

УДК 613.648+621.3.084.89

## НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ РАЗРАБОТКИ КОРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ АЭРОИОНОВ

© 1995г. А.А. Варгаузин, В.Г. Коновалов, В.И. Лагойко, Г.Л. Спичкин, Е.К. Чистов

*Государственный технический университет, Санкт-Петербург*

Поступила в редакцию 14.09.94

Показано, что для создания систем аэроионизации, обеспечивающих однородные параметры для оптимального микроклимата во всём помещении, необходимо обеспечить: предельно малые характерные размеры электродов короны и минимально возможные напряжения их питания, а также частоту смены полярности напряжения, которая ослабляет рекомбинацию биполярных ионов.

### ВВЕДЕНИЕ

Актуальность задачи искусственной ионизации воздуха закрытых помещений связана с тем, что существующие в настоящее время системы кондиционирования и очистки воздуха уменьшают концентрацию легких отрицательных и положительных аэроионов, что может привести к уменьшению физической работоспособности и сопротивляемости организма человека. Оптимальным принят уровень концентрации легких аэроионов  $- 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ , а минимально необходимым  $- 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$  [1] при примерном равенстве концентрации ионов обоих знаков. Длительные исследования показали, что биполярная ионизация является экологическим фактором и способствует излечиванию или радикальному облегчению ряда заболеваний органов дыхания, сердечно-сосудистой системы, нервной системы и т.д.

Наиболее эффективным способом генерации аэроионов требуемой полярности и контролируемого состава является коронный разряд, который может быть источником как униполярных, так и биполярных ионов. При разработке коронных аэроионизаторов необходимо решать вопросы, связанные с выбором геометрии и размеров коронирующих электродов, их расположения в помещении, обеспечивающем требуемый уровень однородности распределения аэроионов. Последнее требование связано с тем, что при повышении напряжения сверх доста-

точного уровня концентрация генерируемых аэроионов может превысить предел благотворного влияния на здоровье человека, возрастает концентрация озона и окислов азота [1], увеличивается потребляемая установкой мощность и ужесточаются требования к ее безопасной эксплуатации.

### 1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ АЭРОИОНОВ

Наиболее простыми и часто используемыми для генерации аэроионов в помещениях коронирующими электродами являются системы "провод-провод", "провод-плоскость" и т.д. (линейные излучатели аэроионов).

В данном разделе работы приводятся результаты исследования влияния геометрических параметров коронирующих систем и расположенных во внешней области короны металлических и диэлектрических конструкций на начальное напряжение и вольт-амперные характеристики коронного разряда. Начальное напряжение короны в промежутке "провод-плоскость" определялось осциллографическим методом по появлению первых токовых пиков и в пределах погрешности эксперимента совпадало с величинами, полученными расчетным путем [2]. Анализ выражения для определения  $U_H$ , приведенного в работе [2], показывает, что при

$h/R_0 > 10^4$ , где  $h$  – высота подвеса,  $R_0$  – радиус кривизны коронирующего электрода, напряжение зажигания слабо зависит от высоты подвеса, что подтверждается данными приведенными на рис.1. Весьма перспективным представляется применение жгутов из углеродных волокон, обладающих достаточной прочностью для протяженных коронирующих электродов и предельно низким напряжением зажигания (см.рис.1).

Как известно, распределение плотности тока вблизи некоронирующего электрода (плоскости) определяется, в основном, концентрацией ионов. Исследование распределения плотности тока по плоскости достаточно просто осуществляется ее секционированием. Экспериментальные данные в системе "провод-плоскость" обобщает зависимость [2]

$$J(x)h/(I/l) = 8/(3\pi(1+x^2/h^2)^3),$$

представленную на рис.2, которая позволяет оценить расстояние между линейными излучателями (порядка  $h$ ), обеспечивающее квазиоднородное распределение концентрации ионов.

