

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. П. Райзер, М. Н. Шнейдер, Безэлектродный емкостной разряд, поддерживаемый повторяющимися высоковольтными импульсами, *ТВТ*, 1989, том 27, выпуск 3, 431–438

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.89

14 января 2025 г., 08:49:05



УДК 537.521+537.523.74

**БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЙ ЕМКОСТНОЙ РАЗРЯД, ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ  
ПОВТОРЯЮЩИМИСЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ***Райзер Ю. И., Шнейдер М. Н.*

Рассматривается импульсно-периодический разряд, поддерживаемый повторяющимися высоковольтными импульсами, которые прикладываются к плоским электродам, изолированным от плазмы диэлектрическими пластинами. Через ионизированный газ и другие электроды пропускается самостоятельный ток, который выделяет мощность, идущую на лазерную накачку. Проведен расчет макроскопических характеристик (плотности плазмы, тока и т. д.) и пространственно-временной структуры импульсного разряда с учетом слоев положительного пространственного заряда и образования пучка быстрых электронов. Расчеты сделаны на основе кинетического уравнения, в гидродинамическом приближении и в рамках простейшей электротехнической модели. Результаты сопоставляются, выясняется роль различных физических факторов.

В работе [1] одним из авторов был предложен способ организации квазистационарного разряда в большом плоском канале быстропроточного лазера на  $\text{CO}_2$ . Весь разрядный объем заключается между обкладками конденсатора и изолируется от них диэлектрическими пластинами, как в системах, где используется высокочастотный емкостной разряд (рис. 1). Однако, в отличие от последних, на обкладки подаются повторяющиеся короткие и в среднем по времени маломощные высоковольтные импульсы. Они создают и поддерживают в газе ионизацию. Основная мощность, идущая на лазерную накачку, выделяется постоянным током, который пропускается вдоль канала и является самостоятельным. Способ оказался эффективным. На его основе создан технологический лазер «Лантан» мощностью в несколько киловатт [2]. Усовершенствованную модификацию его начала выпускать промышленность [3]. Способ может оказаться полезным и для использования в плазмохимических реакторах [4]. Все это делает интересным, в том числе и с практической точки зрения, изучение физики такого, в общем не обычного разряда.

В простейшей «электротехнической» модели емкостного разряда [1] плазма и поле в объеме считаются однородными. Слои пространственного заряда, образующиеся у границ плазмы с диэлектриками, считаются бесконечно тонкими и заменяются поверхностными зарядами. Соответственно из теории выпадают падения напряжения в слоях. Слои проявляются при гидродинамическом описании дрейфовых потоков электронов и ионов с учетом различия плотностей  $n_e$ ,  $n_i$ . Ионизация газа в такой модели описывается таунсендовским коэффициентом  $\alpha$ , который является функцией локального поля  $E(x, t)$ .

Однако сделанные на основе гидродинамической модели расчеты (они представлены ниже) показали, что в «катодном» слое со стороны отрицательного электрода возникают очень сильные поля с  $E/p$  до 500 В/(см·мм рт. ст.). В таких полях должен возникать эффект «убегания» электронов [5–7]. Спектр и ионизационная способность электронов приобретают нелокальный характер, перестают быть функцией местного значения  $E/p$ . В слое рождается пучок энергичных электронов. Он ионизирует газ в близлежащей плазме, где поле низкое и таунсендовская ионизация намного слабее. Все это влияет на пространственное распределение источников электронов и приложенного напряжения, на величины поля и плотности зарядов во всем объеме.

