

ции в невозмущенном потоке плазмы $n_{e\infty} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Расчетное значение радиуса Дебая при этом равно $8,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$.

Таким образом, подтверждается общепринятое положение о том, что значение эффективной толщины приэлектродного слоя в сверхзвуковом потоке плазмы отвечает значению радиуса Дебая.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А. Ф. Импеданс плоского конденсатора, полностью или частично заполненного плазмой // ЖТФ.— 1965.— Т. 35, вып. 2.
2. Crawford F. W., Grard R. Low-frequency impedance characteristics of Langmuir probe in a plasma // J. Appl. Phys.— 1966.— V. 37, N 1.
3. Молотков В. И., Побережский А. П. Исследование пристеночных и приэлектродных явлений методом плазменного конденсатора // Диагностика низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1979.
4. Messerle H. K., Sakuntala M., Trung D. Arc transition in MHD generator // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1970.— V. 3.— P. 1080.
5. Oliver B. M. and Clements R. M. Resonance behaviour of the ion-sheath capacitance near the plasma ion frequency // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44, N 3.
6. Велихов Е. П., Голубев В. С., Чернуха В. В. О возможности МГД преобразования энергии импульсных термоядерных реакторов // Атом. энергия.— 1974.— Т. 36, вып. 4.
7. Пижулин В. Г. Импульсная схема для измерения небольшой емкости конденсаторов с потерями // Измер. техника.— 1972.— № 3.
8. Чекалин Э. К., Черных Л. В. Электростатический стеночный зонд в потоке низкотемпературной плазмы // ПМТФ.— 1981.— № 1.

Поступила 19/VI 1986 г.

УДК 537.524

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В СМЕСИ ГАЗОВ $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$

Р. С. Галеев, Р. Т. Файзрахманов

(Казань)

Повышенный интерес к объемному тлеющему разряду (ОТР) в смесях газов $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ обусловлен широким применением данных смесей в качестве активной среды газоразрядных лазеров. Наличие интенсивного диссоциативного прилипания электронов в электроотрицательных газах (к которым относится смесь $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$) сильно влияет на структуру и эволюцию ОТР. Так, при определенных условиях в разряде возникает прилипательная неустойчивость [1, 2], а при устойчивом состоянии положительный столб (ПС) разряда может быть неоднородным вдоль направления тока [2, 3].

В [4, 5] выполнен анализ прилипательной неустойчивости в линейном приближении в предположении однородности ПС разряда. Качественное исследование структуры доменов, возникающих при прилипательной неустойчивости, проведено в [6—9]. Численные расчеты эволюции ОТР в электроотрицательном газе даны в [10—12].

При интегрировании нестационарных уравнений, описывающих ОТР [10, 11], может быть получена полная физическая картина эволюции разряда. Общее время выхода решения на стационар (или в режим установившихся колебаний) определяется самым медленным процессом — дрейфом ионов. Более быстрый дрейф электронов накладывает жесткие ограничения на шаг интегрирования по времени. Поэтому ясно, что использование метода установления для получения стационарного решения требует значительных затрат машинного времени.

В данной работе для получения стационарного решения применен эффективный метод решения стационарной задачи, что позволило провести исследования ОТР в широком диапазоне параметров и построить вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда. При расчетах ОТР в области прилипательной неустойчивости численно интегрировались нестационарные уравнения с помощью неявной разностной схемы.

1. Математическая модель и методы решения. В рамках обычно используемых предположений [1, 2] нестационарные уравнения, описывающие ОТР в электроотрицательном газе, имеют следующий вид:

$$(1.1) \quad \frac{\partial q_e}{\partial t} + \frac{\partial i_e}{\partial x} = (v_i - v_a) q_e - \frac{\beta_e}{e} \bar{q}_e \bar{q}_+ - k_d N q_- + Q,$$

$$\frac{\partial q_+}{\partial t} - \frac{\partial j_+}{\partial x} = v_i q_e - \frac{\beta_e}{e} \bar{q}_e \bar{q}_+ - \frac{\beta_i}{e} q_+ q_- + Q,$$

