

537.521

ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД В ГАЗЕ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Ю. И. Бычков, Ю. Д. Королев, Г. А. Месля

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	451
а) Общее описание разряда (451). б) Основные уравнения (452).	
2. Распределение электрического поля в промежутке	454
а) Катодная область (454). б) Анодная область (455). в) Электрическое поле в столбе при неоднородной ионизации (456).	
3. Разряд без ионизационного размножения	457
а) Классификация (457). б) Энергетические параметры самостоятельного разряда (458).	
4. Разряд с ионизационным размножением	460
а) Особенности протекания тока (460). в) Времена запаздывания и энергетические характеристики (461).	
5. Разряд в смеси инертных и электроотрицательных газов.	462
а) Несамостоятельный разряд (462). б) Самостоятельный сильноточный разряд (463).	
6. Неустойчивость объемного разряда в газе	465
а) Экспериментальное наблюдение возникновения и развития искрового канала (465). б) Модели неустойчивости объемного разряда (467). в) Неустойчивость разряда, обусловленная неоднородностью электрического поля в столбе (468). г) Формирование неустойчивости в приэлектродных областях и распространение канала (469).	
7. Применения объемного разряда	471
а) Газовые лазеры (471). б) Применение в качестве плазменного реактора (472). в) Исследования для коммутации импульсных токов (473).	
8. Заключение	473
Цитированная литература	474

1. ВВЕДЕНИЕ

а) Общее описание разряда

Интерес к газовому разряду в условиях интенсивной ионизации объем электронным пучком^{2,3} обусловлен широкими перспективами применения разряда в мощных газовых лазерах, различных типах коммутаторов и прерывателей тока, плазмотронах и т. д. Этот разряд отличается от аналогичных при ионизации источниками с малой интенсивностью¹ прежде всего тем, что его механизм проводимости сходен с механизмом проводимости тлеющего разряда. При высоких скоростях ионизации газа (более $10^{16} \text{ см}^{-3} \text{сек}^{-1}$) и высоких давлениях (10^2 — 10^4 мм рт. ст.) напряженность электрического поля усиливается в узких приэлектродных областях, а в столбе разряда оказывается практически постоянной (рис. 1). При этом падение потенциала в прикатодной и прианодной областях оказывается незначительным по сравнению с общим напряжением, приложенным и промежутку. Таким образом, скорость ионизации газа в столбе разряда

фактически определяет проводимость промежутка, а поскольку применение пучков электронов позволяет иметь высокие скорости ионизации, то реализуются и высокие плотности тока разряда.

Импульсный объемный разряд с ионизацией газа электронным пучком^{2, 3} в начале был использован для накачки CO_2 -лазеров^{4, 6, 7} и для коммутации импульсных токов^{3, 5, 8, 9}. При этом подробно исследовались разряды, возбуждаемые пучками электронов длительностью менее 10^{-7} сек⁶⁻¹⁰. Исследования квазистационарных и стационарных разрядов атмосферного давления проведены в работе¹¹.

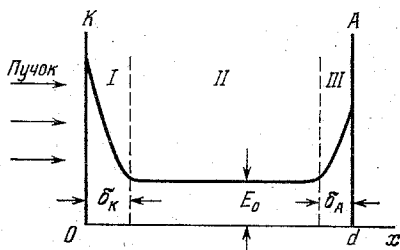


Рис. 1. Качественная картина распределения поля между электродами.

Объемный разряд в условиях интенсивной ионизации электронами обладает рядом замечательных свойств. Во-первых, было обращено внимание на возможность получения объемного горения разряда в несамостоятельном режиме при давлениях газа в десятки атмосфер. В этом случае достигается независимое управление напряжением горения, током разряда и площадью разрядного столба, причем управление током разряда осуществляется за счет изменения тока пучка быстрых электронов. Во-вторых, в условиях сильной неоднородности ионизации объема газа электронным пучком создается резкое искажение электрического поля в столбе разряда, способствующее стабильному ($\sim 10^{-9}$ сек) зажиганию искрового канала. В-третьих, применение пучков электронов малой длительности позволяет инициировать объемный разряд с ионизационным размножением типа импульсного тлеющего разряда при начальном напряжении на промежутке ниже пробивного. Роль пучка здесь сводится к тому, чтобы в заданный момент времени создать в промежутке плазму требуемой плотности. Такой метод существенно улучшает однородность разряда, так как в обычно применяемых системах с инициированием разряда ультрафиолетовым излучением, необходимо прикладывать к промежутку начальное напряжение выше пробивного. Кроме того, в данном режиме легко инициировать импульсный тлеющий разряд в поднормальной, нормальной и аномальной областях. Эти основные свойства разряда и обусловили его широкое применение.

б) Основные уравнения

Если ограничиться рассмотрением только объемной стадии и не затрагивать вопросы устойчивости, то основные процессы в разряде можно описать с помощью уравнений непрерывности и уравнения Пуассона для электрического поля. Для одномерного случая имеем

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} - \frac{\partial n_- v_-}{\partial x} = \alpha v_- n_- - \beta n_- n_+ + \Psi + q, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial n_+ v_+}{\partial x} = \alpha v_- n_- - \beta n_- n_+ + \Psi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

$$v_- = \mu_- E, \quad (4)$$

$$v_+ = \mu_+ E. \quad (5)$$

К этим уравнениям необходимо еще добавить начальные и граничные

условия

$$n_-(0, t) v_-(0, t) = \gamma n_+(0, t) v_+(0, t), \quad (6)$$

$$n_+(d, t) = 0, \quad (7)$$

$$\int_0^d E(x) dx = u_0. \quad (8)$$

В уравнениях (1)–(8) приведены следующие обозначения: n_- , n_+ — концентрации электронов и ионов, v_- , v_+ , μ_- , μ_+ — скорости дрейфа и подвижности электронов и ионов, E — напряженность электрического поля, u_0 — разность потенциалов между электродами, d — длина промежутка, Ψ — скорость ионизации газа электронами пучка, q — скорость термализации быстрых электронов, γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода, α , β — коэффициенты ударной ионизации и рекомбинации, ε_0 — диэлектрическая постоянная, e — заряд электрона.

В (1) — (5) не учитывается диффузия заряженных частиц, так как обычно рассматривается случай высоких давлений, для которых этим процессом можно пренебрегать. Объемные потери электронов и ионов определяются рекомбинацией. Это справедливо, например, для разряда в азоте. В электроотрицательных газах и смесях с их присутствием значительную роль в убыли электронов может играть прилипание к нейтральным молекулам. В отдельных случаях мы будем анализировать роль прилипания, однако большинство результатов представлено для газов, в которых данный процесс отсутствует.

Для строгого учета ионизации газа электронами систему уравнений (1) — (8) нужно было бы дополнить кинетическим уравнением переноса быстрых электронов в веществе и рассматривать самосогласованно две подсистемы: электроны и ионы газового разряда, с одной стороны, и электроны пучка — с другой. Самосогласованность должна состоять в том, что величины Ψ и q зависят от потока быстрых электронов, на который влияет в свою очередь поле E , а следовательно, и величина $(n_+ - n_-)$. Однако задача в этом случае существенно усложняется и решения теряют наглядность. Поэтому мы будем считать, что Ψ и q определяются электронами пучка и внешним полем E . По порядку величины $q/\Psi \sim \langle \varepsilon \rangle / \langle T \rangle$, где $\langle \varepsilon \rangle$ — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной электрон-ионной пары, $\langle T \rangle$ — средняя энергия электронов пучка. Функция $\Psi(x)$ определяется из соотношения

$$\Psi(x) = \frac{j_n D(x)}{e \langle \varepsilon \rangle}, \quad (9)$$

где j_n — плотность тока инжектируемых электронов, x — расстояние от катода, $D(x)$ — распределение потерянной энергии в газе в расчете на один электрон. Распределение $D(x)$ зависит от начальной энергии электронов пучка, а также от напряженности электрического поля в газовом зазоре^{12–14}.

Расчет потерянной быстрыми электронами энергии в газовом зазоре сводится к задаче их переноса в газе с учетом электрического поля, которая решается многошаговым методом^{14, 15}. Для учета влияния фольги, разделяющей ускоряющий промежуток и газовый объем, расчет проводится в два этапа¹⁴. Первоначально рассчитывается перенос электронов в фольге, а затем движение электронов в бесконечной газовой среде с однородным электрическим полем. Результаты исследований влияния материала и толщины разделительной фольги, а также электрического поля

в газе на распределение энергии $D(x)$ в азоте приведено на рис. 2. Распределение энергии за достаточно толстыми фольгами близко к линейному. Электрическое поле заметным образом перераспределяет энергию D , улулшая однородность распределения.

Другой, довольно распространенный способ расчета скорости ионизации, заключается в численном моделировании прохождения быстрых электронов в плотной среде методом Монте-Карло. Этот метод трудоемок

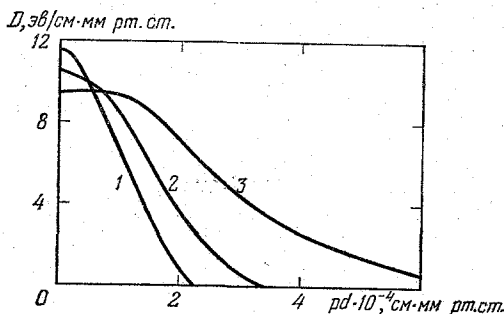


Рис. 2. Распределение энергии, потерянной быстрыми электронами в азоте после прохождения алюминиевой фольги толщиной 50 мкм. Энергия электронов по фольге 200 кэв. E/p (э/см мм рт. ст.) = 0 (1), 2,5 (2) и 5 (3).

и требует применения совершенной вычислительной техники, однако его достоинством является возможность решения задачи с учетом пространственного трехмерного распределения. Примеры расчетов методом Монте-Карло можно найти в работах ^{16, 17}.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПРОМЕЖУТКЕ

а) Катодная область

Вначале будем считать, что ионизация промежутка по длине

однородна. Качественно картина распределения поля между электродами совпадает с распределением при слабой ионизации ¹ (см. рис. 4). В области столба разряда (II) поле однородно, объемный заряд электронов и ионов взаимно компенсируются, а ионизация уравнивается объемной рекомбинацией. В прикатодной (I) и прианодной (III) областях напряженность поля выше, чем в столбе, за счет преобладания объемного заряда соответственно ионов и электронов.

Процессы в катодной области обеспечивают поступление электронов в столб разряда. Если в катодной области поле недостаточно для ударной ионизации, то длина катодной области δ_K и напряженность поля на катоде E_K определяются из соотношений ¹

$$\delta_K = \frac{\mu_- E_0}{\sqrt{\beta \Psi}}, \quad (10)$$

$$E_K = E_0 \sqrt{\frac{e \mu_-^2}{\epsilon_0 \beta \mu_+}}. \quad (11)$$

Так как разность потенциалов в катодной области $U_K^{eff} \approx E_K \delta_K / 2$, то из (10) и (11) следует важное свойство разрядов в условиях интенсивной ионизации электронами — уменьшение δ_K и U_K с ростом Ψ . Это приводит к тому, что обычно $\delta_K \ll d$, а $U_K \ll u_0$, т. е. практически вся разность потенциалов будет приходиться на столб разряда и, следовательно, поле на столбе $E_0 \approx u_0/d$. Данный вывод справедлив и в том случае, когда в катодной области имеет место ударная ионизация газа электронами.