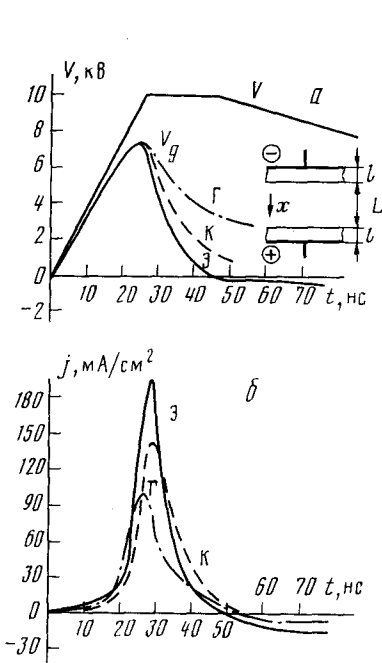


Рис. 1

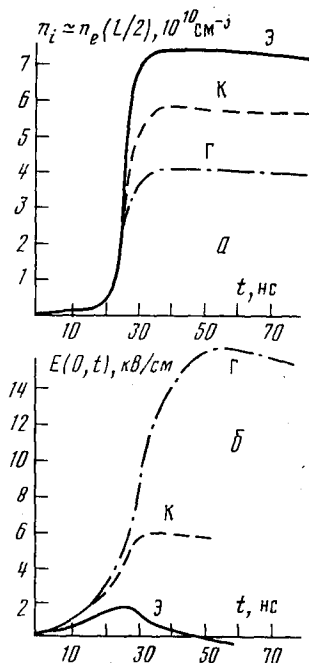


Рис. 2

Рис. 1. Напряжения на газовом промежутке  $V_g$  (а) и плотности тока (б), рассчитанные по трем моделям ( $\mathcal{E}$  – электротехническая,  $\Gamma$  – гидродинамическая,  $K$  – кинетическая); напряжение на электродах  $V$  и схема разрядного устройства

Рис. 2. Плотность зарядов в плазме в середине промежутка  $n(L/2, t)$  (а) и поле  $E(0, t)$  на границе газа со стороны отрицательного электрода (б), рассчитанные по трем моделям

В целях выяснения роли нелокальных эффектов ниже формулируется упрощенное кинетическое уравнение для электронов пучка. Оно решается совместно с другими описывающими разряд уравнениями. Сопоставляются результаты, полученные на основе трех моделей. Представлена довольно полная картина рассматриваемого разряда с его макроскопическими и структурными характеристиками. Следует отметить, что упрощенное кинетическое уравнение позволяет рассматривать и другие высоковольтные разряды. Результаты кратко доложены в [8].

**Гидродинамическое и электротехническое приближения.** Выпишем уравнения гидродинамического приближения, тем более, что они используются и при кинетическом подходе. Пусть  $\mu_e, \mu_i$  – подвижности,  $\beta$  – эффективный коэффициент рекомбинации, с помощью которого будем учитывать также и влияние прилипания на гибель электронов в электроотрицательных газах. Без учета диффузии зарядов имеем

$$\partial n_e / \partial t + \partial \Gamma_e / \partial x = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i, \quad \Gamma_e = -n_e \mu_e E, \quad (1)$$

$$\partial n_i / \partial t + \partial \Gamma_i / \partial x = \alpha |\Gamma_e| - \beta n_e n_i, \quad \Gamma_i = n_i \mu_i E, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e (n_i - n_e), \quad V_g = \int_0^L E dx. \quad (3)$$

Здесь  $V_g$  – напряжение на газовом промежутке протяженности  $L$ . С учетом падений напряжения в диэлектрических пластинах  $V_g$  связано с напряжением на электродах  $V(t)$  соотношением [9]

$$V = (1 + 2l/\epsilon_d L) V_g + (8\pi l/\epsilon_d L) e \int_0^L (\Gamma_i - \Gamma_e) dx, \quad (4)$$

где  $l$  — толщина пластин;  $\epsilon_d$  — их диэлектрическая проницаемость. На границах газа с диэлектриками  $\Gamma_e = -\gamma\Gamma_i$ , если поле направлено из плазмы в диэлектрик ( $\gamma$  — коэффициент вторичной эмиссии);  $\Gamma_i = 0$ , если от диэлектрика в плазму. Эти условия обычно ставятся на металлических электродах. Они обосновываются применительно к случаю диэлектрических поверхностей в работе [9], посвященной расчету высокочастотного разряда в таком же устройстве. В установившемся периодическом режиме эмитируются прилипшие к диэлектрику электроны.

Систему (1)–(4) следует дополнить электрическим уравнением внешней цепи. Оно зависит от схемы генератора импульсов. Поскольку здесь задача в основном состоит в выяснении физической роли приэлектродных слоев в разряде и нелокальных эффектов, зададим импульсное напряжение на электродах  $V(t)$ .

