко убедиться расчетным путем. Имея, например, двухполупериодный СД, можем записать функцию, описывающую напряжение на входе фильтра (см. рис. 6), следующим образом [11]:

$$U_1(t) = \frac{2}{\pi} U_{m1} - \frac{4}{\pi} U_{m1} \left(\frac{\cos 2\omega_H t}{1 \cdot 3} + \frac{\cos 4\omega_H t}{3 \cdot 5} + \frac{\cos 6\omega_H t}{5 \cdot 7} + \dots \right),$$

где U_{m1} — амплитуда напряжения на входе фильтра. Ограничиваясь наибольшей переменной составляющей (с частотой $2\omega_H$), получим на выходе фильтра ее амплитуду пульсации:

$$U'_{m2} = \frac{U_{m2}}{\sqrt{1+(2\omega_H \tau_{CA})^2}} = \frac{\frac{4}{3\pi} U_{m1}}{\sqrt{1+(2\omega_H \tau_{CA})^2}}.$$

При частоте модуляции $f_H \gg 50$ Гц и $\tau_{CA} = 0,16$ с амплитуда пульсации на выходе фильтра не превышает 0,66% выходного напряжения МДМ-усилителя ($U_{\text{вых}} = \frac{2}{\pi} U_{m1}$), что вполне достаточно в большинстве случаев.

Далее остановимся на вопросе: могут ли быть реализованы УПУ и СФ с постоянной времени, например, $\tau_1 = 64$ с?

Эквивалентная добротность УПУ ($Q_{ЭКВ}$) и постоянная времени $\tau_{УПУ}$ связаны между собой (при $Q_{ЭКВ} \gg 1$) следующей приближенной формулой [5]:

$$Q_{ЭКВ} \approx \pi \tau_{УПУ} f_0,$$

где f_0 — резонансная частота УПУ. В МДМ-усилителе с УПУ $f_0 = f_H$. При $\tau_{УПУ} = 64$ с и $f_H \gg 50$ Гц добротность $Q_{ЭКВ}$ должна быть не менее десяти тысяч. Реализация столь большой добротности на низких частотах связана с большими трудностями.

Однако еще труднее обеспечить удовлетворительную стабильность частоты генератора возбуждения относительно резонанса УПУ, а также стабильность резонансной частоты УПУ относительно f_M . Их малейшее взаимное смещение вызывает изменение фазы сигнала относительно СД, а вместе с тем существенное изменение коэффициента передачи МДМ-усилителя. Поэтому конструкция МДМ-усилителя с УПУ при соотношении $\tau_{упу} \gg \tau_{сд}$ нерациональна, а следовательно, нерационально также получение параметров усилителя, следуя варианту № 2 по схеме рис. 1а.

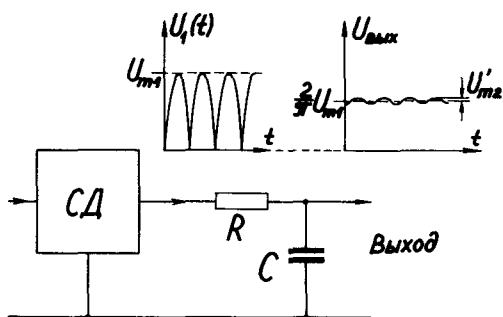


Рис. 6. К определению амплитуды пульсации напряжения на выходе МДМ-усилителя.

Иначе обстоит дело с усилителем, содержащим СФ. Например, $\tau_{сф} = 64$ с может быть реализована при $R_{\phi} = 10^5 - 10^7$ Ом на конденсаторах с емкостью $C_{\phi} = C'_{\phi} = 320 - 3,2$ мкФ. При этом устройство с СФ не чувствительно к дрейфу частоты генератора. Таким образом, реализация устройства по блок-схеме рис. 1а с параметрами, свойственными варианту № 2, не вызывает трудностей. Однако такой усилитель с СФ не имеет также никаких принципиальных преимуществ по сравнению со структурой МДМ + УПТ. Наоборот, с экономической точки зрения устройство с СФ может не оправдать себя по сравнению с устройством со структурой МДМ + УПТ по таким показателям, как количество схемных элементов, точек пайки и др.