В том случае, если вблизи излучателя размещаются проводящие тела (экран, система проводов и т.д.), имеющие тот же потенциал, что и излучатель, напряжение зажигания коронного разряда  $U_H$  существенно повышается, а интенсивность, соответственно падает. Этот эффект связан с экранировкой коронирующего электрода (снижением максимального значения напряжения электрического поля вблизи его поверхности).

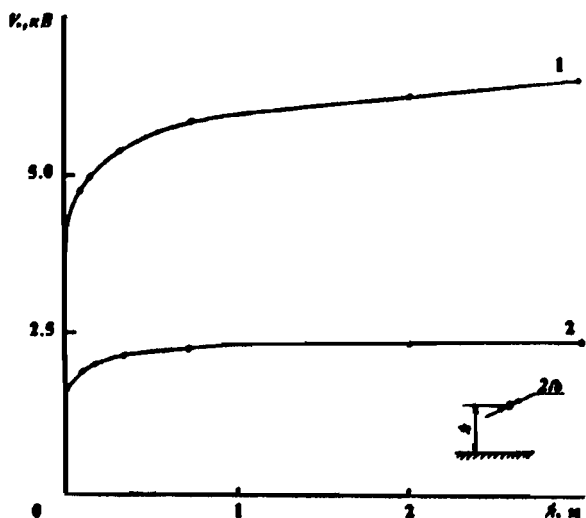


Рис.1. Зависимость напряжения зажигания коронного разряда от высоты подвеса. Пояснение в тексте.

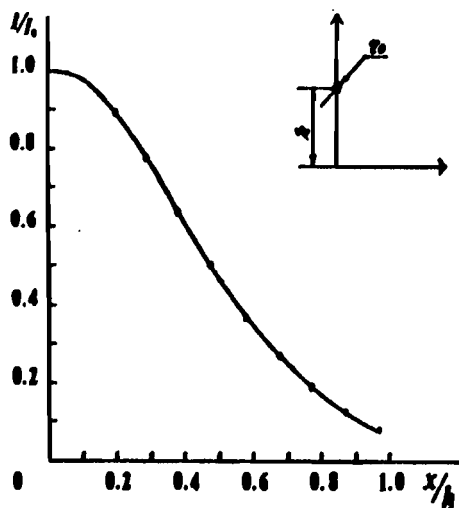


Рис.2. Распределение плотности тока от коронного разряда по плоскости. Пояснение в тексте.

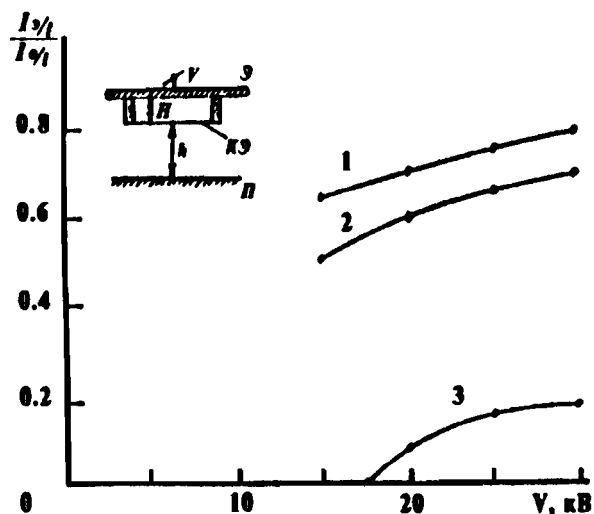


Рис.3. Относительное снижение напряжения тока коронного разряда при наличии экрана. Пояснение в тексте.