Исследованию катодной области разряда в условиях высокого электрического поля при наличии ударной ионизации посвящен целый ряд работ ^{5, 8-12, 18-22}, в которых показано, что даже при относительно невысокой скорости внешней ионизации ¹¹ электрическое поле не экранируется катодным слоем. Именно это и позволяет пропускать через несамостоятельный объемный разряд большие токи ¹⁰. Аналитические выражения для напряженности поля на катоде и катодного падения потенциала получены

в работе ¹⁰, где принята линейная зависимость $E(x)$. В работе ¹² задача решалась из предположения, что ток в катодной области является ионным. В обоих случаях ионизация газа под действием электронов пучка не учитывается, поэтому, как и для тлеющего разряда, оказываются справедливыми законы подобия. Величины E_K , U_K , $p\delta_K$ зависят от отношения плотности тока к квадрату давления газа j/p^2 . Это подтверждается экспериментальными результатами, приведенными на рис. 3 ²⁰.

Численный расчет ¹⁹, ²² показывает, что при малых напряженностях поля на столбе между столбом разряда и слоем с преобладанием ионной проводимости имеется переходная область, где рождение электронов под действием пучка играет заметную роль. Наличие переходной области характерно для несамостоятельных разрядов, поддерживаемых пучком. Однако в большинстве случаев это существенно не изменяет оценок параметров прикатодного слоя, сделанных на основе теории тлеющего разряда, так как переходная область не дает заметного вклада в катодное падение потенциала.

Рассмотренные выше результаты относятся к стационарному разряду. При включении и выключении электронного пучка, инжектируемого в газ, распределение электрического поля в катодной области будет изменяться во времени. Решение нестационарной задачи об установлении катодного падения после приложения к промежутку напряжения проводилось в работах ²¹, ²².

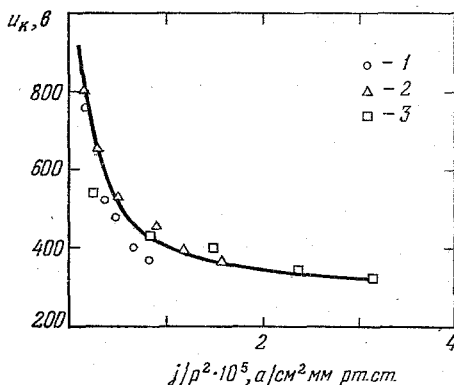


Рис. 3. Экспериментальная зависимость падения напряжения в катодном слое от параметра j/p^2 при разряде в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 4 : 1 : 12$. Давление p (мм рт. ст.) = 450 (1), 300 (2) и 150 (3).

б) Анодная область

Длина анодной области и электрическое поле на аноде при стационарном разряде в случае, когда ударная ионизация отсутствует, находятся из соотношений

$$\delta_A = \frac{\mu_+ E_0}{V \beta \Psi}, \quad (12)$$

$$E_A = E_0 \sqrt{1 + \frac{e \mu_+ (\mu_+ + \mu_-)}{\epsilon_0 \beta \mu_-}}. \quad (13)$$

При больших полях в анодной области, когда нельзя пренебречь ударной ионизацией, достаточно простые выражения можно получить, приняв линейное нарастание поля в анодной области ²³ и используя зависимость между коэффициентом ударной ионизации α , давлением и полем E в виде

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{B E/p}, \quad (14)$$

где для азота при $E/p \leq 40$ в/см·мм рт. ст. $A = 3,3 \cdot 10^{-7}$ 1/см·мм рт. ст. и $B = 0,26$ см·мм рт. ст./в. При соблюдении соотношения

$$\alpha_A \delta_A \ll \frac{B(E_A - E_0)}{p} = \ln \frac{\alpha_A}{\alpha_0}$$

δ_A и E_A находятся из системы уравнений

$$E_A^2 = E_0^2 + \frac{e\psi\delta_A^2(\mu_+ + \mu_-)}{\epsilon_0\mu_+\mu_-}, \quad (15)$$

$$\delta_A = \frac{\mu_+ E_0}{\sqrt{\beta\psi}} \left[1 + \frac{\rho E_0 \alpha_A (\mu_+ + \mu_-)}{\sqrt{\beta\psi} B (E_A - E_0)} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Если $\alpha_A = 0$, то формулы (15) и (16) переходят в формулы (12) и (13). Из зависимости E_A от E_0 (рис. 4) следует, что с ростом поля E_0 и появлением ударной ионизации отношение

$E_A \cdot 10^{-3}$, в/см

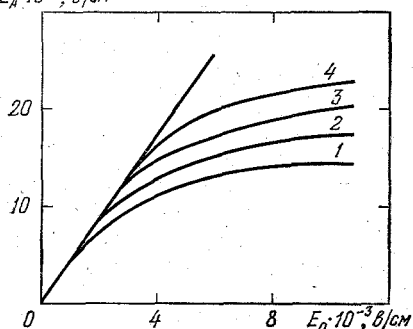


Рис. 4. Напряженность поля на аноде при разряде в азоте ($p = 760$ мм рт.ст.) в зависимости от поля в столбе²³.

ψ (см⁻²сек⁻¹) = 10^{16} (1), 10^{17} (2), 10^{18} (3) и 10^{19} (4). Прямая линия соответствует допущению $\alpha = 0$.

в условиях неоднородной ионизации на качественном уровне рассматривался в работах^{5, 12, 17, 24}. Проводился также количественный учет влияния ударной ионизации и термализованных электронов на распределение поля в столбе²⁵. Если пренебречь током термализованных электронов, т. е. принять $n_+ \approx n_-$, $q \ll \psi$, то распределение поля в столбе определится в неявном виде из соотношения

$$e\psi(x) + \alpha(E)j = \frac{\beta j^2}{\epsilon \mu^2 E^2}. \quad (17)$$

Учтем, что в области минимального поля E_{\min} вблизи катода ударной ионизацией можно пренебречь. При этом (17) запишется в виде

$$\frac{\psi(x)}{\psi(x_{\min})} = \frac{\alpha(E)\mu_- E_{\min}}{\sqrt{\beta\psi(x)}} = \frac{E_{\min}}{E^2(x)}. \quad (18)$$

На рис. 5 приведен пример распределения поля по промежутку при ионизации азота атмосферного давления электронами с энергией 150 кэВ, проходящим через алюминиевую фольгу толщиной 50 мкм²⁵. В области более слабой ионизации происходит увеличение напряженности электрического поля и возрастание удельной мощности, рассеиваемой в единице объема газа.

Другой причиной искажения поля в столбе может явиться наличие термализованных электронов пучка, за счет чего в промежутке образуется нескомпенсированный объемный заряд электронов. Рассмотрим влия-

в) Электрическое поле в столбе при неоднородной ионизации

Электрическое поле в столбе разряда будет оставаться неизменным по длине только при однородной ионизации объема электронами ($\psi(x) = \text{const}$) и при отсутствии термализованных электронов ($q = 0$). Вопрос о стационарном распределении электрического поля

ние термализованных электронов на распределение поля при малых временах разряда, когда $t < (\beta\Psi)^{-1/2}$. Если глубина пробега электронов в газе $R \ll d$, то поле, созданное термализованными электронами в процессе их инжекции, определится из соотношения

$$E_T \approx \frac{j_{\Pi} R t}{2\epsilon_0 d}, \quad (19)$$

где j_{Π} — плотность тока инжектируемых электронов. Например, если $R/d = 0,5$, $j_{\Pi} = 1 \text{ а/см}^2$, $t = 10^{-8} \text{ сек}$, то поле $E_T \approx 3 \cdot 10^4 \text{ в/см}$.

Если $R > d$, то из системы уравнений (1) — (5) следует, что объемный заряд электронов ρ определится из уравнения²⁵

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{e\mu_{-}\Psi \rho t}{\epsilon_0} = eq + e\mu_{-} E t \frac{\partial \Psi}{\partial x}. \quad (20)$$

Из (20) видно, что рождение объемного заряда происходит за счет термализованных электронов и градиента скорости генерации носителей тока.

Пренебрегая влиянием градиента $\partial \Psi / \partial x$ на величину ρ , получим

$$\rho = eqt \int_0^1 \exp[at^2(1-y)] dy, \quad (21)$$

где $a = e\mu_{-}\Psi/2\epsilon_0$. Величина ρ при времени $t = \sqrt{\epsilon_0/e\mu_{-}\Psi}$ принимает максимальное значение

$$\rho_{\max} = \frac{eq}{2\sqrt{a}} \quad (22)$$

которому соответствует максимальное поле

$$E_{T \max} = \frac{j_{\Pi} \alpha}{4R\epsilon_0 \sqrt{a}}. \quad (23)$$

Нарастание поля в начальные моменты после инжекции пучка обусловлено накоплением электронов, а дальнейший спад — увеличением проводимости плазмы и возрастанием стока объемного заряда. При $j_{\Pi} = 1 \text{ а/см}^2$, $d/R = 1$, $\mu_{-} = 5 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$, $\Psi = 10^{21} \text{ см}^3/\text{сек}$ имеем $E_{T \max} = 4,5 \cdot 10^3 \text{ в/см}$. Приведенные оценки показывают, что влияние термализованных электронов на электрическое поле является существенным при токах инжектируемых электронов порядка 1 а/см^2 и более.

3. РАЗРЯД БЕЗ ИОНИЗАЦИОННОГО РАЗМНОЖЕНИЯ

а) К л а с с и ф и к а ц и я

Из изложенного выше следует, что в условиях интенсивной однородной ионизации газа основная часть разрядного промежутка будет занята областью столба разряда, в котором концентрация $n_{+} \approx n_{-}$, $dn_{\pm}/dx = 0$, напряженность электрического поля $E_0 \approx u_0/d$. Эти предпосылки существенно упрощают отыскание вольт-амперных характеристик разряда, так как для полного тока с учетом малой подвижности ионов будем иметь

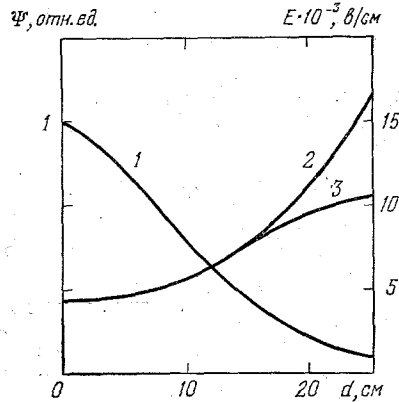


Рис. 5. Распределение поля в промежутке при неравномерной ионизации для $E_{\min} = 4 \text{ в/см}$.

1 — $\Psi(x)$, 2 — $E(x)$ без учета ударной ионизации, 3 — $E(x)$ с учетом ударной ионизации.

$j = env$, а для электронной плотности из (1) получим

$$\frac{dn}{dt} = \alpha v n - \beta n^2 + \Psi; \quad (24)$$

здесь и далее принимаем $n_- = n$, $v_- = v$, $\mu_- = \mu$, $E_0 = E$. Несамостоятельный разряд или разряд без ионизационного размножения будет иметь место, если $\alpha v/n \ll \beta$. Тогда, решая уравнение (24), получим

$$n = \sqrt{\frac{\Psi}{\beta}} \operatorname{th} \sqrt{\beta \Psi} t, \quad (25)$$

где $t_c = 1/2\sqrt{\beta \Psi}$ есть характерное время нарастания концентрации до стационарного значения. В зависимости от соотношения между длительностью электронного пучка t_n и

временем t_c разряд может быть нестационарным ($t_n < t_c$) и квазистационарным ($t_n \geq t_c$).