Вышесказанное не означает, что применение СФ вообще не оправдывает себя. Например, когда усилитель с ДК по блок-

схеме рис. 1б рассчитан для работы в условиях повышенного уровня периодических помех электростатического или магнитного происхождения, тогда СФ может существенно повысить помехоустойчивость устройства. В рассматриваемом усилителе сохраняются линейный режим, а также нормальный коэффициент передачи постоянного и медленно меняющегося напряжения и в том случае, когда помехи, например, сетевой частоты, многократно превышают уровень полезного сигнала.

Разделение сигнала от помех с помощью СФ является эффективным методом только в том случае, когда предшествующие ему каскады УЧМ не перегружаются помехами. Из сказанного следует, что эти каскады должны быть построены с максимальным динамическим диапазоном. Практически целесообразно включить СФ после первого или второго каскада УЧМ.

Заключение

На современном этапе развития элементной базы электронных приборов высокочувствительные приборы для работы в нормальных условиях (при малом уровне периодических помех) наиболее целесообразно строить со структурой МДМ + УПТ без узкополосного усилителя и синхронного фильтра. При условии применения в таком устройстве в качестве УПТ дифференциального усилителя на интегральной микросхеме с малым температурным дрейфом нуля (не более 50 мкВ на кельвин), а также синхронного детектора с малым дрейфом, МДМ-усилитель с ДК не должен иметь коэффициент передачи свыше 10^2 . Это следует из формул (10) при учете того, что нестабильность контактной разности потенциалов ДК не превышает 1 – 50 мкВ на кельвин и примерно столько же микровольт за час [12, 13, 14]. В качестве УПТ положительно зарекомендовали себя микросхемы К140УД8, К140УД7, К553УД2, К153УД2 и др.

Принципы построения высокочувствительных усилителей с ДК по блок-схеме рис. 1б, изложенные в настоящей работе, нашли применение в устройствах, разработанных в Тартуском государственном университете под руководством автора. Из них можно назвать динамический электрометр общего лабораторного применения типа УТ-7515, электрометрический нуль-индикатор для высокоомного моста типа Р-4056, установку для измерения контактной разности потенциалов УТ-6908А и др.

Л и т е р а т у р а

1. Илюкович А.М. Техника электрометрии. М., Энергия, 1976, 400 с.
2. Абракова Л.А., Каминская Т.А., Матросов В.А., Шмидт А.М. Высокочувствительный электрометр для научных исследований. - Измерительная техника, 1976, № 9, с. 60-62.
3. Кайтса Э.Е., Кирсс Ю.Э., Мадисе Т.В., Разбен В.А., Сакс О.В. Высокочувствительный электрометр типа УТ-6801 с динамическим конденсатором. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1973, вып. 10(40), с. 18-26.
4. Беленький Б.И., Минц М.Б. Высокочувствительные усилители постоянного тока с преобразователями. Л., Энергия, 1970, 384 с.
5. Анисимов В.И. Сравнительный анализ частотных характеристик усилителей постоянного тока типа МДМ для двух режимов его работы. - Автоматика и телемеханика, 1962, т. 23, № 1.
6. Анисимов В.И. Частотные характеристики усилителя постоянного тока типа МДМ. - Изв. вузов, Приборостроение, 1962, т. 5, № 2.
7. Борзов В.М. Расчет входной цепи электрометра с динамическим конденсатором. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1970, вып. 1 (31), с. 4-33.
8. Бонч-Бруевич А.М. Радиоволновая электроника в экспериментальной физике. М., Наука, 1966, 768 с.
9. Дехтяренко П.И. Синхронное детектирование в измерительной технике и автоматике. Киев, Техника, 1965, 314 с.
10. Заметин В.И. Подбор элементов ключей синхронного фильтра. - ПТЭ, 1976, № 4, с. 126-128.
11. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.-Л., Гостехиздат, 1948, 556 с.
12. Шуклин К.С. Опыт создания специальных элементов и узлов для входных цепей электрометров. - Труды ВНИИ физ.-техн. и радиотехн. измерений, М., 1970, вып. 1(31), ч. 1, с. 166-206.

