

04; 07

© 1990 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

С. И. Андреев, П. А. Атанасов, П. П. Брѣнзалов,
Н. В. Карлов, А. В. Кислицев, И. О. Ковалев,
Г. П. Кузьмин, О. А. Левченко, А. А. Нестеренко

Показаны различия в формировании объемного разряда в случаях с плазменными и металлическими электродами. В случае с плазменным катодом длительность разряда ограничена рекомбинационными процессами в плазме объемного разряда, а в случае металлического катода — временем действия источника ионизации. В случае плазменного катода корректно определение электронной концентрации в объеме по току несамостоятельного объемного разряда.

Применение в качестве электродов CO_2 лазера плазменных листов, образованных скользящим по поверхности диэлектрика разрядом [1], позволило создать класс электроразрядных лазеров, приближающихся по своим параметрам к лазерам с предыонизацией пучком ускоренных электронов. Недавно были созданы электроразрядный CO_2 лазер с несамостоятельным режимом горения объемного разряда без добавок в лазерную газовую смесь легкоионизируемых присадок [2] и плавно перестраиваемый по частоте CO_2 лазер высокого давления, работающий на безгелиевой смеси [3]. Создан CO_2 лазер атмосферного давления с сечением активной среды 150×150 мм и энергией в импульсе до 350 Дж [4].

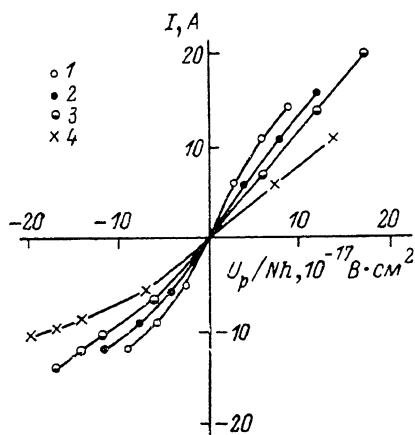


Рис. 1. Зависимость максимального тока разряда при различных давлениях N_2 от относительной напряженности поля U_p/hN .

p , атм: 1 — 8, 2 — 6, 3 — 5, 4 — 1; $U_p=8$ кВ.

Импульсный объемный разряд с плазменным катодом в молекулярных газах высокого давления экспериментально исследовался в работах [5, 6], где была доказана высокая устойчивость такого разряда. Устойчивость объемного разряда для случая, когда плазменный лист является катодом, была объяснена следующими причинами: 1) максимум концентрации электронов, созданных УФ излучением, имеет место вблизи плазменного катода; 2) отсутствует катодное падение, так как роль катода выполняет непосредственно плазма разряда, скользящего по поверхности диэлектрика; 3) плазменный катод оказывает стабилизирующее действие из-за наличия собственного активного сопротивления.

Из вышесказанного видно, что плазменный лист выполняет две важные функции: является эффективным источником предыонизации, обеспечивая на расстоянии в несколько сантиметров электронную концентрацию до 10^{12} см^{-3} , а также играет роль плазменного катода, оказывающего стабилизирующее действие на объемный разряд.

В случае несамостоятельного объемного разряда величина тока, протекающего через разрядный промежуток, определяется электронной концентрацией в объеме, что использовалось для определения ионизационных свойств плазменного листа, в частности, в работе [5].

Для определения степени влияния на свойства объемного разряда плазменного листа в качестве катода нами был проведен следующий эксперимент. В системе электродов, один из которых был плазменный, а второй металлический, зажигался несамостоятельный объемный разряд. При этом была возможность менять полярность электродов, т. е. реализовался объемный разряд либо с плазменным катодом, либо с анодом. Площадь электродов S равнялась 25×1 см², расстояние между электродами $h=1$ см. Измерялась величина заряда, протекающего через разрядный промежуток, и снимались осциллограммы тока в зависимости от напряжения на разрядном промежутке при различных давлениях газа.