В предположении об однородности плазмы  $E(x, t) = E(t)$ ,  $n_e(x, t) = n_i(x, t) = n(t)$  система (1)–(4) сводится к равенствам

$$V = (8\pi l / \epsilon_d) q + V_g, \quad V_g = EL, \quad E = 4\pi(q - q_1), \quad (5)$$

$$\dot{q}_1 = e\mu_e n E, \quad \dot{q} = j, \quad \dot{n} = \alpha(|E|)\mu_e |E| n - \beta n^2, \quad (6)$$

эквивалентным уравнениям электротехнической модели [1]. Здесь  $q$ ,  $q_1$  — плотности поверхностных зарядов на электроде и границе диэлектрика с газом;  $j$  — плотность разрядного тока,  $\dot{q}_1$  — плотность тока проводимости в плазме. Уравнения (5), (6) легко вывести и непосредственно, исходя из схемы разрядного устройства (рис. 1).

**Кинетическое уравнение для пучка и расчетная модель разряда.** Для каждого газа существует свое критическое поле  $E_c/p \approx 10^2$  В/(см·мм рт. ст.), когда при более высоких значениях  $E/p$  электрон, несмотря на неупругие потери при столкновениях, неуклонно набирает энергию  $\epsilon$

$$d\epsilon/dx = e|E| - L(\epsilon) > 0 \quad \text{при} \quad |E| > E_c. \quad (7)$$

Так получается потому, что неупругие потери энергии на единице пути  $L(\epsilon)$  имеют максимум вследствие ограниченности соответствующих сечений. Направим ось  $x$  от отрицательного электрода к положительному ( $E = E_x < 0$ ). Отсчитывать  $x$  будем от границы диэлектрика с газом. Из близлежащего к границе слоя электроны сдвигаются в сторону положительного электрода, от чего в слое появляются положительный пространственный заряд и сильное поле. Разделим разрядный промежуток на две области: I —  $0 < x < x_c$ , где  $|E| > E_c$ , и II —  $x_c < x < L$ , где  $|E| < E_c$ . В области I электроны будем описывать упрощенным кинетическим уравнением для функции распределения по энергиям  $n(\epsilon, x, t)$ , которое сейчас сформируем.

Быстрые электроны, которые в основном и присутствуют в области сильных полей, при упругих столкновениях с молекулами рассеиваются преимущественно вперед. Тем самым роль упругих столкновений обесценивается. Поэтому учитывать их не станем, полагая, что все электроны летят только в направлении электрической силы  $-eE > 0$  со скоростью  $v = (2\epsilon/m)^{1/2}$ . Тогда спектральная плотность потока электронов прямо определяется спектральной плотностью  $\Gamma(\epsilon, x, t) = vn(\epsilon, x, t)$ . Обозначим:  $\sigma_m^k(\epsilon)$  — сечение возбуждения  $m$ -го уровня в молекуле  $k$ -го сорта,  $I_m^k$  — энергия возбуждения. К неупругой потере приводит также ионизация молекул. Положим, что при ионизации новые электроны рождаются с нулевой энергией. Переходя в обычном кинетическом уравнении от одномерной функции распределения по скоростям  $v_x = v$  к распределению по энергиям  $f(v_x)dv_x = n(\epsilon)d\epsilon$ , получим уравнение

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} - eE(x, t) \frac{\partial \Gamma}{\partial \epsilon} = \sum_{m,k} N_k \Gamma(\epsilon + I_m^k) \sigma_m^k(\epsilon + I_m^k) - \\ - \Gamma(\epsilon) \sum_{m,k} N_k \sigma_m^k(\epsilon) + \delta(\epsilon) q(x, t); \quad q = \sum_k N_k \int_0^\infty \Gamma(\epsilon) \sigma_i^k(\epsilon) d\epsilon. \quad (8)$$

Здесь  $N_k$  — плотность молекул  $k$ -го сорта;  $q$  — скорость рождения новых электронов;  $\sigma_i^k$  — сечения ионизации;  $\delta(\varepsilon)$  — дельта-функция. Суммы включают и ионизирующие неупругие столкновения. Интегрируя (8) по всему спектру с учетом того, что  $\Gamma(\varepsilon)=0$  при  $\varepsilon=0, \infty$ , получим уравнение баланса числа электронов, соответствующее (1),

$$\frac{\partial n_e'}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_e'}{\partial x} = q, \quad n_e' = \int_0^{\infty} n \, d\varepsilon, \quad \Gamma_e' = \int_0^{\infty} \Gamma \, d\varepsilon, \quad (9)$$

где  $n_e'$ ,  $\Gamma_e'$  — плотность и плотность потока быстрых электронов. Функция потерь в (7)

$$L(\varepsilon) = \sum_{m,k} I_m^k N_k \sigma_m^k(\varepsilon). \quad (10)$$

Энергетический спектр в данном случае устанавливается гораздо скорее, чем меняется поле, поэтому в дальнейшем член  $\partial n/\partial t$  опустим, считая спектр квазистационарным, соответствующим мгновенному распределению  $E(x, t)$ .