13. Сакс О.В. Собственные помехи преобразователя с динамическим конденсатором. - Учен. зап. Тарт. ун-та, 1977, вып. 443, с. 99-138.
14. Сатаров В.В., Граф Л.М., Графов В.С., Матросов В.А., Шмидт А.М. Универсальный электрометрический комплекс для научных исследований. - Измерительная техника, 1978, № 5, с. 53-54.

A COMPARATIVE ANALYSIS OF BLOCK DIAGRAMS OF SENSITIVE
AMPLIFIERS WITH A DYNAMIC CAPACITOR

O. Saks

Summary

The design of voltage amplifiers of high sensitivity is mainly based on the use of two block diagrams: a) a modulation-demodulation amplifier (MDM amplifier), including a narrow-band amplifier or a synchronous filter; b) an MDM amplifier and direct current amplifier (DC amplifier) arranged in series. In the first version the total gain is obtained at the modulation frequency f_M , in the second one it is divided between the modulation amplifier at the frequency f_M and the DC amplifier. The author has analysed theoretically and by means of comparative tests how it is expedient to build such amplifiers. These studies have led him to the conclusion that the voltage gain of the modulation amplifier must not exceed 100 and the main voltage gain is to be obtained by means of the DC amplifier.

The second problem discussed in the paper includes an analysis of the possibilities and the means of suppressing periodic and magnetic disturbances on the level of the block diagrams. There are three of them: a narrow-band amplifier, a synchronous filter and a synchronous rectifier with a wide dynamic range. It has been shown that under normal conditions, when not dealing with considerable grid disturbances, the most effective and simplest way of suppression is the third one: the synchronous rectifier of high quality preceding the DC amplifier in the block diagram. Further, it has been pointed out that in the presence of considerable

disturbances when nonlinear distortions may arise already in the modulation amplifier preceding the synchronous rectifier, it is advisable to suppress them with the synchronous filter but not with the narrow-band amplifier. The latter is not suitable to operate simultaneously with the synchronous rectifier.

СОДЕРЖАНИЕ

ТАММЕТ Х.Ф. Двумерная неопределенность решения некорректно поставленных обратных задач	3
ТАММЕТ Х.Ф. Обобщение метода Ланжевена решения обратных задач	7
САЛЫМ Я.Й. О повышении разрешающей способности спектрометра легких аэрозолей	10
КОНИ Ю.Я., САЛЫМ Я.Й. К вопросу об адсорбции аэрозолей на начальном участке трубы	15
ТАММЕТ Х.Ф., САЛЫМ Я.И. Об использовании проволочных антенн для аэромониторинга	19
РЕЙНЕТ Я.Ю. Об ионизировании воздуха в закрытых помещениях при помощи коронных ионизаторов I	26
ЛАНГУС Л.Э., РЕЙНЕТ Я.Ю. Об ионизировании воздуха в закрытых помещениях при помощи коронных ионизаторов II	38
АРОЛЬД М.У., МАТИЗЕН Р.Л. Об атмосферном электричестве на Северном Кавказе	57
НИКУЛЬЧА И.П., БЕСПАЛОВ И.Н. Применение моделирования и теории подобия для исследования процессов в ионизированном воздухе при его движении по воздуховоду	62
ЛААН М.Р. Вычисление распределения поля в случае импульсов коронки постоянного напряжения	77
КОРТЕ Х.Й. Разряд в чистом азоте при атмосферном давлении в промежутке острие-плоскость	107
БЕЛОВ М.Н., ВИСНАПУУ Л.Ю. Об исследовании генератора электроаэрозолей с несколькими распылителями	115
БЕРНОТАС Т.П., КИКАС Ю.Э., МИРМЕ А.А. Конденсационный генератор высокодисперсных аэрозолей	128
МИРМЕ А.А., ТАММЕТ Х.Ф., ФИШЕР М.М., АРОЛЬД М.У., ТАММ Э.И. Полуавтоматический координатомер	132

СУДА Э.В. Исследование эволюции спектра частиц в постоянно укрупняющем аэрозоле	140
САКС О.В. Сравнительный анализ блок-схем высоко-чувствительных усилителей с динамическим конденсатором	146