Исторически впервые объемный разряд, возбуждаемый электронным пучком, был реализован в виде нестационарного несамостоятельного разряда в азоте^{2,3}. Подробное экспериментальное исследование этого разряда проведено в работах 5-10, 26, 27. Полученные в этих работах результаты подтверждают рассмотренную выше теорию, например, в соответствии с теорией, вольт-амперные характеристики линейны, так как $j = e \Psi t_n \mu E$ (рис. 6). Поскольку $\mu \sim p^{-1}$, а $\Psi \sim p$, то при неиз-

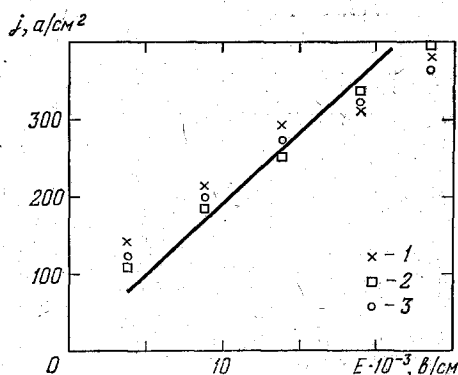


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика разряда в азоте при разных давлениях⁵. $t_n = 2 \cdot 10^{-8}$ сек, $j_n = 10$ а/см²; p (атм) = 4 (1), 7 (2) и 10 (3).

менных E и t_n амплитуда тока не будет зависеть от давления газа (см. рис. 6)^{5, 8}. Линейная зависимость тока разряда от тока пучка также удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Экспериментальное исследование квазистационарного разряда проведено в работах 28-33. Одной из задач исследований являлось получение больших длительностей горения 10^{-4} — 10^{-3} сек, так как при таких длительностях оказывается возможным обеспечить смену газа в кювете за время импульса и таким образом перевести разряд в непрерывный режим. Возможность зажигания непрерывных разрядов при атмосферном давлении была показана в работе¹¹. Основные результаты по стационарному разряду обобщены в обзоре³⁴.

б) Энергетические параметры несамостоятельного разряда

Энергия, вводимая в газ, является важным параметром приборов на основе объемного разряда. В нестационарном несамостоятельном разряде основная доля энергии рассеивается в газе в процессе рекомбинационного распада плазмы. Удельная энергия при этом находится из выражения

$$W = \frac{e \mu E^2}{\beta \Psi} \ln \frac{n_0}{n_{кр}}, \quad (26)$$

где n_0 — начальная концентрация электронов, $n_{кр}$ — критическая концентрация, при которой проводимость промежутка становится ионной и передача энергии газу прекращается.

Отсюда видно, что практически единственным путем увеличения энергии является повышение напряженности электрического поля. Однако при больших E разряд становится самостоятельным и соответственно неустойчивым. В работах ^{10, 21, 26} подробно исследовалась проблема максимального ввода энергии в газ в нестационарном режиме. Идея выбора условий горения разряда основана на том, что по мере рекомбинационного распада плазмы поле на промежутке также должно спадать, чтобы обеспечивалось условие несамостоятельности разряда ³⁵. Практически это достигается выбором элементов внешней цепи в соответствии с геометрией разрядного промежутка и характеристиками пучка. Предложена экспериментально обоснованная методика расчета энергетических характеристик ^{21, 35} и показано, что за время 10^{-7} — 10^{-6} сек достигается удельная энергия до $0,5 \text{ дж/см}^3 \cdot \text{атм}$ в смесях $\text{CO}_2 : \text{N}_2$.

В квазистационарном режиме горения к промежутку обычно прикладывается напряжение, заведомо обеспечивающее несамостоятельность разряда. Увеличения энергии, вводимой в газ, при сохранении устойчивого

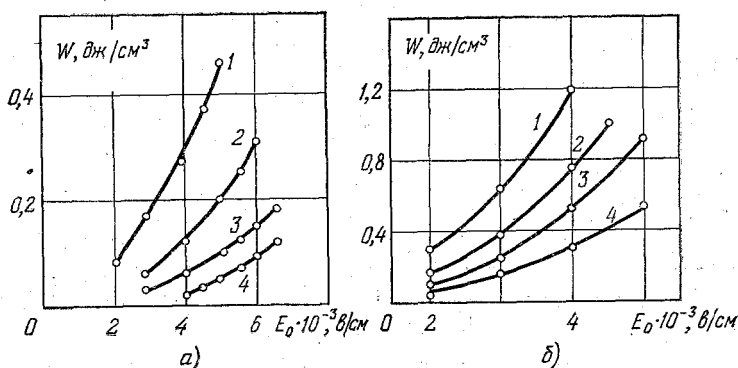


Рис. 7. Удельная энергия в зависимости от напряженности электрического поля. Плотность тока пучка (ма/см^2) = 0,14 (а) и 1,4 (б). 1 — $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 0 : 1$; 2 — $1 : 4$; 3 — $1 : 1$; 4 — $1 : 0$.

объемного разряда можно достичь увеличивая напряженность поля, ток пучка быстрых электронов и время горения разряда. При решении проблемы ввода предельных энергий в единицу объема газа возникает ряд особенностей, связанных с природой контракции разряда ^{29, 30, 34, 36}. Типичные энергетические характеристики для разряда, возбуждаемого пучком электронов длительностью 10^{-4} сек, показаны на рис. 7 ³³. Кривые построены до напряжений, при которых разряд не переходит в искровой. При повышении поля наблюдается искровой канал, причем время запаздывания пробоя может быть существенно больше длительности тока пучка ³⁰ и уменьшается с ростом напряженности. Как видно из рис. 7, на устойчивость разряда оказывает влияние не только удельная энергия, но и напряженность электрического поля. Например, для азота при $j_n = 0,14 \cdot 10^{-3} \text{ а/см}^2$ достигнута напряженность $E = 5 \cdot 10^3 \text{ в/см}$ и $W = 0,46 \text{ дж/см}^3$, тогда как при поле $E = 4 \cdot 10^3 \text{ в/см}$ за счет увеличения тока пучка до $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ а/см}^2$ получена энергия $1,2 \text{ дж/см}^3$. Таким образом, для каждой напряженности поля имеется определенная величина энергии, вводимой в газ при заданной длительности импульса без образования искрового канала. Вопрос о предельных напряженностях поля при различных плотностях тока разряда для длительности импульса $0,8 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ исследовался в работе ²⁹. На рис. 8 приведены соответствующие зависи-

мости, из которых следует, что, понижая напряженность горения разряда и увеличивая ток пучка, можно достигнуть увеличения предельной энергии, вводимой в единицу объема газа.

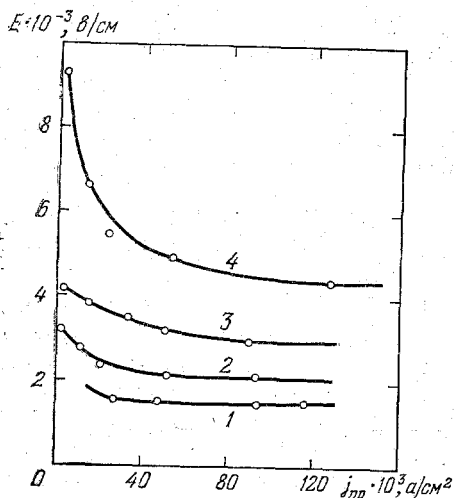


Рис. 8. Зависимость предельной напряженности поля от плотности тока разряда в азоте.

$n_0 = 0,8 \cdot 10^{-3}$ сек. р (мм рт. ст.) = 150 (1), 300 (2), 500 (3) и 760 (4).

ряда. Это делает разряд, возбуждаемый электронным пучком, сходным с самостоятельным объемным разрядом, в котором инициирование начальных электронов осуществляется ультрафиолетовым излучением на поверхности катода либо в объеме промежутка³⁸. Особенность таких разрядов состоит в том, что на их формирование и горение сильное влияние оказывают элементы внешней электрической цепи, поскольку при нарастании тока за счет ионизационного размножения происходит падение напряжения на внешних элементах и снижение поля на плазме. Это приводит к стабилизации электронной концентрации и проводимости плазмы на объемной стадии³⁸⁻⁴¹. Описание таких разрядов проводится с помощью уравнений баланса электронов и уравнения Кирхгофа для электрической цепи^{39, 42}. Результаты расчетов для цепи с ограничительным сопротивлением показан на рис. 9, где приведена зависимость тока от времени в азоте при различных начальных напряженностях электрического поля⁴². Подобные расчетные зависимости хорошо согласуются с экспериментом^{39, 40}. Режимы горения, в которых плазма в начальный момент создается пучком, а в дальнейшем происходит поддержание, либо увеличение заданной концентрации за счет ионизационного размножения^{21, 35, 43-47}, представляют интерес с точки зрения обеспечения максимальных вводов энергии при минимальных затратах на получение электронного пучка.

Другим путем повышения предельной энергии может быть сокращение длительности горения несамостоятельного квазистационарного разряда при увеличении плотности тока. В этом случае эффект достигается за счет выбора времени горения меньшего, чем время формирования искровых каналов³⁷.

4. РАЗРЯД С ИОНИЗАЦИОННЫМ РАЗМНОЖЕНИЕМ

а) Особенности протекания тока

Если поле, приложенное к промежутку, достаточно высокое и условие несамостоятельности не выполняется, то процесс ударной ионизации будет играть заметную роль в балансе заряженных частиц в столбе раз-

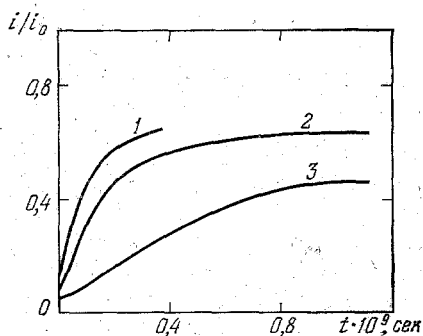


Рис. 9. Рассчитанные осциллограммы тока разряда в атмосферном азоте для различных начальных $E(0)/p$. E/p (В/см·мм рт. ст.) = 160 (1), 130 (2) и 90 (3).