В области II «медленные» электроны описываем гидродинамическим уравнением (1), где  $n_e$ ,  $\Gamma_e$  — их плотность и поток, а рождение определяется таунсендовской величиной  $\alpha|\Gamma_e|$ . Однако кинетическое уравнение (8) решаем и в этой области, чтобы найти затухающий поток быстрых электронов  $\Gamma_e'$ , которые пришли сюда из области I. В уравнения (1), (2) вводим дополнительно источник рождения зарядов быстрыми электронами  $q$  по формуле (8). Точно так же к  $n_e$ ,  $\Gamma_e$  добавляем величины  $n_e'$ ,  $\Gamma_e'$ , когда нужно составить полные плотность и поток электронов:  $n_{et} = n_e + n_e'$ ,  $\Gamma_{et} = \Gamma_e + \Gamma_e'$ . Величина  $n_{et}$  входит в уравнение электростатики (3),  $\Gamma_{et}$  определяет плотность электронного тока  $j_e = -e\Gamma_{et}$ . Плотность разрядного тока

$$j(t) = (1/4\pi) \partial E/\partial t + e(\Gamma_i - \Gamma_{et}). \quad (11)$$

В уравнении (4) также фигурирует  $\Gamma_{et}$ . Плотность и поток ионов повсюду описываются уравнением (2), дополненным источником  $q(x, t)$ . В области I формально положено  $n_e=0$ ,  $\Gamma_e=0$ , т. е.  $n_{et}=n_e'$ ,  $\Gamma_{et}=\Gamma_e'$ .

В тех стадиях, когда поле в промежутке нигде не превышает  $E_c$ , кинетическое уравнение не включается и весь расчет ведется на основе системы (1)–(4). Граничное условие на «катодной» границе промежутка в стадии, когда поле там больше  $E_c$ , отражает то допущение, что электроны срываются с поверхности диэлектрика с нулевой энергией. Таким образом

$$\begin{aligned} \Gamma(\varepsilon, 0, t) &= -\delta(\varepsilon) \gamma \Gamma_i(0, t) \text{ при } |E| > E_c, \\ \Gamma_e(0, t) &= -\gamma \Gamma_i(0, t) \text{ при } |E| < E_c. \end{aligned} \quad (12)$$

На «анодной» границе  $\Gamma_i=0$ .

Кинетическое уравнение и методика его решения проверены путем расчета спектра, скорости ионизации, усиления электронного потока для условий, имитирующих катодный слой нормального тлеющего разряда в Не (с линейным законом спада поля). Для этого случая имеется расчет тех же характеристик методом Монте-Карло в предположении о рассеянии электронов преимущественно вперед [10]. Получилось хорошее согласие расчетов по предложенной модели с [10]. Уравнение (8) может быть значительно усовершенствовано за счет учета упругих столкновений в приближении «вперед-назад» [11]. Такое уравнение представляет альтернативу неизмеримо более сложному методу Монте-Карло с учетом рассеяния во все стороны [12] и дает вполне удовлетворительные результаты, обеспечивая автоматический переход к лоренцову приближению в пределе слабых полей.

Условия эксперимента и исходные данные для расчета. Численные расчеты сделаны для условий [1, 2]:  $L=5,5$  см,  $l=1$  см,  $\varepsilon_d=5$ , лазерная