Результаты эксперимента представлены на рис. 1. Видно, что максимальные значения тока через разрядный промежуток при положительной и отрицательной полярностях плазменного электрода практически равны для одинаковых по

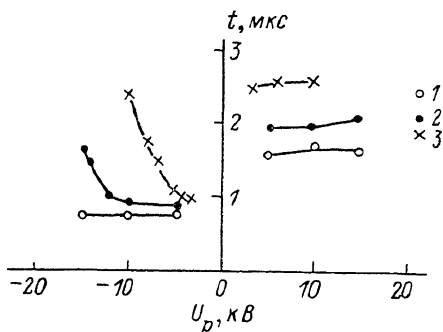


Рис. 2. Зависимость длительности тока разряда по полувысоте от межэлектродного напряжения при различных давлениях N_2 .

p , атм: 1 — 8, 2 — 4, 3 — 2.

величине напряжений. Но заряд, протекший через объем в случае плазменного катода, существенно больше. Это происходит за счет большей длительности фазы существования объемного разряда при наличии плазмы на катоде. На рис. 2 представлены зависимости длительности импульсов тока по полувысоте для различной полярности плазменного электрода.

Для теоретического рассмотрения объемного разряда с плазменным электродом построим плоскую одномерную модель. Пусть в момент $t=0$ на поверхности диэлектрика образуется плазменный лист, который однороден по сечению и обеспечивает однородную засветку газового объема ионизирующим излучением. В момент $t \geq 0$ к электродам основного разряда прикладывается разность потенциалов U_p так, что плазменный лист играет роль катода или анода. Под действием этого поля возникает ток разряда накопительного конденсатора.

В достаточно общем случае изменение электронной концентрации в некоторой точке определяется для плоского случая в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} (Dn_e) - \frac{\partial}{\partial x} (n_e v_e) + Q_i + Q_a - \beta_r n_e n_i - k_{np} n_e n_{np}, \quad (1)$$

где Q_i — число актов фотоионизации в единице объема за 1 с, Q_a — вклад ионизационного размножения в случае достаточно большого поля, D — коэффициент диффузии, v_e — скорость дрейфа электронов в приложенном поле, β_r — коэффициент рекомбинации электронов с положительными ионами n_i , k_{np} — константа трехтельного прилипания, например прилипания к молекулам CO_2 , концентрация которых $n_{np} = n_{CO_2}$ [7, 8].

Будем рассматривать процессы только в азоте. Тогда процессом прилипания можно сразу пренебречь. Пренебрегая диффузионным потоком и вводя таунсендовский коэффициент ионизации $\alpha = Q_i/n_e v_e$, имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= Q_i + \alpha n_e v_e - \frac{\partial (n_e v_e)}{\partial x} - \beta_r n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} &= Q_i + \alpha n_e v_e + \frac{\partial (n_i v_i)}{\partial x} - \beta_r n_e n_i, \end{aligned}$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = e(n_e - n_i).$$

В качестве граничных условий в случае плазменного катода можно положить $n_e(0) = n_i(0)$ и $\partial E/\partial x|_{x=0} = 0$. В случае металлического катода и излучающего плазменного анода следует взять

$$n_e(0)v_e(0) = \gamma_i n_i(0)v_i(0) + \langle \gamma_i n_i \rangle C. \quad (3)$$

В (3) принято, что поток электронов из катодной поверхности определяется не только потоком бомбардирующих катод ионов с коэффициентом $\gamma_i \ll 1$, но и потоком квантов, вызывающих фотоионизацию с квантовым выходом $\gamma_i \ll 1$, усредненным по всему спектру. На аноде ($x=h$) в качестве граничного условия обычно принимают отсутствие потока ионов ($n_i v_i = 0$), которые из анода не выходят.