$$\frac{\partial q_-}{\partial t} + \frac{\partial j_-}{\partial x} = \nu_a q_e - \frac{\beta_i}{e} q_+ q_- - k_d N q_-, \quad \frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi (q_e + q_- - q_+),$$

$$j_k = V_k q_k, \quad V_k = \mu_k E, \quad q_k = e n_k \quad (k = e, +, -).$$

Здесь n_k — концентрации заряженных частиц; q_k — плотности зарядов; j_k — плотности токов; V_k — дрейфовые скорости; μ_k — подвижности (индексы $e, +, -$ соответственно относятся к электронам, положительным и отрицательным ионам); E — напряженность электрического поля; $\nu_i = \nu_i(E/N)$, $\nu_a = \nu_a(E/N)$ — частоты ударной ионизации и диссоциативного прилипания; k_d , β_e , β_i — коэффициенты отлипания, электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации; Q — скорость рождения электрон-ионных пар внешним источником ионизации; e — заряд электрона; N — общее число молекул газа в единице объема.

Напряженность поля удовлетворяет условию

$$(1.2) \quad \int_0^L E(x, t) = U$$

(U — разность потенциалов между электродами).

На катоде ($x = 0$) и аноде ($x = L$) выполняются соотношения

$$(1.3) \quad j_e(0, t) = \gamma j_+(0, t), \quad j_-(0, t) = j_+(L, t) = 0,$$

где γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов из катода при ионном ударе. Нестационарная задача (1.1)–(1.3) решается при начальных условиях $q_e(x, 0) = q_+(x, 0) = q_0 = \text{const}$, $q_-(x, 0) = 0$.

Уравнения переноса зарядов аппроксимируются неявной разностной схемой типа «бегущего счета» [13]

$$(1.4) \quad \frac{1}{\tau} (q_i^{m+1} - q_i^m) + \frac{1}{2h} [(q_i^{m+1} + q_i^m) V_i^{m+1} - (q_{i-1}^{m+1} + q_{i-1}^m) V_{i-1}^{m+1}] = \\ = \frac{1}{4} (f_i^m + f_{i-1}^m + f_i^{m+1} + f_{i-1}^{m+1}).$$

Здесь τ и h — шаги по времени и по пространству; индексы i и m — номера узлов по x и по t ; f — правая часть уравнений переноса.

Для определения напряженности электрического поля используется уравнение сохранения плотности тока [14], которое в совокупности с неявной схемой (1.4) позволяет на два порядка увеличить шаг интегрирования по времени системы (1.1) по сравнению с явными схемами.

В случае стационарного разряда из системы (1.1) следует существование интеграла полного тока

$$(1.5) \quad j_e + j_+ + j_- = j = \text{const}.$$

Плотность полного тока j полагается заданной величиной, напряжение на электродах U находится по формуле (1.2).

Соотношение (1.5) позволяет исключить, например, j_- из системы (1.1), в результате чего порядок системы понижается на единицу. Для интегрирования полученной системы трех дифференциальных уравнений с граничными условиями (1.3) используется метод последовательных приближений Ньютона — Канторовича [15]. Суть метода применительно к поставленной задаче состоит в следующем. В векторных обозначениях рассматриваемую систему запишем в виде

$$(1.6) \quad \frac{dz}{dx} = F(z), \quad z = \begin{pmatrix} j_e \\ j_+ \\ E \end{pmatrix}$$

(z — вектор неизвестных, F — вектор правых частей). Линеаризуем систему (1.6), разлагая $F(z)$ в ряд Тейлора в окрестности z^n (n — номер приближения) и ограничиваясь линейным членом

$$(1.7) \quad \frac{dz^{n+1}}{dx} = J(z^n)(z^{n+1} - z^n) + F(z^n),$$

где $J(z^n)$ — матрица Якоби частных производных правых частей системы (1.6). Таким образом в каждом приближении для z^{n+1} имеем линейную задачу (1.7), (1.3). Для ее решения аппроксимируем систему (1.7) конечно-разностной схемой второго порядка точности:

(1.8)

$$\frac{z_{i+1}^{n+1} - z_i^{n+1}}{h_i} = \frac{1}{2} [J(z_{i+1}^n)(z_{i+1}^{n+1} - z_{i+1}^n) + J(z_i^n)(z_i^{n+1} - z_i^n) + F(z_{i+1}^n) + F(z_i^n)].$$

Полученная система двухточечных векторных уравнений (1.8) с условием (1.2) решается методом матричной прогонки [16]. Описанный метод последовательных приближений обладает квадратичной сходимостью, расчет одного варианта требует на два порядка меньше машинного времени, чем метод установления нестационарного решения.

2. Результаты расчетов. Расчеты проведены для смеси газов $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$ при следующем наборе параметров: $L = 1$ см, $\gamma = 0,01$, давление газа $p = 13,3$ кПа, $N = 3,2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $Q = 0 - 0,1$ Кл·см $^{-3}$ ·с $^{-1}$, $\beta_e = 10^{-7}$ см 3 ·с $^{-1}$, $K_c = 10^{-14}$ см 3 ·с $^{-1}$, $\mu_+ = 18$ см 2 ·В $^{-1}$ ·с $^{-1}$, $\mu_- = 11$ см 2 ·В $^{-1}$. Данные о частотах ионизации, прилипания и о подвижности электронов взяты из [17]. Результаты, полученные при решении стационарной и нестационарной задач, совпадают, что говорит о надежности обоих методов. На рис. 1 изображены рассчитанные ВАХ разряда в исследуемой смеси для различных значений интенсивности источника внешней ионизации. Кривые 1—5 отвечают $Q = 0; 0,001; 0,01; 0,03; 0,1$ Кл·см $^{-3}$ ·с $^{-1}$. По сравнению с ВАХ для смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$, исследованной в [18], ВАХ разряда для смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$ характеризуется большими значениями разности потенциалов U . Из рис. 1 видно, что ВАХ несамостоятельного разряда (НР) имеет участок с постоянной проводимостью, соответствующий режиму, при котором основную вклад в ионизацию дает внешний источник. Положительный столб (ПС) в разряде такого типа имеет однородное распределение параметров и типичен для обеих смесей. Из-за малой величины электрического поля в ПС ударная ионизация и прилипание электронов слабо влияют на баланс заряженных частиц, концентрация отрицательных ионов мала, а количество электронов и положительных ионов определяется формулой $\sqrt{Q_i(\beta_e e)}$.

Увеличение разности потенциалов на электродах разряда приводит к сильным изменениям в структуре ПС. На рис. 1 штриховкой отмечена область неустойчивости разряда, которая в расчетах проявляется следующим образом. Плотность тока j , получаемая из решения нестационарной задачи при фиксированной разности потенциалов U , колеблется по времени, а при решении стационарной задачи значение U , определяемое при заданном j , колеблется от итерации к итерации; причем границы области неустойчивости, определенные каждым методом, совпадают. Отметим, что в области неустойчивости проводимость плазмы близка к нулю (происходит насыщение тока). Для каждой ВАХ область неустойчивости определяется двумя значениями разности потенциалов, зависящими от интенсивности внешнего ионизатора, которые обозначим через U_1 и U_2 , $U_1 < U_2$.

Участку ВАХ, примыкающему снизу к области неустойчивости ($U < U_1$), соответствует НР, в котором на границе катодного слоя и ПС образуется статический домен [10]. На рис. 2, а показано распределение напряженности электрического поля и концентраций электронов (линии 1, 3), положительных и отрицательных (линии 2, 4) ио-