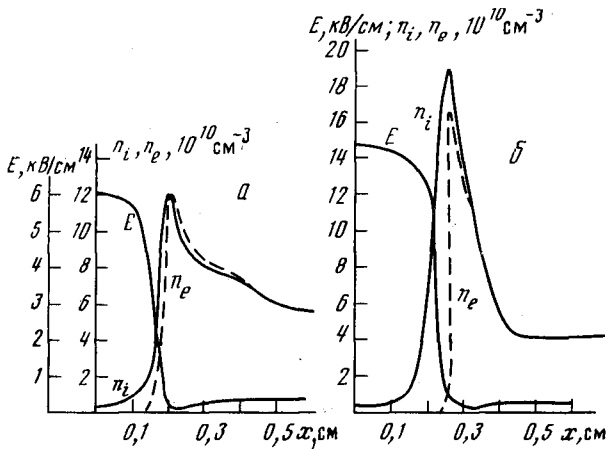


Рис. 3. Пространственные распределения плотностей электронов  $n_e$ , ионов  $n_i$  и поля  $E$  в «катодном» слое и близлежащей плазме со стороны отрицательного электрода, рассчитанные в моменты времени, когда  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $E$  и катодные падения  $V_k$  близки к своим максимальным значениям:  $a$  — по кинетической модели,  $t=38$  нс,  $V_k \approx 0,9$  кВ;  $b$  — по гидродинамической модели,  $t=40$  нс,  $V_k \approx 3,2$  кВ

смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 6 : 12$ ,  $p=30$  мм рт. ст. Для этой смеси [1]

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,7p \exp(-66,7p/E) \text{ см}^{-1}, \\ \mu_e &= 6,56 \cdot 10^5/p, \mu_i = 3,12 \cdot 10^3/p, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \\ \beta &= 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}, \gamma = 0,01 \end{aligned} \quad (13)$$

( $p$  — в мм рт. ст.).

Импульс напряжения  $V(t)$  задаем в виде трапеции с  $V_{\text{max}}=10$  кВ, длительностями переднего фронта 25 нс, заднего 200 нс, плато 20 нс (рис. 1). Частота повторения импульсов  $f=10$  кГц [2]. В паузе между импульсами  $t_1 \approx f^{-1} = 10^{-4}$  с плазма распадается по рекомбинационному закону от плотности  $n_{\text{max}}$  до  $n_0$ ;  $n_{\text{max}}/n_0 = 1 + \beta n_{\text{max}} t_1$ . Поскольку пауза довольно длительна,  $n_0 \ll n_{\text{max}}$ . К началу каждого импульса в основной части промежутка остается плотность зарядов  $n_0 = (\beta t_1)^{-1} = 10^9 \text{ см}^{-3}$ , которая не зависит от  $n_{\text{max}}$ . От этой величины  $n_0$  (во всем промежутке) и начиналось интегрирование уравнений.

Критическое поле  $E_c$  определяется по максимуму функции из (10). Для  $\text{N}_2$   $E_c/p=355 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})$ , для  $\text{He}$  — 63 [7]; молекулы  $\text{CO}_2$  ввиду малости содержания объединяем с  $\text{N}_2$ . Критическое значение для смеси заключено между взвешенной средней величиной и парциальной величиной для  $\text{N}_2$  (если максимумы парциальных функций  $L_k(\varepsilon)$  сильно разнесены по  $\varepsilon$ ). Поскольку оба предела близки, возьмем для определенности среднее  $E_c/p=173 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})$ . Сечения неупругих процессов брались из [13], возбуждение молекулярных колебаний не учитывалось, так как у быстрых электронов сечения малы. При решении кинетического уравнения в области релаксации пучка II поле в нем для простоты полагалось равным нулю. Дельта-функция  $\delta(\varepsilon)$  при численном решении заменялась также нормированной функцией  $\psi(\varepsilon) = \Delta^{-1} \exp(-\varepsilon/\Delta)$  с размытием  $\Delta$  на два-три счетных шага. Поскольку спектр и все параметры разряда мало меняются на одном шаге по времени, кинетическое уравнение решалось только через 10–20 шагов, на протяжении которых спектр считался неизменным.

**Результаты расчетов и обсуждение.** Результаты представлены на рис. 1–5. Сопоставление данных, полученных на основе трех моделей, позволяет лучше понять механизм процессов и роль различных факторов. Главным итогом расчета является величина  $n_{\text{max}}$  — плотность зарядов в основной части разрядного промежутка, которая достигается под действием импульсов. Именно ею определяется проводимость плазмы, мощность самостоятельного тока и лазерной накачки в лазере.