б) Времена запаздывания пробоя и энергетические характеристики

Если в момент времени $t = 0$ в промежутке под действием электронного пучка создана концентрация электронов n_0 , то зависимость $n(t)$ находится из решения уравнения (24):

$$n(t) = \frac{n_c e^{\alpha \nu t}}{e^{\alpha \nu t} - 1 + \lambda}, \quad (27)$$

где $n_c = \alpha \nu / \beta$ — стационарная плотность электронов, $\lambda = n_c / n_0$. Из (27) следует, что после прекращения инъекции пучка начальная концентрация электронов n_0 будет возрастать или убывать к своему стационарному значению. Стационарная концентрация резко возрастает с ростом

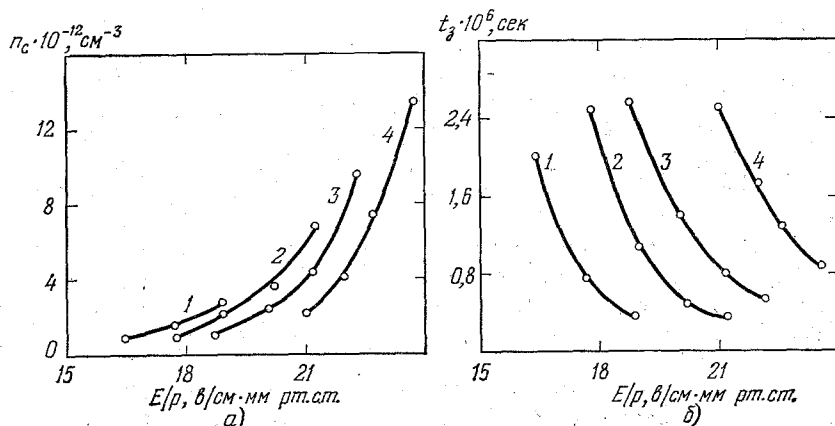


Рис. 10. Зависимость стационарной концентрации электронов (а) и времени запаздывания искрового пробоя (б) от E/p в разряде, инициируемом пучком электронов длительностью $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

p (атм) = 4,8 (1), 3 (2), 2,4 (3) и 1 (4).

E/p . Через время запаздывания t_d происходит срыв объемного разряда в искровой. На рис. 0 показаны значения стационарной концентрации и времени запаздывания искрового пробоя при инициировании разряда пучком длительностью $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек при постоянном в течение импульса напряжении на плазме^{21, 46}. Видно, что на объемной стадии реализуются вводы энергии в газ $0,1 - 0,2$ дж/см³ атм и длительность горения $10^{-6} - 10^{-5}$ сек. При этом ток поддерживается за счет процессов ударной ионизации в газе, что позволяет на порядок и более уменьшить ток пучка по сравнению с несамостоятельным разрядом. Разряд с ударной ионизацией при временах менее 10^{-6} с рассматривался в работе⁴⁷. Замечено, что сокращение длительности горения и одновременно увеличение мощности дает возможность увеличить удельную энергию.

Отличительной особенностью указанного режима является то, что разряд переходит в искровую стадию значительно быстрее. С целью создания условий, при которых этого можно избежать, анализировался режим спадающего напряжения на плазме разряда^{35, 43}. Здесь накопительная емкость и напряжение выбираются таким образом, что в начальные моменты ионизационное размножение приводит к нарастанию электронной плотности, а в дальнейшем, по мере протекания тока, происходит разрядка емкости на плазму. При соответствующем подборе условий удается получать в смесях при атмосферном давлении энергию $\sim 0,1$ дж/см³.

Идея быстрого уменьшения напряжения на промежутке была осуществлена также в работах ^{35, 43-45} с применением специальных схем питания. К промежутку прикладывалось постоянное напряжение u_0 , на которое накладывался импульс Δu , достаточный для ионизационного размножения. Показано ^{35, 43}, что если $u_0 < 0,3u_{пр}$ ($u_{пр}$ — пробивное напряжение), то искровой пробой отсутствует. Фактически здесь мощный инжектор электронов заменяется совокупностью маломощного ускорителя со специальной схемой питания промежутка. Импульс можно подавать на промежутки несколько раз через время, равное характерному времени рекомбинационного распада плазмы, получая, таким образом, квазистационарный режим горения ^{35, 44}.

5. РАЗРЯД В СМЕСИ ИНЕРТНЫХ И ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗОВ

а) Несамостоятельный разряд

Интерес к разряду в таких смесях вызван его использованием в качестве активной среды лазеров на галогенидах благородных газов. В первых исследованиях генерация на галогенидах была получена при накачке смесей газов электронным пучком ⁴⁸⁻⁵². В работе ⁵³ впервые получено излучение при накачке несамостоятельным разрядом длительностью $0,2 \cdot 10^{-6}$ сек, а затем разрядом длительностью 10^{-6} сек ⁵⁴. Исследования несамостоятельного разряда проводились в серии работ ^{53, 55-59}, где изучались вопросы обеспечения наибольших вводов энергии в устойчивых режимах горения и вопросы выбора наилучших условий формирования эксимерных комплексов ArF , XeF , KrF и т. д., на которых получена генерация.

В объемном разряде при наличии электроотрицательного газа убыль электронов обусловлена их прилипанием к галогеносодержащим соединениям, а потери заряженных частиц происходят в результате ион-ионной рекомбинации.

Применительно к таким разрядам в уравнение (24) необходимо добавить член, учитывающий прилипание:

$$\frac{dn}{dt} = \Psi + nn_a \left(\alpha - \frac{\eta n_{\pi}}{n_a} \right) - \beta n n_+, \quad (28)$$

где n_a , n_{π} — концентрация атомов основного газа и молекул электроотрицательной примеси, η — константа прилипания.

Поскольку α резко увеличивается при росте E/p , то начиная с некоторого критического значения поля $E_{кр}$, как следует из (28),

ионизационное размножение начинает превышать потери электронов за счет прилипания, и разряд переходит в самостоятельный. На рис. 11 показана зависимость $E_{кр}$ от процентного содержания SF_6 в смеси $Ar : SF_6$ ⁵⁸ при $p = 1$ атм, $j_{\pi} = 1,5$ а/см², $t_{\pi} = 1,5 \cdot 10^{-7}$ сек. Здесь же приведена удельная энергия при электрических полях на промежутке $0,8 E_{кр}$ и $0,9 E_{кр}$. Удельная энергия линейно зависит от плотности тока пучка быстрых электронов. При $j_{\pi} = 20$ а/см² и $t_{\pi} = 2 \cdot 10^{-7}$ сек в несамостоятельном разряде получены удельные энергии до $0,1$ дж/см³ ^{25, 26}.

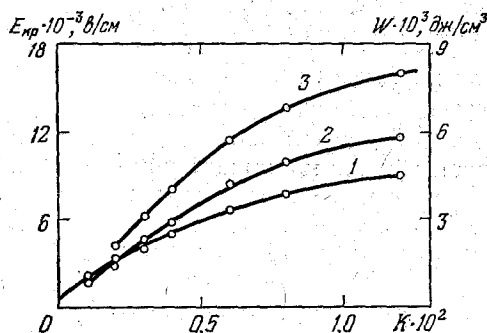
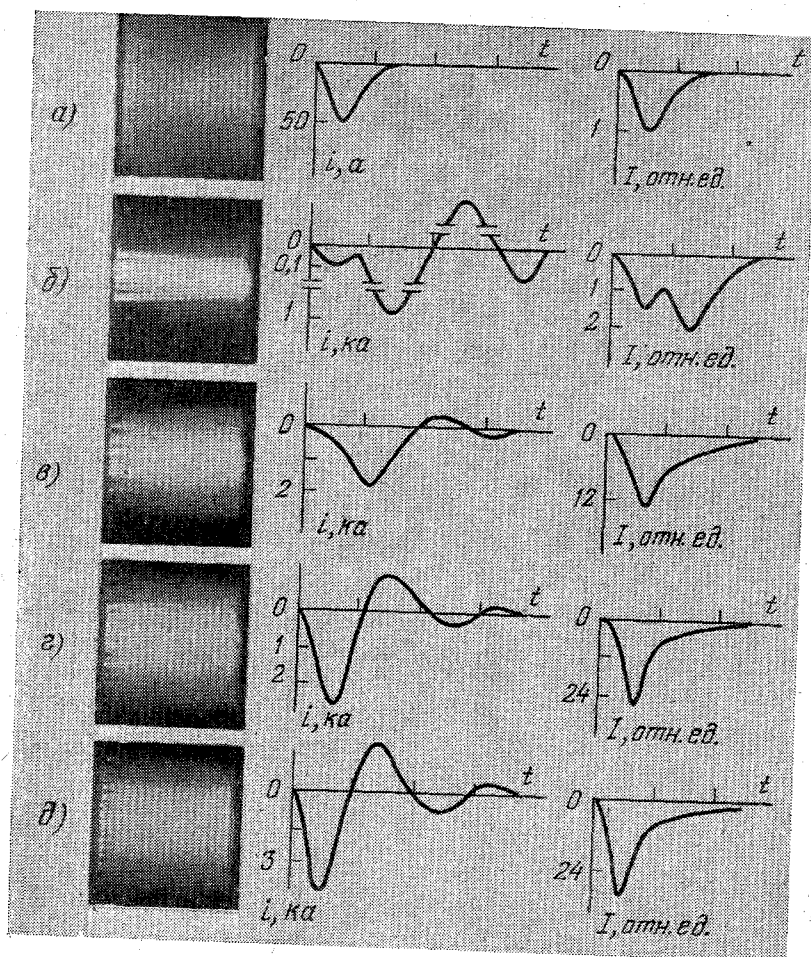


Рис. 11. Зависимость критической напряженности электрического поля (1) и удельной энергии (2, 3) от процентного содержания SF_6 в аргоне.

б) Стабильный сильноточный разряд

При полях выше $E_{кр}$ и иницировании разряда электронным пучком имеет место новый тип объемного сильноточного разряда с ионизационным размножением^{58, 59}. В известных ранее разрядах объемная стадия прекращалась из-за образования искрового канала, который пунтировал газовый промежуток. В описываемом разряде в промежутке образуются



Фиг. 12. Фотографии свечения межэлектродного зазора, осциллограммы тока разряда и осциллограммы свечения молекулы XeF на длине волны 351 нм.
 $p = 1$ атм, $d = 2$ см, $C = 0,041$ мкФ, $L = 1,1 \cdot 10^{-7}$ гн, развертка 250 псек/дел. U (кв) = 4 (а), 4,25 (б), 5 (в), 7,5 (г) и 9 (д).

диффузные каналы, которые при большой величине накопительной емкости заполняют весь газовый промежуток, и создается равномерный разряд во всем объеме между электродами с электронной плотностью порядка $10^{16} - 10^{17}$ см⁻³. Такой разряд возникает как в чистом аргоне, так и в смеси аргона с галогеноносителями F_2 , NF_3 , SF_6 , CCl_4 .

На рис. 12 показаны фотографии свечения разряда в смеси $Ar : Xe : SF_6 - 100 : 1$, 2 : 0,12, а также соответствующие им осциллограммы тока и осциллограммы свечения молекулы XeF ($\lambda = 351$ нм)⁵⁹.

Из фотографий видно, что при низких E протекает несамостоятельный разряд, при $E > E_{\text{кр}}$ возникают отдельные диффузные каналы, при дальнейшем повышении E увеличивается число диффузных каналов, они сливаются и образуется равномерная плазма, заполняющая объем между электродами. При этом интенсивность свечения молекулы XeF ($\lambda = 351 \text{ нм}$) увеличивается с ростом E .

Напряженность электрического поля на плазме разряда низкая, и, следовательно, в поддержании электронной концентрации важную роль должны играть процессы ступенчатой ионизации.

Длительность объемного сильнооточного разряда в условиях экспериментов составляла более 5 мкс. Длительность же электронного пучка была 10^{-7} сек.