На рис.3 приведены зависимости относительного снижения напряжения тока коронного разряда  $(I_2/l)/(I_0/l)$  ( $I_2$  – ток при нали-

чий экрана,  $I_0$  – ток в промежутке "провод-плоскость",  $l$  – длина излучателя) для различных соотношений  $h/H$  ( $H$  – расстояние от излучателя до экрана). Необходимо отметить, что при  $h/H > 20 - 25$  ( $R_0 = 0,025 - 0,05$  мм) ток коронного разряда становится пренебрежимо малым. Аналогичный эффект снижения величины тока коронного разряда наблюдается и тогда, когда вблизи излучателя располагается диэлектрическая поверхность (например, корпус высоковольтного генератора), так как аэроионы, оседая на диэлектрической поверхности, заряжают ее, и напряженность электрического поля заряженного слоя может быть порядка величины напряженности электрического поля во внешней зоне короны. В случае размещения излучателя непосредственно на диэлектрической поверхности ток коронного разряда падает в несколько раз. Оценка характерного времени зарядки при подстановке характерных значений концентрации ионов во внешней зоне короны  $10^4 - 10^5$  см<sup>-3</sup> дает величины порядка 3 – 30 с, что согласуется со временем релаксации тока короны, наблюдаемым в экспериментах. Использование частоты смены напряжения на коронирующих электродах  $f > 0,03 - 0,3$  Гц позволит избежать нежелательных эффектов, связанных с зарядкой диэлектрических поверхностей во внешней зоне короны.

Как известно, одной из наиболее сложных технических проблем, связанных с разработкой систем ионизации воздуха, является создание биполярной ионизации одним излучателем или близко расположенными парами излучателей. Изложим некоторые соображения по возможному пути решения этой задачи. Предположим, что основным механизмом потери ионов при биполярной ионизации является ион-ионная рекомбинация. Оценка характерного времени рекомбинации, базирующаяся на стационарном распределении концентрации ионов под излучателем, полученном методом разложения потенциала коронного разряда в ряд [3], дает величину  $t_x = 2 - 20$  с. Следовательно, можно создать биполярную ионизацию при характерном времени перемены полярности напряжения на излучателе  $t_n > 10$  с, т.е. при частоте  $f < 0,1$  Гц. За время порядка  $t_x$  ионы с характерной скоростью порядка 0,5 м/с выносятся из зоны активной рекомбинации и достигают потребителя. Таким образом, для создания устройств биполярной ионизации, в которых эффект рекомбинации сведен к минимуму, необходима разработка источников знакопе-

ременного напряжения с периодом смены полярности на излучателе порядка 20 с.

## 2 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ АЭРОИОНОВ

Задача оптимизации коронных источников аэроионов связана с задачей разработки эффективных методов расчета кинетики коронного разряда при небольших перенапряжениях.

Модель коронного разряда строится на основе нестационарных уравнений баланса заряженных частиц, уравнений ионно-молекулярных процессов и уравнения Пуассона для электрического поля [3]. При этом принимаются следующие допущения:

- считаем задачу одномерной, аналогом задачи для коронного разряда в системе (отрезок провода-цилиндр), пренебрегая эффектами на краях;
- считаем функцию распределения заряженных частиц квазистационарной и квазиоднородной, принимая приближение локальной связи средней энергии электронов (ионов) с электрическим полем;
- скорость заряженных частиц рассчитывается в диффузионно-дрейфовом приближении.

С учетом сделанных допущений одномерная нестационарная модель разряда представляется системой уравнений

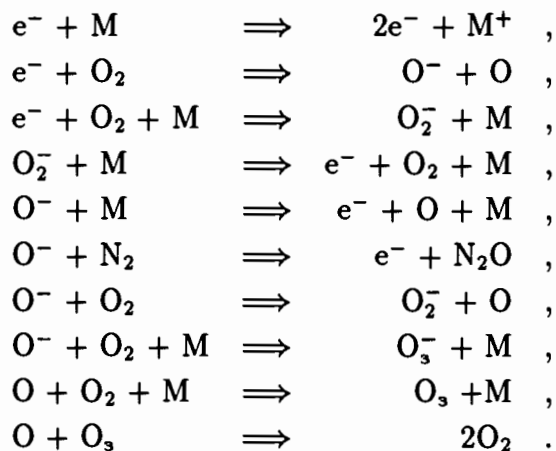
$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J_k) + F_k, \quad k = 1, \dots, 5, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = F_k, \quad k = 6, \dots, 8, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = -\frac{e}{\epsilon_0} \sum_{k=1}^5 z_k n_k. \quad (3)$$