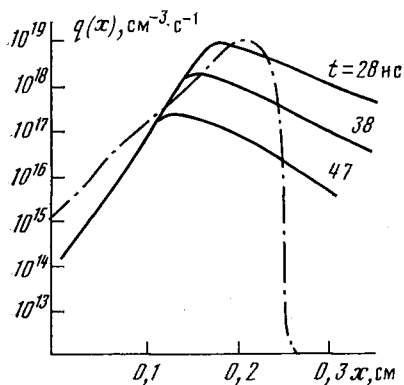


Рис. 4

Рис. 4. Скорости рождения электронов в катодном слое и окрестной плазме: сплошные кривые — по кинетической модели в разные моменты времени, штрихпунктир — по гидродинамической модели в момент  $t=40$  нс, к которому относится рис. 3, б

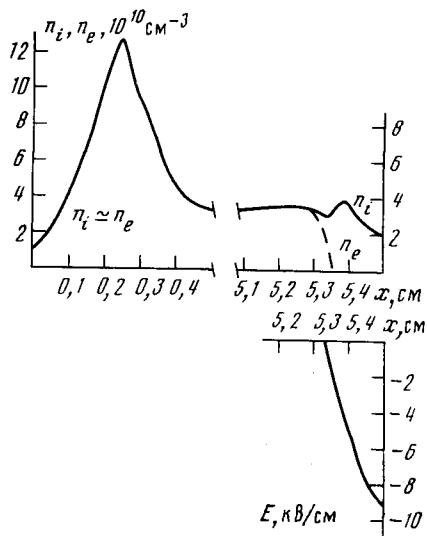


Рис. 5

Рис. 5. Пространственные распределения плотностей зарядов и поля на очень поздней стадии  $t=284$  нс, когда произошла переполюсовка и течет обратный ток (гидродинамическая модель,  $V_g = -0,79$  кВ)

Интересным и, пожалуй, неожиданным является факт, что значительно более совершенная и повсеместно применяемая гидродинамическая модель дает столь же значительное отличие макроскопических характеристик от истинных значений, как и простая электротехническая, правда, отличие в другую сторону. Истинные ионизация, напряжение на плазме, ток, к которым, надо полагать, лучше всего приближается кинетическая модель, оказались лежащими посередине.

Ионизация газа в промежутке заканчивается вскоре после окончания роста напряжения на электродах. К этому времени достаточно быстро размножившиеся электроны сдвинулись в сторону положительного электрода, и возникшее поле поляризации практически уничтожило внешнее поле в объеме. Исчез, следовательно, и источник ионизации в средней части промежутка.

Максимальная плотность электронов в объеме получается самой большой по электротехнической модели. Это естественно: в ней все напряжение  $V_g$ , приходящееся на газовый промежуток, распределяется по промежутку равномерно. Поле в плазме от этого сильнее; ионизация, проводимость и пиковый ток — выше. Но напряжение на плазме спадает скорее, так как лучше проводящая плазма быстрее поляризуется и поле поляризации скорее уничтожает внешнее, приложенное.

В гидродинамической модели образуется катодный слой и на нем падает больше половины всего напряжения  $V_g$  (3,2 кВ в момент  $t=40$  нс, когда  $V_g=4$  кВ). Соответственно очень велико и поле в слое на границе с диэлектриком,  $E/p \approx 500$  В/(см·мм рт. ст.). Стационарный катодный слой сформироваться не успевает: к отрицательному электроду со стороны плазмы распространяется волна ионизации, как в стадии формирования тлеющего разряда после пробоя. В момент  $t=40$  нс пик ионной плотности отстоит еще далеко от границы  $x=0$ , на расстоянии  $x \approx 0,25$  см;  $px \approx 7,5$  см·мм рт. ст., что гораздо больше обычных толщин катодного слоя  $pd \approx 0,5$  см·мм рт. ст. Формирование стационарного слоя определяется дрейфом ионов, которые за 40 нс со скоростью дрейфа  $v_i \approx 1,5 \cdot 10^5$  см/с в поле  $E=15$  кВ/см успевают пройти лишь 0,006 см. Поэтому плотность ионов у границы  $x=0$  лишь немного отличается от начальной  $n_0=10^9$  см<sup>-3</sup>.