Энергия, вводимая в такой разряд, зависит от процентного содержания электроотрицательного газа и напряжения, прикладываемого к промежутку. В смеси $\text{Ar} : \text{SF}_6$ были реализованы удельные энергии от $0,2 \text{ Дж/см}^3$ до 6 Дж/см^3 . Сводные результаты обработки осциллограмм тока при $L = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ гн}$, $C = 0,41 \cdot 10^{-7} \text{ ф}$ представлены в таблице 58, 59,

	$K = 0,025 \cdot 10^{-2}$, $d = 2 \text{ см}$		$K = 0,12 \cdot 10^{-2}$, $d = 2 \text{ см}$				$K = 0,38 \cdot 10^{-2}$, $d = 1,4 \text{ см}$	
$u_0 \cdot 10^{-3}, \text{ в}$	8,5	10	6,0	7,5	9,0	10	10,5	12
$J_m \cdot 10^{-3}, \text{ а}$	3,63	4,96	1,45	2,30	2,86	3,75	3,75	4,96
$D, \text{ см}$	1,6	1,8	0,7	0,8	1,0	1,1	0,6	0,7
$n_m \cdot 10^{-16}, \text{ см}$	1,8	2,8	4,7	5,0	4,3	3,5	6,1	6,0
$W, \text{ Дж/см}^3$	0,35	0,39	2,1	2,6	2,8	2,8	5,8	6,0

в которой использованы следующие обозначения: J_m — максимальный ток, W — удельная энергия, рассеиваемая в газе, n_m — концентрация электронов при $J = J_m$, u_0 — напряжение, приложенное к промежутку, k — относительная доля SF_6 в смеси $\text{Ar} : \text{SF}_6$, d — расстояние между электродами, D — поперечный размер плазмы. Из табл. следует, что с увеличением процентного содержания SF_6 возрастает электронная плотность и удельная энергия, вводимая в газ. Регулировку скорости падения напряжения на плазме можно осуществлять за счет изменения индуктивности и емкости разрядного контура. Этот факт может иметь важное значение для выбора оптимальных параметров накачки лазеров.

Для самостоятельного сильнооточного разряда были сняты спектры свечения в смесях, состоящих из буферного газа аргона, к которому добавлялись ксенон, либо криптон и различные галогеносодержащие соединения. Во всех случаях самые яркие участки спектра приходились на полосы излучения эксимерных молекул. Наблюдались также атомарные линии аргона 515,1 нм, 415,8 нм, 356,3 нм и др. Участки спектра излучения молекул KtF , XeF , XeCl показаны на рис. 13. В спектре молекулы XeF наблюдаются отчетливо выраженные кванты на длинах волн 353,1 нм и 351,0 нм. Кроме того, имеется полоса в области 260—265 нм с максимальной интенсивностью на длине волны 263,7 нм. Молекула XeCl излучает наиболее яркую полосу в интервале 290—315 нм.

В смесях благородных газов с галогенидами, помимо несамостоятельного и самостоятельного сильнооточного разрядов, можно получить режим разряда с ионизационным размножением, подобный описанному в предыдущем разделе. В таком режиме, так же как и в разрядах, используемых в CO_2 -лазерах, начальное напряжение, прикладываемое к газовому промежутку, выбирается достаточно большим, так, чтобы обеспечить эффек-

тивную ионизацию, а величина емкости накопительного конденсатора выбирается из условия, чтобы запасаемая энергия полностью рассеивалась в газе до образования диффузных каналов. При $E > E_{кр}$ подобный разряд занимает весь объем, который ионизируется пучком. Ток имеет аperiodический характер. В начальный период после инъекции пучка происходит ионизационное размножение электронов, а затем по мере спада напряжения на емкости скорость ударной ионизации уменьшается. Удельные энергии, вводимые в газ в безискровых режимах разряда, составляют в этом случае до $0,1 \text{ Дж/см}^3$.

6. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

а) Экспериментальное наблюдение возникновения и развития искрового канала

Устойчивое объемное протекание тока имеет место в течение определенного времени, после чего происходит контракция, которая определяет верхний предел энергии, выделяемой в разряде на объемной стадии. Поэтому исследованию неустойчивостей объемного разряда уделяется большое внимание.

В работах ⁶⁰⁻⁶² проводилось изучение динамики формирования искрового канала в водороде при давлениях $p = 500 - 2700 \text{ мм рт. ст.}$ в объемном разряде, инициируемом короткой вспышкой ультрафиолетового излучения. Напряжение на объемной стадии было примерно на 20% ниже пробивного и реализовался режим горения, описанный в разделе б) гл. 4 настоящего обзора. Диаметр свечения на объемной стадии составлял 10^{-1} см и соответственно имела место высокая плотность тока $\sim 800 \text{ а/см}^2$ и малое время запаздывания искрового пробоя $\sim 70 \text{ нсек.}$ Формирование искрового канала происходит в два этапа. На первом этапе наблюдается прорастание нитевидного канала со стороны анода. Темная область катодного падения потенциала этим каналом не перемыкается. Перед началом роста нитевидного канала отмечено повышение плотности тока и диссоциация молекул водорода на оси разряда. На втором этапе наблюдается образование яркого плазменного сгустка на катоде, из которого развивается высокопроводящий искровой канал. Спектроскопическими методами измерено распределение плотности электронов и температура в высокопроводящем канале.

В работе ⁶³ изучался объемный разряд в азоте при давлении 50—100 мм рт. ст. в сходных условиях, т. е. в режиме сильного ионизационного размножения при длительностях горения десятки наносекунд. Исследовался разряд с малой плотностью тока 10^2 а/см^2 и большой плотностью тока 10^3 а/см^2 . В первом случае нарастание проводимости происходит в два этапа: за счет формирования диффузного канала, прорастающего со стороны анода, и затем за счет развития канала из прикатодной области. При большой плотности тока промежуточная стадия диффузного канала

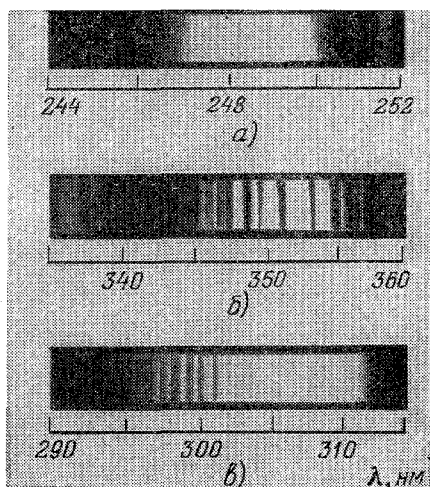


Рис. 13. Спектры излучения эксимерных молекул KrF, XeF, XeCl в сильном диффузном разряде.

а) Ar : Kr : SF₆ — 100 : 1 : 0,1; б) Ar : Xe : SF₆ — 100 : 1 : 0,1; в) Ar : Xe : CCl₄ — 100 : 5 : 0,1

отсутствует, и высокопроводящий искровой канал формируется непосредственно в прикатодном слое. Спектроскопические наблюдения показали, что образование сгустка плазмы около катода, перемикающего темную прикатодную область, сопровождается появлением в спектре линий материала электродов. Это указывает на образование катодного пятна. Как показано в работах ^{24, 64}, пятно может образоваться при повышении поля на катоде за счет объемного заряда ионов. Тогда непосредственной причиной, вызывающей катодное пятно, является взрыв микровыступов ⁶⁵. После такого взрыва образуется сгусток плазмы, инициирующий высокопроводящий искровой канал.

На рис. 14 показаны фотографии развития пробоя и соответствующие им осциллограммы тока при поле $E = 23 \cdot 10^3$ в/см в азоте атмосферного

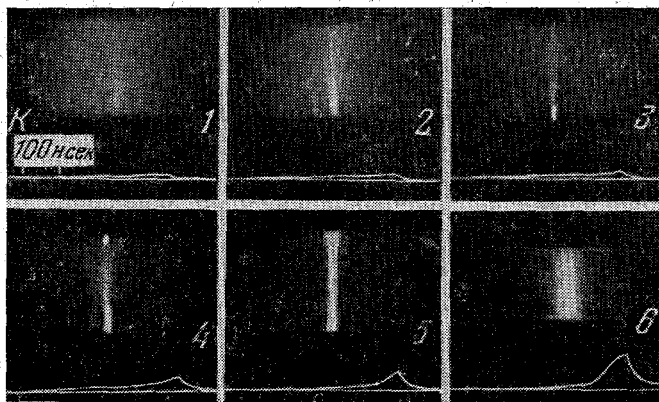


Рис. 14. Развитие искровых каналов в разряде с ионизационным размножением в азоте.

$p = 1$ атм, $E = 23$ кэ/см, $t = 2 \cdot 10^{-8}$ сек. Под каждым снимком приведена осциллограмма разрядного тока.

давления ⁶⁶. Иницирование разряда осуществлялось пучком электронов длительностью $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек. На кадре 1 наблюдается равномерное свечение промежутка. Осциллограмма тока характерна для объемного разряда. Время горения разряда на кадре 2 на 30 нсек больше, чем на кадре 1. Кроме объемного свечения, в промежутке наблюдаются слабо проводящие каналы, прорастающие к аноду. Выраженное нарастание тока наблюдается при образовании области плазмы с высокой концентрацией около катода, из которой прорастает канал (кадр 3). Через некоторое время подобный канал прорастает также со стороны анода (кадр 4). Оценки концентрации электронов в таком канале дают величину 10^{16} см⁻³. Скорость продвижения канала в сторону анода более чем 10^7 см/сек.

На рис. 15 показана картина развития пробоя, полученная методом оборванного разряда, в азоте при атмосферном давлении. В отличие от предыдущих условий, в данном случае осуществлялся режим несамостоятельного разряда с напряжением горения $E = 4 - 6$ кэ/см. Длительность тока пучка $t_p \approx 10^{-3}$ сек, типичные длительности горения объемного разряда 60 — 300 мксек, плотность тока 2,5 — 4 а/см², концентрация электронов $8 \cdot 10^{12}$ см⁻³. На кадре 1 показана картина свечения через 35 мкс после начала протекания тока объемного разряда. Характерно наличие своеобразных зачатков искровых каналов по всей площади катода, на которой происходит инжекция пучка. Свечение прианодной области на ранних ста-

диях выражено слабо. Яркие плазменные образования, которые являются иницирующими центрами для прорастания каналов, практически отсутствуют. Такие центры хорошо видны на кадре 2, соответствующем развитию разряда через 70 мксек. Несмотря на то, что области зарождения искр

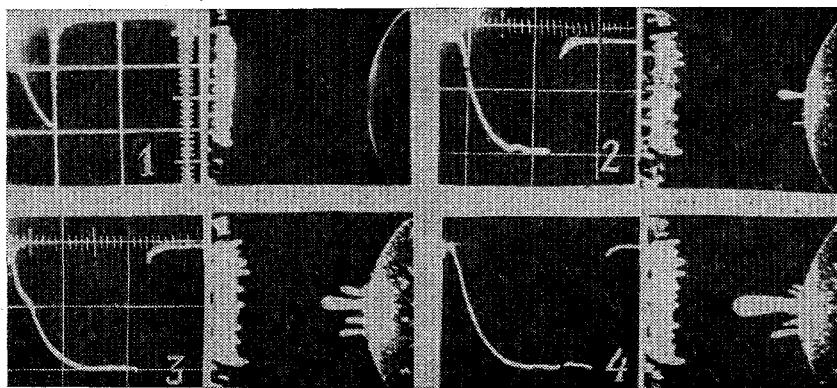


Рис. 15. Динамика развития искрового канала при несамостоятельном разряде в азоте ⁷⁴.

$E = 5$ кВ/см. Развертка для осциллограмм напряжения на промежутке 50 нс/дел.