Здесь  $n_1$  – концентрация электронов,  $n_2$  – концентрация положительных ионов  $M^+$  ( $M = N_2, O_2$ ),  $n_3$  – концентрация ионов  $O_3^-$ ,  $n_4 - O_2^-$ ,  $n_5 - O^-$ ,  $n_6$  – концентрация молекул  $N_2O$ ,  $n_7$  – концентрация атомарного кислорода,  $n_8$  – концентрация озона  $O_3$ .  $J_k = \mu_k n_k E$  – плотность потока заряженных частиц, где  $\mu_k$  – подвижность,  $E$  – напряженность электрического поля,  $e$  – заряд электрона,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость

вакуума. Источники рождения и уничтожения частиц, входящие в уравнения (1), (2), определяются подобно тому, как это сделано в работе [4]. При этом набор элементарных процессов, учитываемых в источниках членах  $F_k$ , включает реакции



Константы скорости процессов с участием электронов рассчитывались в соответствии с локальным значением напряженности электрического поля  $E$ , определяющего энергию электронов [4]. Константы скорости процессов с участием отрицательных ионов рассчитываются с учетом отличия температур ионов от газовой температуры [3]. Константы генерации и разложения озона брались из работы [5].

Система уравнений (1)–(3) дополняется граничными условиями, соответствующими отрицательной полярности напряжения на электроде с меньшим радиусом  $R_1$  и потенциалом, равным нулю на электроде с радиусом  $R_2$ ,

$$\begin{aligned} n_1(t, R_1) &= \gamma n_2(t, R_1) \mu_2 / \mu_1 ; \\ n_3(t, R_1) &= n_4(t, R_1) = \\ &= n_5(t, R_1) = 0 ; \\ n_2(t, R_2) &= 0 , \end{aligned}$$

где  $\gamma$  – коэффициент ион–электронной эмиссии, и начальными условиями, соответствующими фоновым значениям концентрации электронов и ионов.

Для повышения устойчивости численного решения системы (1)–(3) уравнение (3) заменяется на уравнение полного тока

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\sigma E_0}{\epsilon_0} +$$

$$+ \frac{1}{\epsilon_0 \ln(R_2/R_1)} \int_{R_1}^{R_2} \sigma E dr . \quad (4)$$

Здесь  $\sigma$  – проводимость плазмы,  $\sigma = e \sum_{k=1}^5 \mu_k n_k$ . Уравнения (1),(2),(4) запишем в виде

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = P_k(n_i, E) , \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = Q(n_i, E) , \quad (6)$$

где  $k, i = 1, 2, \dots, 8$ . Для численного решения системы уравнений (5),(6) введем равномерную пространственную сетку с узлами  $r_i$ ,  $i = 1, \dots, N$ , сгущающуюся вблизи электрода с малым радиусом кривизны  $R_1$ , и запишем уравнения (5),(6) в каждом узле сетки, заменив интеграл в уравнении (4) его приближением по формуле трапеций. Производные от плотности потока  $J_k$  по радиусу заменяются разностными соотношениями так, чтобы схема была консервативной относительно закона сохранения заряда. Интегрирование системы уравнений (5), (6) производится по схеме "предиктор–корректор" [6] с фиксированным числом итераций и автоматическим выбором шага.