CONTENTS

TAMMET H. Binomial uncertainty of the solution of an incorrectly posed inverse problem	3
TAMMET H. Generalization of the Langevin method for solving inverse problems	7
SALM J. On raising the resolving power of a small air-ion spectrometer	10
KONI J., SALM J. On adsorption of air ions in the initial part of the pipe	15
TAMMET H., SALM J. On the use of a wire antenna for air ionization	19
REINET J. On ionization of air in enclosed rooms by means of corona ionizers	26
LANGUS L., REINET J. On the ionization of air in enclosed rooms by means of a corona ionizer II ...	38
AROLD M., MATISEN R. On atmospheric electricity in the Northern Caucasus	57
NIKULIŠA I., BEŠPALOV I. Application of the theory of modelling and similarity to the study of the processes proceeding in ionized air during its flow through a channel	62
LAAN M. Calculation of the electric field distribution in direct current corona pulses	77
KORGE H. The discharge in pure nitrogen at atmospheric pressure in the point-to-plane discharge gap	107

BELOV M., VISNAPUU L. On investigating an electro-aerosol generator with many atomizers	115
BERNOTAS T., KIKAS Ü., MIRME A. A condensation generator for aerosol production in the sub-micron range	128
MIRME A., TAMMET H., FISCHER M., AROLD M., TAMM E. A semiautomatic digitizer of co-ordinates	132
SULA E. A study of the particle spectrum of a continuously reinforced aerosol	140
SAKS O. A comparative analysis of block diagrams of sensitive amplifiers with a dynamic capacitor	146

УДК 518.0
551.508.941.3

ДВУМЕРНАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ РЕШЕНИЯ НЕКОРРЕКТНО ПОСТАВЛЕННЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ. Т а м м е т Х. Ф. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 3-6.

Показано, что метод регуляризации не позволяет описать полную ошибку решения уравнения. Описан метод, который дает двумерную оценку ошибки - как по значению, так и по аргументу решения уравнения. Получено соотношение неопределенности для одной частной задачи.

Илл. 1. Библ. 4. Рез. англ.

УДК 518.0
551.508.041.3

ОБОБЩЕНИЕ МЕТОДА ЛАНЖЕВЕНА РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ. Т а м м е т Х. Ф. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 7-9.

Описывается способ приведения интегрального уравнения первого рода со слайн-ядром к задаче вычисления производных.

Библ. 3. Рез. англ.

УДК 551.508.941

О ПОВЫШЕНИИ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРОМЕТРА ЛЕГКИХ АЭРОИОНОВ. С а л ь м Я. И. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 10-14.

Сначала рассматривается действие тепловой диффузии на разрешающую способность аспирационного спектрометра легких аэроионов. Выведена наглядная формула для относительной дисперсии подвижности. В заключение приведены самые общие данные нового спектрометра аэроионов повышенной разрешающей способности.

Табл. 1. Библ. 4. Рез. англ.

УДК 551.508.941.3
621.317.792

К ВОПРОСУ ОБ АДСОРБЦИИ АЭРОИОНОВ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБЫ. К о н и Ю. Я., С а л ь м Я. Й. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 15-18.

На основе аналогии между процессами тепло- и массообмена выведены формулы для расчета адсорбции аэроионов на начальном участке трубы в случаях ламинарного и турбулентного пограничного слоя.

Библ. 3. Рез. англ.

УДК 537.523.3
537.241

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРОВОЛОЧНЫХ АНТЕНН ДЛЯ АЭРОИОНИЗАЦИИ. Т а м м е т Х. Ф., С а л ь м Я. Й. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 19-25.

Приведены экспериментально измеренные зависимости разных ионизационных характеристик от различных параметров, с применением короннующих проволочных антенн под отрицательным напряжением.

Илл. 6. Библ. 4. Рез. англ.

УДК 537.523.3
537.241

ОБ ИОНИЗАЦИИ ВОЗДУХА В ЗАКРЫТЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ ПРИ ПОМОЩИ КОРОННЫХ ИОНИЗАТОРОВ I. Р е й н е т Я. Ю. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 26-37.