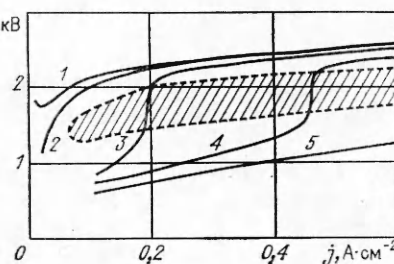
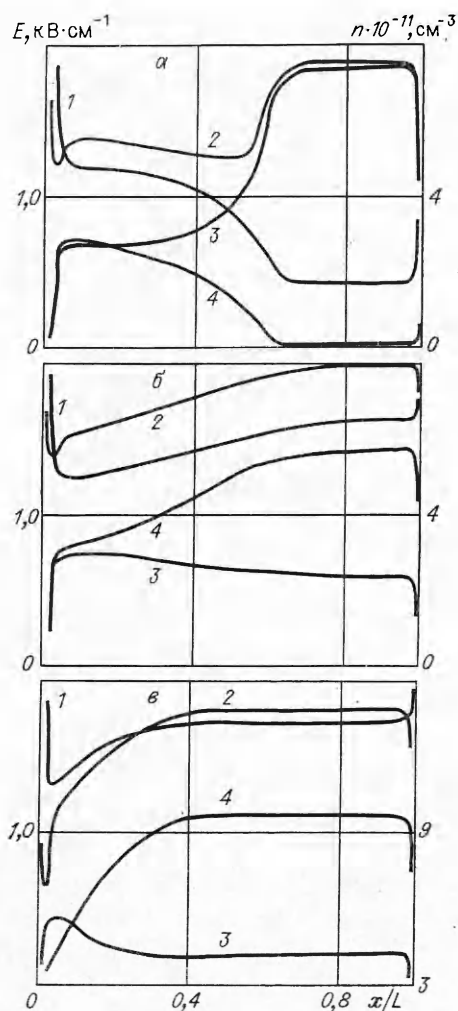
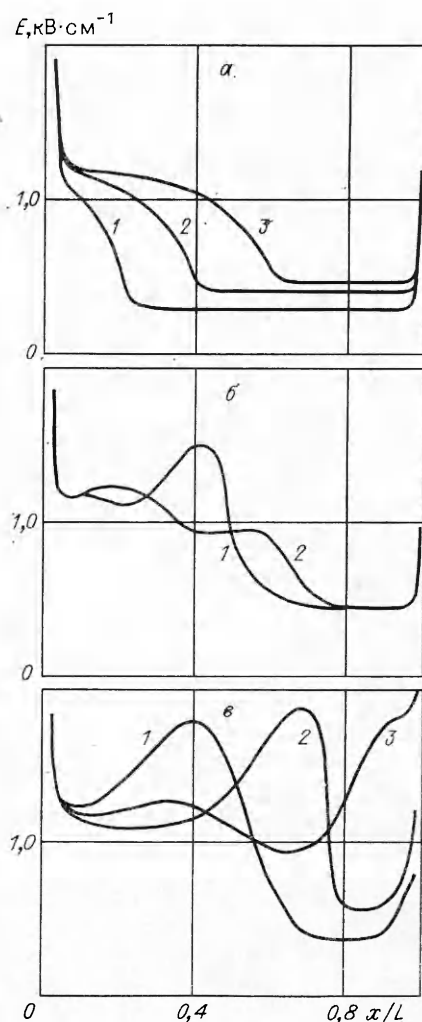


Рис. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

нов при разности потенциалов между электродами 1,4 кВ (результаты, представленные на рис. 2 и 3, получены при интенсивности внешнего ионизатора $Q = 0,01 \text{ Кл}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$). В области домена величина электрического поля значительно превышает значение поля в объеме ПС, гибель электронов происходит за счет прилипания, число отрицательных ионов близко к числу электронов. В остальной части положительного столба ионизация внешним источником компенсируется рекомбинацией и $n_e \gg n_-$. Распределение электрического поля для $U = 1; 1,25; 1,4$ кВ (кривые 1—3) изображено на рис. 3, а. С увеличением U домен расширяется в сторону анода и растет значение поля в нем. От $U_1 = 1,42$ кВ повышение разности потенциалов на электродах приводит к неустойчивому режиму горения разряда, при котором плотность тока начинает колебаться по времени. Эти колебания связаны с тем, что статический домен, достигнув своей критической длины l_* , далее не расширяется, а отрывается от катодного слоя и движется к аноду. Расчеты показывают, что l_* увеличивается с уменьшением Q . На рис. 3, б приведено распределение электрического поля в моменты времени $t = 33; 37$ мкс (линии 1, 2).