Результаты расчетов по одномерной нестационарной модели представлены на рис.4–10. Расчеты проводились для системы провод–цилиндр с радиусом  $R_1 = 5 \cdot 10^{-5}$  м и  $R_2 = 3 \cdot 10^{-3}$  м для различных значений напряжения на коронном промежутке в диапазоне  $(4,9-7) \cdot 10^3$  В, во временном интервале  $0-2 \cdot 10^{-7}$  с, соответствующем формированию облака отрицательных ионов. На рис.4–10 представлены распределения электронов, ионов  $O_2^-$ ,  $O_3^-$  и напряженности электрического поля для наиболее характерных моментов времени (начало отсчета соответствует подаче напряжения на коронный промежуток). Через время порядка  $10^{-9}$  с вблизи электрода с малым радиусом кривизны в области сильного поля формируется электронное облако с максимальной концентрацией порядка  $10^{19}$  м $^{-3}$  (рис.4).

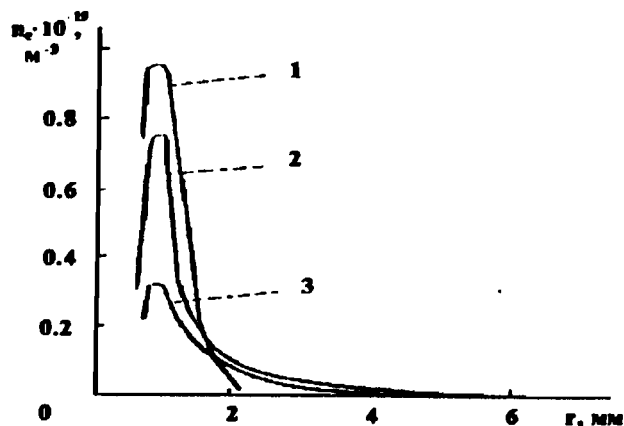


Рис.4. Пространственные распределения электронов для различных моментов времени ( $R_1 = 50$  мкм,  $R_2 = 3 \cdot 10^{-2}$  м,  $V_k = 5,5$  кВ).  
 1 -  $t = 0,71 \cdot 10^{-9}$  с; 2 -  $t = 0,245 \cdot 10^{-8}$  с;  
 3 -  $t = 0,685 \cdot 10^{-8}$  с.

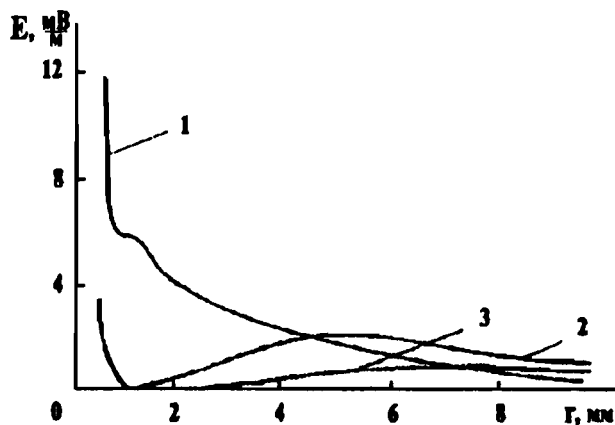


Рис.5. Пространственное распределение напряженности электрического поля для различных моментов времени ( $R_1 = 50$  мкм,  $R_2 = 3 \cdot 10^{-2}$  м,  $V_k = 5,5$  кВ).  
 1 -  $t = 0,71 \cdot 10^{-9}$  с; 2 -  $t = 0,245 \cdot 10^{-8}$  с;  
 3 -  $t = 0,68 \cdot 10^{-8}$  с; 4 -  $t = 0,266 \cdot 10^{-6}$  с.