В условиях нашего эксперимента в стадии интенсивной фотоионизации объема для плазменного столба можно считать $n_e = n_i$, $E = \text{const}$, v_e и v_i тоже

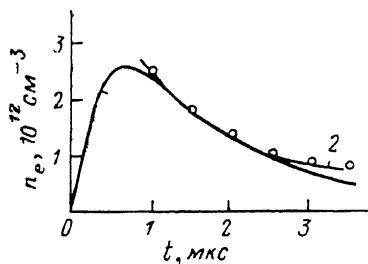


Рис. 3. Зависимость концентрации фотоэлектронов от времени при давлении N_2 $p=8$ атм, определенная по току разряда с плазменным катодом (1), и уменьшение электронной концентрации за счет рекомбинации, вычисленное для $\beta_r = 3.3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $U_p = 8 \text{ кВ}$ (2).

постоянные по x , а градиенты $\partial n_e/\partial x$ и $\partial n_i/\partial x$ пренебрежимо малы. В этом случае система (2) принимает вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial n_i}{\partial t} = Q - \beta_r n_e^2, \quad (4)$$

где опущен член, учитывающий ионизацию, что справедливо в области слабых полей, когда $E/N \leq 7 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ для N_2 [7, 8].

На рис. 3 приведено типичное изменение во времени концентрации электронов, полученное в эксперименте по данным о плотности тока и E/N , с учетом зависимости $v_e(E/N)$ по [7]. Приведенные данные позволяют найти $Q_v(t)$ (рис. 4) по (4), если известен коэффициент рекомбинации β_r .

Величину β_r можно определить и из эксперимента в области спада концентрации электронов для случая плазменного катода. В этом случае катодное падение отсутствует. Определенное таким образом значение $\beta_r \approx 3.3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ (рис. 3). Величина Q_v , полученная из экспериментальных данных, является основной характеристикой эффективности фотоионизирующего источника. В случае ионизации электронным пучком $Q_e = \alpha_0 (P/P_0) j_e/e$ [9], где α_0 — число актов ионизации одним электроном на расстоянии 1 см, P_0 — атмосферное давление. Полученное нами значение $Q_v \approx 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ при $p=8$ атм соответствует интенсивности ионизации пучком быстрых электронов с плотностью тока $j_e \approx 3 \text{ мА/см}^2$.

Рассмотрим теперь случай с плазменным анодом и металлическим катодом (данные при $U_p < 0$ на рис. 2, 4). В этом случае при малых $|E/N|$ длительность импульса тока сокращалась, а при увеличении $|E/N|$ увеличивалась, стремясь к той же длительности, которая была при плазменном катоде.

Процессы в прикатодном слое практически мгновенно (за время порядка 10^{-8} с) следят за изменением общей плотности тока и их можно рассматривать в нашем случае как квазистационарные $\partial n_e/\partial t \ll \partial (n_e v_e)/\partial x$. Кроме того, основной фотоионизацией и рекомбинацией также можно пренебречь по сравнению с фотоэмиссией. Фотоэмиссия — поверхностное явление и оно входит в граничное условие (3). При этих допущениях уравнения (2) принимают вид

$$\frac{\partial (n_e v_e)}{\partial x} - \alpha n_e v_e,$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - \frac{\partial (n_i v_i)}{\partial x} = \alpha n_e v_e, \quad \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = -en_i. \quad (5)$$

Полагая, что поле в области катодного падения существенно больше поля в плазменном объеме, имеем после интегрирования (3) из (5)

$$E_c(x) = \frac{en_i}{\epsilon_0} x; \quad U_c(l_c) = \frac{en_i l_c^2}{2\epsilon_0}, \quad (6)$$

где E_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Интегрируя остальные уравнения (5) по толщине катодного слоя от 0 до l_c , имеем

$$n_e v_e |_{l_c} = (\gamma_i n_i v_i + \gamma_n n_e c) \exp \int_0^{l_c} \alpha dx, \quad (7)$$

$$l_c \frac{\partial n_i}{\partial t} = n_e v_e |_{l_c} - \langle n_i v_i \rangle. \quad (8)$$

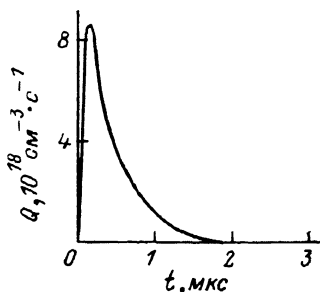


Рис. 4. Зависимость скорости фотоионизации от времени,
N₂.