Антенный коронный ионизатор создает в закрытом помещении большое количество тяжелых ионов из-за осаждения легких ионов в сильном электрическом поле на ядра, имеющиеся в воздухе (пыль и т.д.).

Если в помещении находятся люди, концентрация тяжелых ионов увеличивается, а концентрация молекул уменьшается.

Коронные ионизаторы создают дополнительно токсические газы (соединения азота) и под влиянием униполярных зарядов частицы пыли осаждаются на стенках дыхательного тракта людей. Применение ионизаторов в помещении, где находятся люди, не гигиенично.

Илл. I. Табл. 8. Библ. 6. Рез. англ.

УДК 537.523.3
537.241

ОБ ИОНИЗАЦИИ ВОЗДУХА В ЗАКРЫТЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ ПРИ ПОМОЩИ
КОРОННЫХ ИОНИЗАТОРОВ. Л а н г у с Л. Э., Р е й н е т
Я. Ю. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 38 -
-56.

Приведены результаты измерений спектра аэрозонов в зак-
рытом помещении. Аэрозоны генерировались при помощи антен-
ного коронного ионизатора при разных напряжениях АФ-3.

Илл. 1. Табл. 14. Библ. 6. Рез. англ.

УДК 551.594.12
551.510:615.847.1

ОБ АТМОСФЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСТВЕ НА СЕВЕРНОМ КАВКАЗЕ.
А р о л ь д М. У., М а т ж е н Р. Д. Уч. зап. Тар-
туского ун-та, 1979, вып. 479, с. 57-61.

Приведены результаты измерения в районе Ново-Пятигорска,
положительной и отрицательной проводимостей и концентраций тяжелых аэрозонов. Дан статистический анализ результатов измерений.

Табл. 5. Рез. англ.

УДК 621.317.792

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ТЕОРИИ ПОДОБИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ИОНИЗИРОВАННОМ ВОЗДУХЕ ПРИ ЕГО ДВИЖЕНИИ ПО ВОЗДУХОВОДУ. Н и к у л ь ч а И. П., Б е с п а л о в И. Н. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 62-
-76.

Определены основные критерии подобия процессов в ионизированном воздухе, движущемся по воздуховоду. Составлено и решено численными методами полное дифференциальное уравнение в критериальной форме. Проведено экспериментальное исследование на физической модели.

Илл. 4. Библ. 11. Рез. англ.

УДК 537.523.2

ВЫЧИСЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ В СЛУЧАЕ ИМПУЛЬСОВ КОРОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА. Д а а н М. Р. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 77-106.

Вычисляются напряженность поля, линейная плотность электронов и объемный заряд в зависимости от времени и положения в разрядном промежутке острове-плоскость. Вычисления сделаны на основе измерения тока фотоумножителя $i_{ф\Delta y}(x, t)$.

Илл. 12. Библ. 29. Рез. англ.

УДК 537.523.2

РАЗРЯД В ЧИСТОМ АЗОТЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ В ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЕ-ПЛОСКОСТЬ. К о р г е Х. Й. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 107-114.

Исследовался электрический разряд в промежутке острове-плоскость в чистом азоте (азота не менее 99,996%, кислорода не более 0,001%) при давлении 770 мм рт.ст. При положительном острие порог разряда значительно выше, чем в воздухе и равен 9,8 кВ. Стационарный режим в виде канала, перекрывающего промежуток, устанавливался либо после прохождения стримера, либо посредством "медленного" механизма ВАХ разряда возрастающая. При отрицательном острие минимальный порог равен 4,6 кВ и разряд локализован у острия. Около 6 кВ разряд переходит в другую форму, перекрывающую промежуток и которая имеет ВАХ несколько схожую с тлеющим разрядом. Кратко обсуждаются возможные механизмы, вызывающие изменение порогов в азоте, а также заключения вытекающие из отсутствия положительной постоянной короны в азоте. Последнее объяснимо уменьшением эффективности фотоионизации, и не является доказательством существования слоя отрицательных ионов Гермштейна в воздухе.

Илл. 3. Библ. 10. Рез. англ.