на аноде появляются позже, чем на катоде, искровой канал прорастает со стороны анода. Скорость прорастания сильно зависит от напряженности поля. Для $E = 5$ кВ/см она составляет $4,7 \cdot 10^4$ см/сек, а для $E = 6$ кВ/см $v = 9 \cdot 10^4$ см/сек. Энергия, вводимая в газ до момента зарождения каналов на аноде, также зависит от поля в столбе и для полей 4; 5 и 6 кВ/см равна соответственно 0,7; 0,55 и 0,25 Дж/см³. Из осциллограмм тока и соответствующих фотографий можно грубо оценить плотность электронов в канале в момент переключения промежутка. Такая оценка дает $n \sim 10^{15}$ см⁻³.

Анализ динамики перехода от объемного разряда к каналному в широком диапазоне напряжений горения разряда позволяет выделить следующие общие закономерности. Зарождение неустойчивости происходит в приэлектродных областях, а затем фронт ионизации продвигается в сторону противоположного электрода. Высокопроводящий искровой канал может в зависимости от условий образоваться в результате нескольких фронтов ионизации. На определенной стадии формируется катодное пятно, и проводимость канала резко возрастает. При больших плотностях тока формирование катодного пятна является непосредственной причиной, обуславливающей контракцию ⁶³.

б) Модели неустойчивости объемного разряда

Для объяснения механизма перехода от объемного разряда к искровому и оценки времени запаздывания пробоя привлекается ряд теорий, в которых показывается, что протекание тока в столбе разряда оказывается неустойчивым и имеет место тенденция к контрагированию. В зависимости от условий физические причины, приводящие к контракции, могут быть различными. В соответствии с этим рассмотрение основано на модельных представлениях процессов в плазме. Систематическое

изложение анализа кинетических уравнений объемных разрядов на устойчивость с применением метода малых возмущений дано в работе ⁶⁷. Получены дисперсионные соотношения, определяющие условия различных типов неустойчивостей в линейном приближении. Наиболее общими являются тепловая ^{10, 67-72} и ионизационная ⁷³⁻⁸⁰ природа контракции. В случае теплового механизма необходимым условием является существенный нагрев газа при протекании тока объемного разряда. Тогда нейтральные частицы дрейфуют из токовой нитки, где имеет место повышенный нагрев. За счет этого происходит увеличение отношения напряженности поля к плотности нейтральных частиц и рост проводимости. Задача о тепловой неустойчивости решалась в работах ^{10, 68} в предположении постоянства давления газа в токовой нитке, и в работе ⁶⁹ без этого допущения. Численные расчеты теплового режима диффузного канала приведены в работе ⁷¹.

Если флуктуации джоулева нагрева электронного газа превышают потери энергии электронами в столкновениях с тяжелыми частицами, то в этом случае могут развиваться ионизационные неустойчивости разного типа. Подобные условия реализуются при сильно насыщенных колебательных состояниях молекул ^{76, 79, 80}, либо при наличии процессов ступенчатой ионизации.

Подробный обзор по неустойчивостям столба разряда дан в работе ³⁴, где отмечается, что различные модели неустойчивостей дают одинаковые по порядку величины времена запаздывания пробоя. Это существенно усложняет задачу идентификации механизма в соответствии с той или иной моделью. В дополнение необходимо отметить и то, что модели контракции столба подразумевают объемное нарастание проводимости в токовой нитке ⁶⁸, либо во всем объеме столба ⁷⁹⁻⁸⁰. Однако практически во всех экспериментальных работах наблюдается двухступенчатый процесс формирования канала: зарождение возмущения в приэлектродных областях и прорастание волны ионизации вглубь промежутка.

в) Неустойчивость разряда, обусловленная неоднородностью электрического поля в столбе

В рассматриваемых типах неустойчивостей основной причиной, приводящей к нарастанию электронной плотности, было выделение высокой энергии в столбе разряда. Известно, однако, что напряжение горения очень сильно влияет на устойчивость разряда даже в несамостоятельном режиме. Здесь мы рассмотрим случаи, при которых пробой определяется главным образом пространственным искажением электрического поля и в результате усиления поля зарождается искровой канал. Такого сорта неустойчивости получили названия электрополевых ²⁴.

Усиление поля может происходить в столбе разряда в процессе инжекции электронов в газ. Как показано в гл. 3, поле, возникающее в столбе вблизи анода при неравномерной ионизации, может достигнуть 10^5 в/см. Тогда причиной развития канала будет лавинно-стримерный процесс с характерным временем

$$t_3 = \frac{\ln N_K}{av}, \quad (29)$$

где $N_K \approx 10^8$ — критическое число электронов в лавине. Если разряд развивается в атмосферном азоте, то характерное время развития неустойчивости $\sim 10^{-9}$ сек. Экспериментально неустойчивости такого типа наблюдались ⁸¹ при длительности инжектируемого электронного пучка

10^{-8} сек. На рис. 16 приведены зависимости времени развития неустойчивости от амплитуды инжектируемого электронного тока⁸¹, которая менялась с изменением ускоряющего напряжения. Уменьшение максимальной энергии инжектируемых электронов от 180 кэВ до 100 кэВ приводит к существенному снижению времени развития неустойчивости, хотя амплитуда тока электронов снижается с 50 до 10 а.

При длительности инжектируемого тока 10^{-4} сек. наблюдался переход разряда в смеси $N_2 : CO_2$ в контрагированное состояние³³ при относительной неоднородности ионизации по объему 50%, создаваемой за счет спада вершины импульса ускоряющего напряжения. При этом искровой канал прорастал со стороны электрода, вблизи которого разрядная область была слабо ионизована и, следовательно, имело место повышение электрического поля в столбе.

Неоднородность электрического поля в столбе разряда оказывается особенно сильной на фронте импульса напряжения, ускоряющего инжектируемые электроны⁸². При этом плотность термализованных электронов будет особенно велика, так как пробег электронов будет изменяться от нуля до некоторой величины, соответствующей максимальной энергии ускоренных электронов.

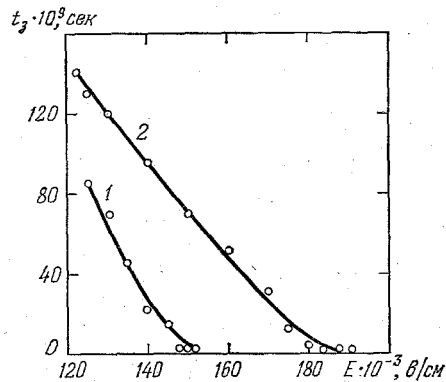


Рис. 16. Время запаздывания искрового пробоя в азоте t_3 в зависимости от напряженности поля.

$p = 7$ атм, $d = 1$ см, j_n (а/см²) = 2 (1) и 10 (2).

г) Формирование неустойчивости в приэлектродных областях и распространение канала

Из прямых наблюдений следует, что искровой канал зарождается в приэлектродных областях и дальнейшее его развитие происходит в виде волны ионизации, распространяющейся в слабо ионизованном газе. Это значит, что время формирования искрового пробоя можно условно разделить на две составляющие: время зарождения инициирующего центра, способного к распространению в сторону противоположного электрода, и время перекрытия промежутка распространяющимся каналом. Несмотря на условность подобного разделения, оно целесообразно потому, что преобладающие процессы на той и другой фазе могут быть различными. Например, для задачи о распространении волны ионизации можно использовать различные модельные представления, в частности, концепцию распространяющихся разрядов, развитую в работе⁸³ для объяснения механизма прорастания лазерной искры.

Рассмотрим вначале модели, трактующие фазу зарождения искрового канала. На нестабильность катодного слоя в тлеющем разряде указывалось в работе⁸⁴. Исследуя систему уравнений, описывающих катодный слой на устойчивость относительно флуктуаций плотности тока, авторы получили, что необходимым условием нестабильности является возрастание коэффициента вторичной эмиссии при возрастании тока. Данное условие реализуется, если вторичным процессом на катоде является автоэлектронная эмиссия. Электрическое поле в катодном слое, требуемое для

сколько-нибудь заметной автоэлектронной эмиссии, составляет 10^6 в/см и более. Ток непосредственно на катоде усиливается за счет микронеровностей. При этом в катодном слое развивается одна из электрополевых неустойчивостей, названная в работе ²⁴ катодной. Механизм данной неустойчивости заключается в следующем. Случайное увеличение тока приводит к нарастанию ионной плотности в катодном слое, что в свою очередь вызывает усиление поля на катоде и дальнейший рост автоэмиссионного тока. В конечном счете происходит взрыв микроострий на поверхности катода и появление катодного пятна. При высоких полях микроострия взрываются за малые времена ⁶⁵. Например, при разряде в вакууме между алюминиевыми электродами в среднем поле $0,8 \cdot 10^6$ в/см катодное пятно образуется через 10^{-8} сек. Усилению поля на катоде и появлению катодного пятна способствуют также диэлектрические загрязнения и пленки. Время развития катодной неустойчивости ²⁴

$$t = \frac{A}{\bar{\epsilon} v_+}, \quad (20)$$

где коэффициент A порядка единицы.

В работе ⁶⁴ наблюдались взрывные процессы при поле $10^5 - 10^6$ в/см при импульсном разряде в воздухе. Через 50 нс на катоде появлялись такие же микрократеры, как при наносекундном разряде в вакууме, где наличие взрывных процессов доказано однозначно. Наличие линий материала катода при переходе объемного разряда в искровой регистрировалось в работе ⁶⁸. Появление катодной неустойчивости наиболее вероятно при высоких давлениях газа и большой плотности тока, поскольку при этом возрастает поле на катоде. При высокой плотности тока объемного разряда взрыв микроострий и формирование катодного пятна является решающим фактором, приводящим к инициированию искрового канала ⁶³.

В работах ^{85, 86} изучалась нестабильность катодного слоя, имеющая тепловую природу. Поскольку в катодном слое выделяется мощность больше, чем в столбе разряда, то соответственно и тепловая энергия, запасенная в прикатодной области, намного выше. Тогда имеет место ситуация, аналогичная ситуации в ударных трубах, где за счет высокого давления газа возникает ударная волна. На основе теории ударных труб и проводится рассмотрение развития неустойчивости границы катодный слой — плазма столба ⁸⁵. Зарождение тепловых неустойчивостей наиболее вероятно вблизи микровыступов поверхности катода, и в полученных решениях размер выступа входит в качестве параметра. Трудность решения задачи состоит в том, что необходимо самосогласованно учитывать изменение параметров катодного слоя по мере развития неустойчивости. Для получения аналитического решения авторы принимали распределение поля ступенчатой формы, а максимальную напряженность вычисляли по формулам работы ¹⁰. Кроме того, проводимость катодного слоя принималась постоянной. Время развития неустойчивости отождествлялось с временем запаздывания пробоя, поскольку прорастание канала вглубь промежутка происходит намного быстрее, чем зарождение инициирующего центра. При отсутствии выступов на катоде и при малых мощностях накачки для времени запаздывания получено следующее выражение:

$$t_3 \sim \frac{2p}{(\gamma - 1) Q_K}, \quad (31)$$

где γ — показатель адиабаты, Q_K — удельная мощность, рассеиваемая в катодном слое.