Нелокальные эффекты резко снижают поле и падение напряжения в катодном слое: от  $E/p \sim 500$  В/(см·мм рт. ст.) и  $V_k = 3,2$  кВ до  $E/p \approx 200$  В/(см·мм рт. ст.) и  $V_k = 0,9$  кВ. Они расширяют область интенсивной ионизации далеко за пределы зоны пространственного заряда и сильного поля, на расстоянии, характеризуемые длиной релаксации пучка энергичных электронов,  $x \approx 0,5$  см ( $px \approx 15$  см·мм рт. ст.) в рассматриваемых условиях. Однако ионизация в основной части разрядного промежутка обусловлена не пучком быстрых электронов, как и можно было предположить. Длина релаксации пучка слишком мала; ионизация в основном объеме происходит за счет ускорения электронов имеющимся там однородным местным полем, т. е. с «таунсендовским» коэффициентом. Но само это поле в результате действия нелокальных эффектов стало больше вследствие уменьшения падения напряжения на катодном слое. По этой причине и плотность электронов в объеме стала более высокой, чем при таунсендовской ионизации.

Причины уменьшения  $E$  и  $V_k$  в слое в кинетической модели по сравнению с гидродинамической — таунсендовской, по крайней мере, две. Во-первых, электроны не дрейфуют, а движутся вперед, вылетая из слоя и оставляя за собою положительный пространственный заряд. Во-вторых, благодаря нелокальности спектра более эффективно происходит размножение электронов, не спадающее резко вслед за уменьшением поля. Обе причины обеспечивают тот же эффект создания пространственного заряда и ионизации при меньших значениях поля и падения напряжения в слое.

Ток проводимости в катодном слое гораздо меньше тока смещения. Но это не значит, что рассматриваемый импульсный разряд подобен слаботочному высокочастотному [9]. Эмиссия с поверхности диэлектрика и развитие электронной лавины в катодном слое, а с учетом нелокальных эффектов и за его пределами, имеют большое значение, обеспечивая усиленное рождение зарядов в районе границы между слоем и плазмой и большой пик плотности плазмы в этом месте. Эти эффекты характерны для сильноточного режима ВЧ-разряда, которому соответствует рассматриваемый.

В процессе сдвига электронного газа в сторону положительного электрода электроны, пабегающие на соответствующий диэлектрик, прилипают к его поверхности. От этого позднее, когда напряжение на электродах снижается, происходит переполюсовка источника поля в плазме. Отрицательно заряженная поверхность диэлектрика теперь играет роль отрицательного электрода. Ток течет в обратную сторону, а бывший анодный слой превращается в новый катодный. Это отчетливо видно на рис. 5.

Обратные поле и ток в средней части промежутка слабее, чем в начальный период импульсного процесса, когда идет прямой ток. Однако эффект можно значительно усилить, если резко снять напряжение с электродов, сделав задний фронт импульса  $V(t)$  крутым. Для этого надо «накоротко» замкнуть электроды через внешнюю цепь при помощи специально подобранной схемы (с применением второго тиратрона). Тогда обратные поле и ток будут сильными и создадут значительную дополнительную ионизацию. Расчет показал, что за счет более крутого заднего фронта импульса можно создать новый подъем плотности плазмы и вдвое повысить  $n_{\max}$  в промежутке. Повторной ионизации способствует то, что электронная лавина в объеме теперь начинается не с малой плотности  $n_0 = 10^9$  см<sup>-3</sup>, как первичная, а с большой  $n \approx 6 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, достигнутой в ходе нарастания напряжения на электродах. Повторный скачок ионизации и обратный ток можно трактовать как результат разрядки конденсаторов — диэлектрических пластин, у которых одной из обкладок служат электроды, а другой — плазменный проводник. Заряжаются конденсаторы во время прямого тока путем накопления зарядов у границ диэлектриков с плазмой.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Косынкин В. Д. и др. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 626, 634.
2. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Косынкин В. Д. и др. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 1549.
3. Богданов М. П., Верин В. М., Генералов Н. А. и др. // Тр. Всес. конф.: Примененные лазеры в народном хозяйстве. М.: Наука, 1986. С. 50.
4. Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984.
5. Гуревич А. В. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 116.
6. Бабич Л. П., Шамраев Б. Н. // ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 1170.
7. Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л. // ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 1669.
8. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н. // Тез. докл. IV Всес. конф. по физике газового разряда. Махачкала: Даг. ГУ, 1988.
9. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 226.
10. Tran N. A., Marode E., Johnson P. C. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 2317.
11. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 318.
12. Boeuf J. P., Marode E. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1982. V. 15. P. 2469.
13. Peterson L. R., Green A. E. E. // J. Phys. B.: At. Mol. Phys. 1968. V. 1. P. 1131.