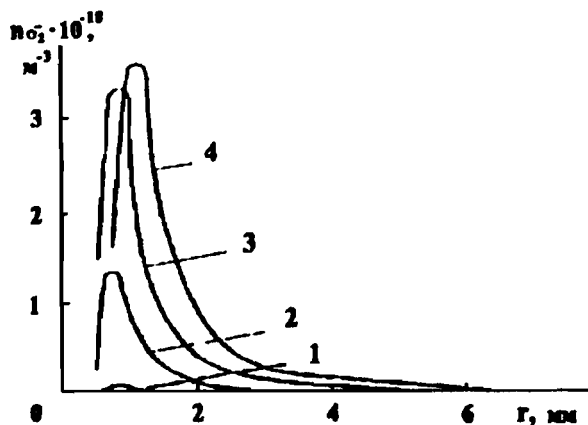


Рис.6. Пространственное распределение ионов  $O_2^-$  для различных моментов времени ( $R_1 = 50$  мкм,  $R_2 = 3 \cdot 10^{-2}$  м,  $V_k = 5,5$  кВ).  
 1 -  $t = 0,71 \cdot 10^{-9}$  с; 2 -  $t = 0,245 \cdot 10^{-8}$  с;  
 3 -  $t = 0,266 \cdot 10^{-6}$  с.

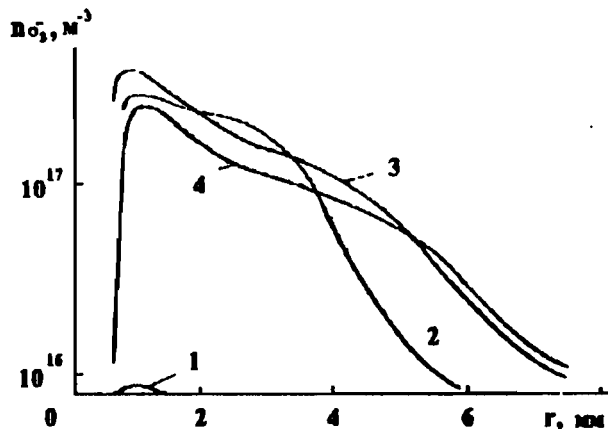


Рис.7. Пространственное распределение ионов  $O_3^-$  для различных моментов времени ( $R_1 = 50$  мкм,  $R_2 = 3 \cdot 10^{-2}$  м,  $V_k = 5,5$  кВ).  
 1 -  $t = 0,71 \cdot 10^{-9}$  с; 2 -  $t = 0,245 \cdot 10^{-8}$  с;  
 3 -  $t = 0,68 \cdot 10^{-8}$  с; 4 -  $t = 0,266 \cdot 10^{-6}$  с.

Это облако начинает двигаться в область слабого поля. Граница ионизации находится на расстоянии  $0,25 \cdot 10^{-3}$  м, электроны проходят это расстояние за время порядка  $10^{-9}$  с и попадают в область прилипания. Пространственный заряд отрицательных ионов ослабляет поле острия, размножение лавин и ток затухают. Искажение внешнего электрического поля полем нескомпенсированного пространственного заряда представ-

влено на рис.5. На рис.6,7 представлен процесс формирования облака отрицательных ионов, преимущественно  $O_2^-$ . Облако отрицательных ионов движется в слабом поле к аноду. Характерное время движения отрицательных ионов — порядка  $10^{-4}$  с. По мере вытягивания отрицательных ионов к аноду, а положительных ионов на остриё, внешнее поле восстанавливается и создаются усло-

вия для формирования нового коронного импульса. На рис.8,9 представлены пространственные распределения окисла азота  $N_2O$ , атомарного кислорода и озона. Вредные продукты плазмохимических реакций в коронном разряде генерируются вблизи острия в области с характерными размерами порядка  $10^{-3}$  м, так как образование  $N_2O$  связано с реакцией отрыва в присутствии нестабильного иона  $O^-$ , который, как и атомарный кислород, образуется в результате диссоциативного прилипания.