Если мощность накачки высокая, то время развития пробоя обратно пропорционально $Q_K^{1/3}$. Данный результат аналогичен полу-

ченному для неустойчивости столба разряда^{68, 69}, однако здесь устойчивость зависит от мощности, выделяемой в катодном слое. С другой стороны, принципиальным, по утверждению авторов, является то, что в столбе рассматривается нарастание проводимости в токовой нитке, тогда как здесь проводимость принята постоянной. Приводится сравнение с экспериментальными результатами работы³⁵ и отмечено хорошее согласие. Следует отметить, что на основе данного подхода можно рассматривать и неустойчивость анодной области разряда, причем состояние поверхности анода также должно оказывать влияние на стабильность анодного слоя. Электронный ток на анод будет локализоваться на отдельных микровыступах анодной поверхности и, следовательно, в области микровыступов будет происходить повышенное выделение энергии. При наличии на аноде диэлектрических загрязнений с низкой проводимостью может происходить их зарядка электронами и последующий пробой, что приведет к зарождению областей плазмы высокой концентрации в прианодной области.

Вторым этапом в развитии проводящего канала является его распространение вглубь промежутка. Для математического описания этого явления необходимо рассматривать задачу о распространении волны ионизации вследствие усиления поля на кончике иницирующего центра и интенсивной ударной ионизации в этой области. Такая постановка характерна для объяснения продвижения катодного и анодного стримера. Качественно подобная модель обсуждается для каналов молний⁸⁷. Однако количественные решения применительно к объемным разрядам, где нужно учитывать прорастание канала в слабоионизованном газе, затруднены.

Наиболее развитой в математическом плане является в настоящее время концепция детонационной волны или горения⁸⁸. Эта концепция привлекалась для вычисления скоростей прорастания искровых каналов в объемных разрядах⁸⁶. Для учета изменения электрического поля на кончике токопроводящей нити совместно с уравнениями гидродинамики решалось уравнение Лапласа при остриях различной формы. В случае эллипсоидального острия скорость продвижения канала определяется выражением⁸⁶

$$v = k \left(\frac{4Qy^2}{\rho A^{1/2} \ln^2 \lambda} \right)^{1/2}, \quad (32)$$

где $k = (\gamma^2 - 1)^{1/2}$, ρ — плотность газа, A — сечение канала, $\lambda = A^{1/2}/4yk$, y — мгновенная длина канала, Q — удельная мощность, вводимая в столб разряда.

Было проведено обширное сравнение с собственными экспериментальными результатами и с результатами других авторов. Наилучшее совпадение получено при скоростях прорастания $10^5 - 10^6$ см/сек. Рассматриваемая модель плохо работает при высоких напряжениях горения и при высоких напряженностях поля на кончике проводящего канала. Она также не объясняет сильной зависимости скорости от напряженности поля в столбе.

7. ПРИМЕНЕНИЯ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

а) Газовые лазеры

Исследования рассматриваемого разряда во многом стимулировались потребностью в развитии новых методов возбуждения газовых лазеров. Разряды, использующие ионизацию газа электрическим разрядом, обладают новыми свойствами по сравнению с ранее известными. Такие разряды

могут быть созданы в объемах десятки и сотни литров при давлениях вплоть до десятков атмосфер. В них легко осуществляется регулировка температуры электронов путем выбора соответствующей напряженности электрического поля, что создает возможность обеспечить оптимальное возбуждение колебательных состояний молекул. Электронная плотность может быть задана в широком интервале значений $10^{11} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Данные свойства и определили широкое использование разрядов в мощных молекулярных лазерах, получивших название электроионизационных или лазеров с комбинированной накачкой (обзор соответствующих работ дан в ⁸⁸).

Созданию этих лазеров ⁴⁻⁷ предшествовали важные идеи и эксперименты. Например, наблюдалось усиление генерации CO_2 -лазера, возбуждаемого тлеющим разрядом, при пропускании протонного пучка ⁸⁹, показана возможность стабилизации отрицательного свечения тлеющего разряда низкого давления электронным пучком ⁹⁰, высказана идея о создании в газе равномерной плотности свободных электронов путем добавления к CO_2 паров легко ионизирующихся элементов ⁹¹ (в качестве примера рассматривались пары цезия).

В настоящее время создано большое число CO_2 -лазеров, возбуждаемых наносекундными, микросекундными и более длительными электронными пучками, а также работающих в непрерывном режиме. К. п. д. таких лазеров составляет 10—30%, а энерговклад и энергия излучения ограничиваются неустойчивостью объемного разряда. Наиболее мощные из разработанных импульсных CO_2 -лазеров имеют энергию несколько килоджоулей ⁹², а непрерывный до 30 *вт* ⁹³.

Одна из перспектив применения объемного разряда связана с тем, что в условиях высокой плотности нейтральных и заряженных частиц интенсивно протекают ионно-молекулярные реакции и образуются сложные комплексы. Это открывает возможность реализации новых методов накачки газовых лазеров. В ряде экспериментов, проведенных с плазмой, созданной электронными пучками, показано, что в основе механизма создания инверсии могут быть такие нетрадиционные процессы, как рекомбинация ⁹⁴, перезарядка ⁹⁵, передача возбуждения от буферного газа к основному ^{96, 97} и др. Особый интерес представляют лазеры на эксимерных молекулах, верхнее возбужденное состояние у которых устойчивое, а нижнее — разлетное. На соединениях благородных газов с фтором получены высокие выходные энергии в ультрафиолетовом диапазоне (на молекуле KrF энергия излучения составила 108 Дж при пиковой мощности $1,9 \cdot 10^9 \text{ вт}$ ⁵⁰).

С помощью объемных разрядов эффективно стимулируются реакции в химических лазерах, поскольку обеспечивается равномерная ионизация больших объемов и равномерный ввод энергии в среду ⁹⁸.

б) Применение в качестве плазменного реактора

Объемный разряд привлекает внимание как среда плазменного реактора вследствие высокой степени неравновесности плазмы и простоты регулировки электронной температуры. Так, при изменении электрического поля от нулевого до пробивного можно, сохраняя электронную плотность, регулировать температуру от долей электрон-вольта до единиц электрон-вольт ⁹⁹⁻¹⁰¹. При малых электронных температурах в условиях глубокого переохлаждения плазмы представляется перспективным исследовать процессы рекомбинации, перезарядки, формирования кластеров и целый ряд других, которые интенсивно протекают при высоких давлениях ¹⁰². По существу, применение разрядов, поддерживаемых пучком, позволяет полу-

чать плазму, по своей степени неравновесности сходную с плазмой отрицательного свечения тлеющего разряда⁹⁰, однако, практически неограниченные объемы и высокое давление нейтральных частиц позволяют расширить круг исследуемых проблем.

в) Исследования для коммутации импульсных токов

Задача создания объемного разряда, инициируемого электронным пучком, впервые была поставлена применительно к проблеме коммутаций больших импульсных токов^{3, 8}. Опыты в этом направлении позволили выявить перспективность двух режимов коммутации. В первом режиме используется несамостоятельный разряд, а во втором — электронный пучок служит для стабильного инициирования искрового канала.

Приборы на основе несамостоятельного объемного разряда получили название инжекционных тиратронов^{103, 104}. Это один из немногих газоразрядных приборов, в котором достигается полное управление током разряда, т. е. не только включение, но и прерывание тока при обеспечении быстродействия десятки наносекунд и рабочих напряжениях несколько сотен киловольт. При этом пропускание больших токов в несамостоятельном режиме можно осуществлять за счет подбора газов с высокой дрейфовой скоростью¹⁰⁵. Например, в метане при очень низких $E/P \approx 1$ в/см·мм рт. ст. дрейфовая скорость составляет: $\sim 10^7$ см/сек.

Вопросы использования данных приборов в схемах с индуктивным накоплением энергии рассматривались в работах^{104, 105}. Уникальное сочетание возможности коммутирования большого тока и последующего его прерывания позволяет создавать генераторы импульсных напряжений, в которых обычно применяемые для обрыва тока взрывающиеся проводники заменяются элементом многократного действия — инжекционным тиратроном. Другая перспектива использования инжекционных тиратронов связана с созданием безындуктивных коммутаторов, работающих при высокой частоте следования импульсов^{103, 104}.

В искровых разрядниках с напряжением 10^5 — 10^6 в и более используются свойства разряда, инициируемого пучком, иметь при определенных условиях малое и очень стабильное время задержки развития искрового канала. В работе¹⁰⁶ описаны эксперименты по инициированию искрового канала при импульсном напряжении до $2 \cdot 10^6$ в, которое нарастало до максимума за 10^{-6} сек. Разряд осуществлялся в смеси $N_2 : SF_6$ при давлении до 11 атм. Время задержки появления искрового канала составляло 25 нс при стабильности ± 1 нс, что было достаточно для параллельного зажигания нескольких каналов.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное внимание в статье обращено на рассмотрение процессов, определяющих электрические характеристики и энергию, вводимую в разряд. К настоящему времени подавляющее количество работ посвящено именно этим вопросам, поскольку они имеют первостепенное значение при использовании разряда в мощных лазерах и приборах, коммутирующих большие электрические токи.

Достижение максимальных энерговыделений при сохранении объемного характера разряда зависит от устойчивости разряда. Несмотря на большое число публикаций, посвященных вопросам устойчивости, природа явления пока остается невыясненной до конца. По-видимому, механизм образования искрового канала различен при различных условиях раз-

ряда. Поэтому описать его в рамках какой-либо одной модели едва ли возможно. Имеется много экспериментальных фактов, показывающих, что развитие неустойчивости начинается в катодной или анодной областях. Представляется, что высокая напряженность поля вблизи электродов во многих случаях способствует зарождению искровых каналов. В определенных условиях неустойчивость обусловлена наличием электроотрицательной молекулярной компоненты в газе. Процесс прилипания должен влиять не только на свойства столба разряда, но и на распределение поля в приэлектродных областях. К сожалению, имеется ограниченное число работ, посвященных детальным исследованиям роли процессов прилипания.

Наиболее впечатляющим применением разрядов, возбуждаемых пучком, является создание активной среды газовых лазеров, что позволило на порядки повысить их мощность. В таких лазерах роль пучка сводится к созданию свободных электронов в газе, а ввод энергии осуществляется за счет протекания тока несамостоятельного разряда. Электрическое поле на плазме выбирается таким, чтобы обеспечить оптимальную для накачки колебательных уровней молекул температуру электронов. Связанный с условиями оптимальной накачки вопрос о функции распределения электронов в несамостоятельных разрядах подробно исследовался в работах ^{100, 101}, поэтому мы сочли возможным исключить его из рассмотрения.

Для лазеров на электронных переходах молекул, накачиваемых с помощью объемного разряда, характерны высокая плотность заряженных и нейтральных частиц и интенсивное протекание ионно-молекулярных реакций. Хотя в таких лазерах реализованы высокие КПД и высокие выходные энергии в ультрафиолетовой области спектра, механизм их работы и условия создания оптимальных режимов накачки изучены далеко не полно. Поэтому требуют решения, особенно в смесях газов, вопросы определения констант элементарных процессов, изучение кинетики накачки, выбор оптимальных условий накачки и т. д.

Несомненно, что дальнейшие исследования позволят более полно изучить свойства разряда и определить новые перспективы его практического использования.