УДК 621.319.7.001.6
541.18.053

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ ГЕНЕРАТОРА ЭЛЕКТРОАЭРОЗОЛЕЙ С НЕСКОЛЬКИМИ РАСПЫЛИТЕЛЯМИ. Белов М. Н., Виснапуу Д. Ю. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 115-127.

Описано устройство генератора электроаэрозолей, включающего несколько пневматических распылителей с центральным жидкостным и периферийным газовым соплом с индуцирующим электродом.

Экспериментально определены зависимости расхода распыляемой жидкости, тока конвекции при параллельной работе нескольких распылителей при различных расстояниях между отдельными распылителями и разных расстояниях от заземленной сетки до распылителей и скоростях обдува воздухом распылителей.

Илл. 8. Библ. 4. Рез. англ.

УДК 621.319

КОНДЕНСАЦИОННЫЙ ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ АЭРОЗОЛЕЙ.

Бернотас Т. П., Кжжас Ю. Э., Мирме А. А. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 128-131.

Описан конденсационный генератор высокодисперсных аэрозолей. В кварцевых трубках рабочее вещество - йодид серебра дважды испаряется и конденсируется. При второй конденсации получают частицы йодида серебра со средним радиусом $9 + 20$ нм и монодисперсностью менее 0,25. Большое внимание уделялось компактности конструкции и обеспечению стабильности режима работы.

УДК 541.182.2/3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СПЕКТРА ЧАСТИЦ В ПОСТОЯННО УКРУПНЯЮЩЕМ АЭРОЗОЛЕ. Сула Э. В. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 139-145.

Экспериментально исследуется кинетика коагуляций частиц в постоянно укрупненном аэрозоле. Размеры частиц в промежуточном интервале чисел Кнудсена. Спектр частиц источника лог-нормальной. В процессе эволюции σ_3 практически не изменяется, увеличивается только σ_1 .

Илл. 4. Табл. 1. Библ. 5. Рез. англ.

УДК 621.319

ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКИЙ КООРДИНАТОМЕР. Мирме А. А.,
Таммет Х. Ф., Фишер М. М., Арольд М. У.,
Тамм Э. И. Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479,
с. 132-138.

Описано устройство для полуавтоматического измерения и регистрации на перфоленту координат точек изображений, проектируемых на экран размерами $270 \times 370 \text{ мм}^2$ с пленок размерами кадра $24 \times 30 \text{ мм}^2$, $16 \times 22 \text{ мм}^2$ или $7,5 \times 10 \text{ мм}^2$. Обработка записанной информации осуществляется ЭВМ. Темп работы 1-3 точек в секунду; приборная ошибка, определяемая дискретностью кодирования, не превышает 0,5 мм на плоскости экрана. Процедурная ошибка, определяемая качеством работы человека-оператора, несколько превышает приборную при нормальном темпе работы опытного оператора.

Илл. 3. Библ. 4. Рез. англ.

УДК 621.317.3.01

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ БЛОК-СХЕМ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С ДИНАМИЧЕСКИМ КОНДЕНСАТОРОМ. Сакс О. В.
Уч. зап. Тартуского ун-та, 1979, вып. 479, с. 146-165.

Исследуются вопросы построения усилителей с динамическим конденсатором типа модулятор-демодулятор, а также вопросы подавления периодических и магнитных помех при помощи узкополосных усилителей, синхронных фильтров и качественных синхронных детекторов с линейным диапазоном.

Илл. 6. Табл. 1. Библ. 14. Рез. англ.

Ученые записки Тартуского государственного университета.
Выпуск 479. МЕТОДЫ, ПРИБОРЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ. Ионизация, аэрозоли, электрометрия I. На русском языке. Резюме на английском языке. Тартуский государственный университет. ЭССР, г. Тарту, ул. Пилкосола, 18. Ответственный редактор Э. Суля. Корректоры Л. Аболдуева, С. Евстратова, Л. Кивмяги. Сдано в печать 12/01 79. Бумага печатная 30 x 45 1/4. Печ. листов 11,25. Учетно-мадат. листов 9,23. Тираж 500. МВ 01014. Типография ТТУ, ЭССР, г. Тарту, ул. Пилсона, 14. Зак. № 49. Цена I руб. 40 коп.