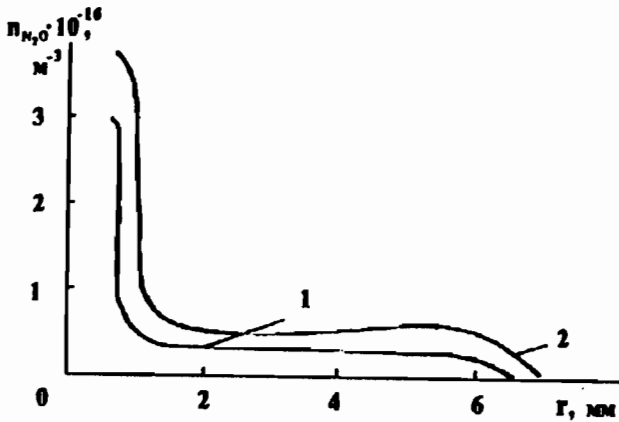


Рис.8. Пространственные распределения концентрации закиси азота  $N_2O$  для различных моментов времени ( $R_1 = 50$  мкм,  $R_2 = 3 \cdot 10^{-2}$  м,  $V_k = 5,5$  кВ).  
1 -  $t = 0,685 \cdot 10^{-6}$  с; 2 -  $t = 0,266 \cdot 10^{-6}$  с.

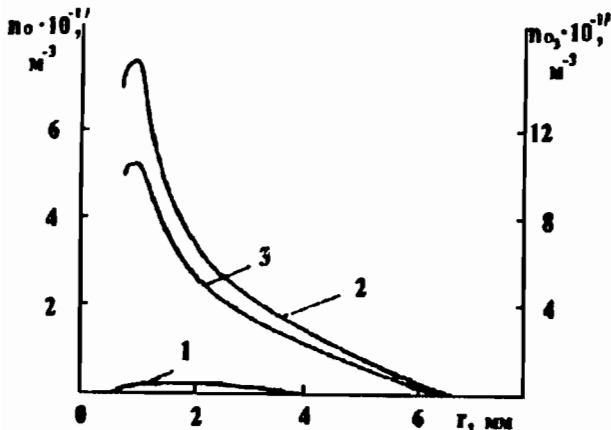


Рис.9. Пространственные распределения концентрации озона  $O_3$  и атомарного кислорода  $O$  для различных моментов времени ( $R_1 = 50$  мкм,  $R_2 = 3 \cdot 10^{-2}$  м,  $V_k = 5,5$  кВ).  
1 -  $t = 0,68 \cdot 10^{-6}$  с; 2,3 -  $t = 0,266 \cdot 10^{-6}$  с;  
1,2 -  $n_{O_3}$ ; 3 -  $n_O$ .

Таким образом, при формировании пото-

ка аэроионов за счет искусственно формируемых конвективных потоков выгодно обдувать не область чехла, а область внешней зоны короны, т.е. формировать слаботурбулентные потоки аэроионов в зоне, отстоящей от излучательного электрода на расстоянии  $l > 10^{-2}$  м. На рис.10 представлены зависимости погонной энергии, вложенной в разряд к моменту формирования ионного облака, полного числа отрицательных ионов, генерируемых за один коронный импульс, молекул  $N_2O$  и атомов  $O$ , основного исходного реагента в реакции образования озона  $O_3$  (для малых концентраций) в зависимости от напряжения на коронном источнике.