Институт сильноточной электроники СО АН СССР,
Томск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. — Электрический ток в газе. — М.: Наука, 1971. — Т. 2.
2. Месяц Г. А., Ковальчук Б. М., Поталицын Ю. Ф. Авторское свидетельство № 356824 от 27.02.70 г. — Бюлл. изобрет., 1972, № 32, с. 114.
3. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А. — ДАН СССР, 1970, т. 191, с. 76.
4. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. — В кн. Квант. электрон.: Сб. статей. В. 3 — М.: Сов. радио, 1971. — С. 121.
5. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф. — ЖПМТФ, 1971, № 6, с. 21.
6. Fenstermacher C. A., Nutter M. J., Rink J. P., Boyer K. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1972, v. 16, p. 42.
7. Gransneorthy R. K., Mathias L. E. S., Carmichael C. H. H. — Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, p. 506.
8. Kovalchuk B. M., Kremnev V. V., Mesyats G. A., Potalit-syn Yu. F. — In Proc. of 10th Intern. Conference Phenomena in Ionized Gases. — Oxford: 1971. — P. 175.
9. Поталицын Ю. Ф. Автореферат кандидатской диссертации. — Томск: Политех. ин-т, 1971.
10. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Сучков А. Ф. — ЖТФ, 1972, т. 42, с. 2540.

11. Велихов Е. П., Голубев С. А., Земцов Ю. К., Паль А. Ф., Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 543.
12. Евдокимов О. Б., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Пономарев В. Б.— ЖТФ, 1973, т. 43, с. 2340.
13. Евдокимов О. Б., Яловец А. П.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 217.
14. Евдокимов О. Б., Рыжов В. В., Яловец А. П.— ЖТФ, 1977, т. 47, с. 2517.
15. Евдокимов О. Б.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1974, № 8, с. 110.
16. Boyer K., Henderson D. B., Morse R. L.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 5511.
17. Smith R. C.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, p. 242.
18. Vedenov A. A., Napartowich A. P., Ulyanov K. N.— In: Proc. of 11th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.— Prague: 1973.— P. 114.
19. Fournier G., Pigache D.— Ibid., p. 161.
20. Leland W. T.— In 11th Symposium on Gas Laser Physics. Novosibirsk, 16—19 June, 1975.
21. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В., Королев Ю. Д., Курбатов Ю. А., Савин В. В. Препринт ИОА СО АН СССР № 3.— Томск: 1972.
22. Захаров В. В., Карпиков А. А., Чехунов В. Е.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1846.
23. Королев Ю. Д., Кремнев В. В., Пономарев В. Б.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1977, № 3, с. 150.
24. Месяц Г. А.— Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 660.
25. Евдокимов О. Б., Месяц Г. А., Пономарев В. Б.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 357.
26. Baranov V. Y., Golubev S. A., Kingsep S. S., Novobrantsev I. V., Pismenny V. D., Smirnov V. P., Spector A. N., Stargostin A. N., Streltsov A. P., Velikhov E. P.— Цитир. в ¹⁸ сб.— P. 162.
27. Afonin Y. V., Bushewski V. P., Ponomarenko A. G., Soloukhin R. J., Tishchenko V. N.— Ibid., p. 166.
28. Golubev S. A., Pal A. F., Persiantsev I. G., Pismenny V. D., Rakhimov A. T., Velikhov E. P., Zemtsov Y. K.— Ibid., p. 163.
29. Менахин Л. П., Ерощенко Е. К., Ульянов К. Н., Шантурин Л. П.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 148.
30. Бычков Ю. И., Генкин С. А., Королев Ю. Д., Крейнделъ Ю. Е., Месяц Г. А., Филонов А. Г.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 622.
31. Daugherty J. D., Rich E. K., Douglas-Hamilton D. H.— Bull. Am. Phys. Soc., 1972, v. 17, p. 399.
32. Fenstermacher C. A., Nutter M. J., Leland W. T., Boyer K.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 20, p. 56.
33. Бычков Ю. И., Генкин С. А., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Работкин В. Г., Филонов А. Г.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1975, № 11, с. 139.
34. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.— УФН, 1977, т. 122, с. 419.
35. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Курбатов Ю. А., Месяц Г. А.— ЖТФ, 1974, т. 44, с. 791.
36. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Савин В. В., Хузеев А. П.— ЖТФ 1975, т. 45, с. 2412.
37. Фоминский Л. П.— ЖПМТФ, 1977, № 4, с. 40.
38. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В.— УФН, 1972, т. 107, с. 201.
39. Месяц Г. А., Кремнев В. В., Коршунов Г. С., Янкелевич Ю. Б.— ЖТФ, 1969, т. 39, с. 75.
40. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Орловский В. М.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1971, № 9, с. 45.
41. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Гаврилюк П. А.— ЖТФ, 1972, т. 42, с. 1674.
42. Месяц Г. А. Автореферат докторской диссертации.— Томск: Политех. ин-т, 1966.
43. Bichkov Y. I., Korolev Y. D., Mesyats G. A.— Цитир. в ¹⁸ сб.— P. 216.
44. Reilly T. P.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 3411.
45. Hill A. E.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 12.

46. Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов.— Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1974.
47. Бычков Ю. И., Осипов В. В., Савин В. В.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 1444.
48. Brau C. A., Ewing J. J.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 350.
49. Tisone G. C., Haas A. K., Hoffman J. M.— Opt. Comm., 1975, v. 15, p. 188.
50. Hoffman J. M., Haas A. K., Tisone G. C.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, p. 538.
51. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А., Керимов О. М., Лебедев В. С., Молчанов А. Г.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, p. 20.
52. Бычков Ю. И., Лосев В. Ф., Месяц Г. А., Тарасенко В. Ф.— Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1233.
53. Mangano J. A., Jacob J. H.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 495.
54. Бычков Ю. И., Карлов Н. В., Коновалов И. Н., Месяц Г. А., Прохоров А. М., Тарасенко В. Ф.— Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1041.
55. Daugherty J. D., Mangano J. A., Jacob J. H.— Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, p. 581.
56. Jacob J. H., Mangano J. A.— Ibid., p. 724.
57. Rokni M., Jacob J. H., Mangano J. A., Brochu R.— Ibid., 1977, v. 30, p. 458.
58. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П., Шемякин И. А.— Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1121.
59. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П., Шемякин И. А.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1978, № 7, с. 72.
60. Doran A. A., Meyer J.— Brit. J. Appl. Phys., 1967, v. 18, p. 793.
61. Meyer J.— Ibid., p. 801.
62. Cavenor M. C., Meyer J.— Austr. J. Phys., 1969, v. 22, p. 155.
63. Бакшт Р. В., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 652.
64. Месяц Г. А.— Письма ЖТФ 1975, т. 1, с. 885.
65. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И.— УФН, 1975, т. 115, с. 101.
66. Королев Ю. Д., Хузеев А. П.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 861.
67. Haas R. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1973, v. 8, p. 1017.
68. Велихов Е. П., Новобранцев И. В., Письменный В. Д., Рахимов А. Т., Старостин А. Н.— ДАН СССР, 1972, т. 205, с. 1323.
69. Jacob J. H., Mani S. A.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 53.
70. Ульянов К. Н.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 656.
71. Rogoff G. L.— Phys. Fluids, 1972, v. 15, p. 1931.
72. Ecker G., Kröll W., Zöllner O.— Ibid., 1964, v. 7, p. 2001.
73. Пашкин С. В.— ТВТ, 1972, т. 10, с. 475.
74. Бычков Ю. И., Генкин С. А., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Работкин В. Г., Филонов А. Г.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1978, № 10, с. 24.
75. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Веденов А. А., Дробязко С. В., Книжников В. Н., Напартович А. Н., Низьев В. Г., Стрельцов А. П. Препринт ИАЭ-2248.— Москва: 1972.
76. Vedenov A. A., Vitshas A. F., Dykhne A. M., Mulyukov L. D., Napartovich A. P.— Цитир. в ¹⁸ сб.— Р. 108.
77. Nighan W. L., Wiegand W. J.— Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 10, p. 922.
78. Nighan W. L., Wiegand W. J., Haas R. A.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 22, p. 579.
79. Менахин Л. П., Ульянов К. Н., Шантурин Л. П.— ТВТ, 1975, т. 13, с. 192.
80. Витшас А. Ф., Ульянов К. Н.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 396.
81. Емельянов В. Г., Ковальчук Б. М., Поталицын Ю. Ф.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1974, № 5, с. 136.
82. Евдокимов О. Б., Месяц Г. А., Пономарев В. Б.— ЖТФ, 1978, т. 48, с. 184.
83. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов.— М.: Наука, 1974.
84. Ecker G., Kröll W., Zöllner O.— Ann. d. Phys., 1965, Bd. 15, S. 60.
85. Savic P., Kekez M. M.— Can. J. Phys., 1977, v. 55, p. 325.
86. Kekez M. M., Makomaski A. H., Savic P.— In Proc. of 11th Intern. Symposium on Shock Tubes. Seattle, 1977.
87. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры.— М.: Атомиздат, 1975.
88. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф.— УФН, 1974, т. 114, с. 213.

89. Андрияхин В. М., Велихов Е. П., Годубев С. А., Краси-
льников С. С., Прохоров А. М., Письменный В. Д., Рахи-
мов А. Т. Письма ЖЭТФ, 1968, т. 18, с. 346.
90. Persson K. B.— J. Appl. Phys. 1965, v. 36, p. 3086.
91. Елецкий А. В., Смирнов Б. М.— ДАН СССР, 1970, т. 190, с. 809.
92. Бычков Ю. И., Карлова Е. К., Карлов Н. В., Коваль-
чук Б. М., Кузьмин Г. П., Курбатов Ю. А., Манылов В. И.,
Месяц Г. А., Орловский В. М., Прохоров А. М., Рыба-
лов А. М.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 212.
93. Ethan H., Henry P., John S., Jacob Z.— Appl. Opt., 1974, v. 13,
p. 1969.
94. Collins C. B., Cunningham A. J., Curry S. M., Johnson B. W.,
Stockton M.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 245.
95. Collins C. B., Cunningham A. J., Curry S. M., Johnson B. W.,
Stockton M.— Ibid., 1974, v. 24, p. 447.
96. Басов Н. Г., Брунин А. Н., Данилычев В. А., Долгих В. А.,
Керимов О. М., Лобанов А. Н., Сагитов С. И., Сучков А. Ф.,
Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2238.
97. Ault E. K., Bhaumik M. L., Olson N. T.— IEEE J. Quantum Electron.,
1974, v. QE-10, p. 624.
98. Arghamian R., Wang J. H. S., Betts J. A., Barth R. W.— Appl.
Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 239.
99. Антипов С. В., Незлин М. В., Снежин Е. Н., Трубни-
ков А. С.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1866.
100. Nighan W. L.— Phys. Rev. Ser. A, 1970, v. 2, p. 1989.
101. Лобанов А. Н., Сучков А. Ф.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2047.
102. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме.— М.: Атомиздат,
1974.
103. Ковальчук Б. М., Королев Ю. Д., Кремнев В. В., Ме-
сяц Г. А.— Радиотехн. и электрон., 1976, т. 21, с. 1513.
104. Ковальчук Б. М., Месяц Г. А.— Письма ЖТФ, 1976, т. 2, с. 644.
105. Hunter R. O.— In: Proc. of IEEE Intern. Pulsed Power Conference. 19—21
November, 1976.
106. Ельчанинов А. С., Емельянов В. Г., Ковальчук Б. М., Ме-
сяц Г. А., Поталицын Ю. Ф.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 86.