При незначительном увеличении напряжения ($U = 1,45$ кВ) оторвавшийся домен затухает в объеме ПС, не дойдя до анода (рис. 3, б), а при большем — достигает анода и входит в него (рис. 3, в, $U = 1,85$ кВ, кри-

вые $l-3$ для $t = 41; 45; 49$ мкс). Движению одного домена отвечает один период колебания ($\tau \approx 10$ мкс) плотности тока. Скорость движения домена слабо зависит от приложенного напряжения и имеет порядок 10^3 м/с, а размеры домена растут с повышением U . Максимальное значение напряженности электрического поля в движущемся домене ограничивается условием $v_i(E/N) = v_a(E/N)$ [10]. В разряде, соответствующем верхней границе области неустойчивости ($U \leq U_2$), домен занимает почти весь объем ПС.

При переходе через значение $U_2 = 2,05$ кВ разряд снова становится устойчивым. В этом случае ПС разряда неоднородный (рис. 2, б, $U = 2,1$ кВ) и приближается по своей структуре к ПС самостоятельного разряда (рис. 2, в, $U = 2,4$ кВ). Обозначения на рис. 2, б и в такие же, как на рис. 2, а. В таком разряде напряженность электрического поля и концентрации ионов возрастают от катода к аноду, а концентрация электронов падает, причем $n_- > n_e$ во всем объеме ПС. Полученные закономерности качественно совпадают с результатами приближенного анализа ПС [3] и с экспериментом [2]. При увеличении напряжения на электродах ПС как самостоятельного, так и несамостоятельного разряда становится более однородным (рис. 2, в).

Сравнение области прилипательной неустойчивости разряда данной работы с результатами, полученными на основе линейного анализа устойчивости однородного ПС [4], затруднительно, поскольку из-за неоднородности распределения поля в неустойчивом разряде нельзя установить однозначного соответствия между значением напряженности поля E , при котором разряд неустойчив в линейном анализе, и значением разности потенциалов U , при котором разряд неустойчив в численных расчетах. Значение нижней границы неустойчивости разряда по величине Q , определенное в данной работе, на два порядка больше полученного в линейном анализе. Расчеты данной работы подтверждают отмеченное в [9] обстоятельство о влиянии размеров межэлектродного расстояния на устойчивость разряда: чем больше L , тем шире область неустойчивости разряда по Q (например, при $L = 2$ см разряд неустойчив для $Q = 0,001$ Кл·см $^{-3}$ ·с $^{-1}$).

Таким образом, построены ВАХ разряда для смеси $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ и определена область прилипательной неустойчивости. Показано, что структура ПС несамостоятельного разряда в электроотрицательных газах меняется от однородного распределения через неустойчивое состояние к неоднородному распределению параметров в зависимости от приложенного напряжения. Отмечено, что на устойчивость разряда влияет длина разрядного промежутка: область неустойчивости разряда с увеличением межэлектродного расстояния расширяется в сторону меньших значений интенсивности источника внешней ионизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.
2. Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. Тлеющий разряд в потоке газа // УФН.— 1982.— Т. 137, вып. 1.
3. Блохин В. И., Пашкин С. В. О возможном состоянии положительного столба высоковольтного диффузного разряда при наличии электроотрицательных компонент // ТВТ.— 1979.— Т. 17, № 1.
4. Douglas-Hamilton D. H., Mani S. A. Attachment instability in an externally ionized discharge // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 10.
5. Nighan W. L., Wiegand W. J. Influence of negative-ion processes on steady-state properties and striations in molecular gas discharges // Phys. Rev.— 1974.— V. A10, N 3.
6. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. Автоколебательный режим разряда в электроотрицательных газах // ЖТФ.— 1979.— Т. 49, № 10.
7. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. Доменная неустойчивость несамостоятельного разряда в электроотрицательных газах. II. Теоретический анализ // ТВТ.— 1982.— Т. 20, № 2.

8. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В. Численное исследование нестационарных процессов в положительном столбе высоковольтного диффузного разряда. Анализ системы уравнений // ТВТ.— 1979.— Т. 17, № 1.
9. Акинев Ю. С., Пашкин С. В. и др. К вопросу о развитии прилипательной неустойчивости в ограниченной плазме // ТВТ.— 1983.— Т. 21, № 2.
10. Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. Доменная неустойчивость несамостоятельного разряда в электроотрицательных газах. I. Численный расчет // ТВТ.— 1982.— Т. 20, № 1.
11. Ковалев А. С., Рахимов А. Т., Феоктистов В. А. Установление и распад несамостоятельного разряда в электроотрицательном газе // Физика плазмы.— 1982.— Т. 8, вып. 5.
12. Бреев В. В., Двуреченский С. В., Пашкин С. В. Численное исследование нестационарных процессов в положительном столбе высоковольтного диффузного разряда. Развитие и распад плазмы ПС в воздухе // ТВТ.— 1979.— Т. 17, № 2.
13. Калиткин Н. П. Численные методы.— М.: Наука, 1972.
14. Гадияк Г. В., Пономаренко А. Г., Швейгерт В. А. Влияние предыонизации на развитие самостоятельного разряда в газе // ПМТФ.— 1982.— № 4.
15. Беллман Р., Калаба Р. Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи.— М.: Мир, 1968.
16. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений.— М.: Наука, 1978.
17. Lowke J. J., Phelps A. V., Irwin B. W. Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO₂-N₂-He laser mixtures // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44, N 10.
18. Галеев Р. С. Расчет стационарного тлеющего разряда в смеси газов CO₂-N₂-He // Математическое моделирование в физической газовой динамике.— Казань: Казан. ун-т, 1985.

Поступила 4/VI 1986 г.

УДК 537.521 + 621.378

ФОРМИРОВАНИЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА, ИНИЦИИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ, ПРИ МИНИМАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ

А. А. Аливердиев, А. З. Эфендиев, К. А. Эфендиев
(Махачкала)

К настоящему времени явлению формирования искрового разряда в газах, инициируемого электронным пучком, посвящены уже целые монографии [1, 2]. Однако некоторые моменты еще не изучены в достаточной мере. В частности, не ясно: каким образом формируется искровой разряд при минимальных напряжениях? Этот вопрос и рассматривается в настоящей работе.

Исследования проводились в технически чистом азоте и в воздухе при атмосферном давлении. Пучок электронов с энергией 1 МэВ инжестировался в газовую камеру перпендикулярно электрическому полю. Длина разрядного промежутка $d = 0,4$ см, разрядная емкость 0,25 мкФ, диаметр латунных электродов 2 см. Характерные зависимости разрядного тока (типичные осциллограммы) в технически чистом азоте (а) и в воздухе (б) от времени (нижний луч) приведены на рисунке, где верхний луч — импульс электронного пучка, развертка 1 мкс/дел. Значения интенсивности потока электронов P_e , напряжения горения несамостоятельного разряда $U_{н.р}$, концентрации электронов в разрядном промежутке n_e в период стационарной стадии несамостоятельного разряда, напряжения горения квазистационарного разряда $U_{к.р}$ и времени формирования искрового разряда t_{ϕ} , протекающего от момента облучения до возникновения искры, при активном сопротивлении R внешней цепи 7575 Ом и длительности $t_{э.п}$ импульса электронного пучка 0,5 мкс приведены в табл. 1. Аналогичные данные для воздуха при активном сопротивлении 45075 Ом и длительности импульса электронного пучка 0,5 и 1,5 мкс даны в табл. 2. Как видно, значения $U_{н.р}$, n_e , $U_{к.р}$, t_{ϕ} (при прочих равных условиях) зависят от R и $t_{э.п}$. Этот факт обусловлен числом актов ионизации и постоянной времени цепи. При возникновении несамостоятельного разряда происходит перераспределение напряжения в разрядной цепи. Значение