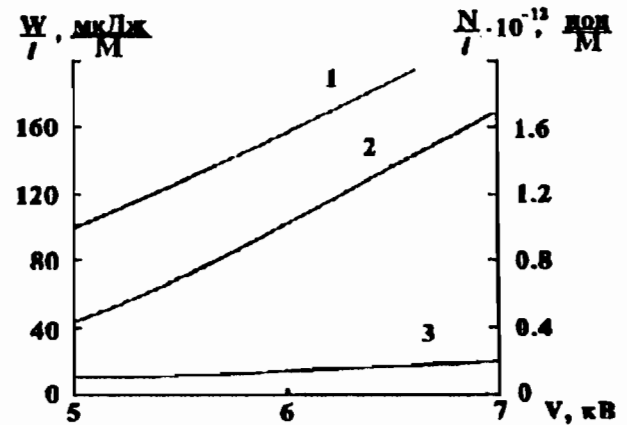


Рис.10. Зависимость погонной энергии, вложенной в разряд к моменту формирования ионного облака, и полного числа отрицательных ионов, генерируемых за коронный импульс, от напряжения ( $R_1 = 50$  мкм,  $R_2 = 3 \cdot 10^{-2}$  м).  
1 -  $W/l$ ; 2 -  $N_{O^-}_0/l$ .

Из рис.10 следует, что оптимальные режимы работы источника аэроионов реализуются при  $U_k = (1,05-1,1)U_0$ , где  $U_0$  — напряжение зажигания коронного разряда, так как при повышении напряжения энергетическая цена генерации отрицательных ионов  $2 \cdot 10^{-16}$  Дж/ион практически не уменьшается, в то время как количество вредных продуктов коронного разряда растет пропорционально  $(U_k/U_0)^3$  в диапазоне  $U_k/U_0 = 1-1,5$ . В таблице представлены результаты расчета характеристик источника аэроионов при напряжении  $U_k = 5 \cdot 10^3$  В для различных размеров коронирующего электрода, причем наименьший размер  $R_1 = 5 \cdot 10^{-6}$  м соответствует характерному размеру коронирующих электродов из углеродных волокон.

При уменьшении радиуса высоковольт-

Число частиц, генерируемых за коронный импульс, в зависимости от радиуса коронирующего электрода  $R_1$

$R_1, \text{ м}$	$[\text{O}_3^-]$	$[\text{O}_2^-]$	$[\text{N}_2\text{O}]$	$[\text{O}]$
	$\text{см}^{-3}$			
$5 \cdot 10^{-6}$	$0,8 \cdot 10^{11}$	$0,16 \cdot 10^{13}$	$0,40 \cdot 10^{10}$	$0,13 \cdot 10^{12}$
$20 \cdot 10^{-6}$	$1,00 \cdot 10^{11}$	$0,12 \cdot 10^{13}$	$0,52 \cdot 10^{10}$	$0,15 \cdot 10^{12}$
$50 \cdot 10^{-6}$	$1,00 \cdot 10^{11}$	$0,50 \cdot 10^{12}$	$0,61 \cdot 10^{11}$	$0,15 \cdot 10^{12}$

ного электрода уменьшается размер зоны чехла короны, а величина напряженности в зоне чехла увеличивается пропорционально  $1/R_1$ . При этом возрастает роль процессов трехтельного прилипания, вследствие чего увеличивается число генерируемых отрицательных ионов  $\text{O}_2^-$ , несколько уменьшается количество вредных продуктов короны — окислов азота и озона.

Таким образом, учет влияния геометрических факторов (предельно малые характерные размеры коронирующих электродов, наличие во внешней зоне короны расщепленных проводов, экранов и диэлектрических поверхностей), требований к источнику электропитания, учитывающих необходимость работы при минимальном напряжении и частоте смены напряжения, необходимой для ослабления процессов рекомбинации биполярных ионов, позволяет разработать системы аэроионизации, обеспечивающие однородные требуемые параметры этого важного компонента микроклимата во всем помещении.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Шилкин А.А., Губернский Ю.Д., Мионов А.М. Аэроионизация в гражданских зданиях. М., 1988.
2. Верещагин И.П. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М., 1985.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987.
4. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Солозобов Ю.М. К теории коронного разряда в нагретом воздухе // Теплофизика высоких температур. 1986, Т.2, №6. С.1060-1066.
5. Филиппов Ю.В., Вобликова В.А., Пантелеев В.И. Электросинтез озона. М., 1987.
6. Калиткин Н.Н. Численные методы. М., 1978.