$p=8$ атм, $U_p=8$ кВ.

Система уравнений (7), (8) предполагает, что концентрация ионов в катодном слое постоянна и превосходит концентрацию электронов. Кроме того, принимается, что скорость движения ионов в катодном слое v_i можно считать постоянной. Такая модель, описываемая системой (5), сравнивалась с численными исследованиями более полной системы уравнений авторами [10]. Оказалось, что она удовлетворительно описывает поведение катодного слоя. Из (7) и (8) следует

$$l_c \frac{\partial n_i}{\partial t} = \langle n_i v_i \rangle \left(\gamma_i e^{\int_0^{l_c} \alpha dx} - 1 \right) + \gamma_n n_e c e^{\int_0^{l_c} \alpha dx}. \quad (9)$$

Уравнения (6) и (9) следует дополнить уравнением для определения поля на катоде E_{c0} . Это можно сделать, если учесть, что разность между полной плотностью тока разряда j_{Σ} и тока в плоскости катода есть плотность тока смещения

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_c}{\partial t} = j_{\Sigma} - j_c. \quad (10)$$

Обычно в условиях вторичной эмиссии пренебрегают эмиссионными потоками, полагая $n_e(0) v_e(0) \ll \langle n_i v_i \rangle$ вследствие $\gamma_i \ll 1$ [10]. Примем это допущение, но сохраним фотоземиссионный поток. Тогда из (10) имеем

$$\epsilon_0 E_c = \int [j_{\Sigma} - e(n_i v_i + \gamma_n n_e c)] dt. \quad (11)$$

Система равенств (6), (9) и (11) определяет динамику катодного слоя, если задан световой поток $n_{\nu}(t, \nu)$ и $\gamma_{\nu}(\nu)$.

В наших экспериментах обычно $\gamma_n n_e c > n_i v_i$. Однако уже в максимуме импульса тока, когда интенсивность ионизации объема $Q(t)$ заметно падает (рис. 4), появляются особенности, связанные с заменой плазменного катода на металлический (рис. 1, 2). Стремление к насыщению тока с ростом $\langle E \rangle / N$ при сравнительно малых давлениях можно объяснить ростом ионизационных процессов в формирующемся катодном слое, толщина которого растет с уменьшением давления газа. Эти процессы приводят к увеличению времени протекания тока при уменьшении фотоземиссии и росте $\langle E \rangle / N$ (рис. 2).

Таким образом, в работе указана возможность экспериментального определения мощности фотоионизации $Q(t)$ ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) и эффективного коэффициента рекомбинации газовой смеси. Показано, что фотоионизация поверхностным разрядом чистого азота при высоком давлении эквивалентна ионизации электронным пучком с плотностью тока в несколько миллиампер с см^2 . Дана теория прикатодных явлений для случая, когда наиболее эффективным источником электронов из металлического катода является фотоэффект от подсвечивающего газ излучения. Однако более эффективным способом возбуждения лазеров высокого давления является использование плазменного катода с неограниченной эмиссией электронов.

Список литературы

- [1] *Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Д. Мак-Кен* // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. № 8. С. 1843—1847.
- [2] *Еременко Г. В., Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В. и др.* // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 7. С. 1517—1519.
- [3] *Карлов Н. В., Кислицев А. В., Ковалев И. О. и др.* // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 1. С. 216—218.
- [4] *Горковский В. П., Карлов Н. В., Ковалев И. О. и др.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 9. С. 1867—1869.
- [5] *Бычков Ю. И., Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В. и др.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 8. С. 1489—1493.
- [6] *Бычков Ю. И., Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В. и др.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 11. С. 2138—2142.
- [7] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [8] *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат. 1961. 323 с.
- [9] *Бычков Ю. И., Курбатов Ю. А., Месяц Г. А.* // Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977. С. 272—279.
- [10] *Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т.* Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 160 с.

Институт общей физики
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
1 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
5 мая 1988 г.