

01;04

## Формирование самостоятельного объемного газового разряда

© В.В. Осипов, В.В. Лисенков

Институт электрофизики УрО РАН,  
620049 Екатеринбург, Россия  
E-mail: osipov@ief.intec.ru

(Поступило в Редакцию 26 августа 1999 г.)

Проводится численное моделирование формирования объемного газового разряда. Особое внимание уделяется формированию катодного слоя и его устойчивости на этой стадии. Показано, что высоковольтная граница (нижнее граничное напряжение) зажигания объемного разряда обусловлена развитием катодной неустойчивости. Анализируются способы повышения устойчивости катодного слоя.

### Введение

Создание импульсных газовых лазеров с высоким давлением активной среды значительно повысило интерес к изучению объемного разряда. За короткое время были разработаны методы возбуждения объемных разрядов [1–3], исследованы их энергетические и временные характеристики [3–5], предложены механизмы контракции объемных разрядов [6–9], созданы конструкции лазеров, в которых объем возбуждаемой среды достигал сотен литров [10,11]. Несмотря на огромный объем полученной информации, по-прежнему остается неясной физическая картина формирования объемного разряда, т.е. стадии развития разряда от момента приложения напряжения к электродам до образования катодного падения потенциала и плазменного столба.

В то же время в этом направлении выполнено много исследований и накоплен большой экспериментальный и теоретический материал. В работе [12] обнаружено, что при подаче статического напряжения на промежуток  $d = 0.3$  см, заполненный воздухом атмосферного давления, до образования канала в нем существует в течение  $\sim 1 \mu\text{s}$  промежуточная стадия с более высоким падением напряжения и меньшим разрядным током. Электронно-оптические наблюдения [13–16] этой стадии позволили установить наличие катодного падения, отрицательного свечения, Фарадеева темного пространства и отождествить ее с классическим тлеющим разрядом.

Повышение чувствительности аппаратуры за счет использования в экспериментах фотоэлектронных умножителей позволило выявить следующие этапы развития разряда: серия лавинных генераций, создающих положительный объемный заряд у анода и тем самым формирующих первую ионизационную волну, движение нескольких ионизационных волн, увеличивающих проводимость промежутка до уровня, задаваемого электрической цепью, образование катодного падения на предпоследней волне ионизации [17]. После этого считается, что тлеющий разряд сформирован. Этими исследованиями [12–17] была установлена физическая картина развития стационарного и импульсного тлеющих разрядов, зажигаемых в таунсендовском диапазоне перенапряжений. В отличие

от классического тлеющего разряда низкого давления импульсный разряд высокого давления был назван переходным тлеющим разрядом [18], тем не менее чаще всего такой разряд называется импульсным тлеющим разрядом.

Неожиданными оказались результаты работ [19,20], в которых ступенчатый спад напряжения был получен в диапазоне стриммерных перенапряжений  $\sim 100\%$  в воздушном промежутке  $d = 0.2$  см, в котором за  $60$  ns до возбуждения основного разряда создавалось  $\sim 10^4$  электронов, где, казалось бы, разряд должен был иметь канальную форму. Электронно-оптические наблюдения [21] подтвердили, что при больших перенапряжениях и иницировании разряда большим числом электронов в разряде существует стадия, когда достаточно однородное свечение занимает практически весь рабочий объем межэлектродного промежутка. В дальнейшем эта стадия была выделена в безысчрковом виде и названа объемным разрядом. Термин "объемный" подчеркивает тот факт, что характеристики такого разряда определяются процессами собственно в разряде и не связаны с его взаимодействием со стенками камеры, как это имеет место в классическом тлеющем разряде.

Показано [22], что объемный разряд формируется фактически одной ионизационной волной и для его реализации необходима предыонизация всего объема газа. В работе [23] предложена модель "быстрого" формирования объемного разряда, основанная на перекрытии электронных лавин, достигших критического размера. В дальнейшем, используя эту идею, были получены критерии формирования объемного разряда, требовавшие наличия в газе начальных электронов с концентрацией  $n_0 > 10^6 \text{ cm}^{-3}$  до подачи высоковольтного импульса [24–26].

Лучше соответствует экспериментальным результатам модель формирования плазменного столба, предложенная в [27,28]. Здесь учитывается, что дрейфовая скорость электронов существенно выше скорости их диффузии поперек поля, поэтому начальные электроны, ионизуя газ, образуют цуг лавин, идущих по следу друг друга и формирующих тонкие токовые нити. Когда радиус нити станет равным радиусу Дебая, то вследствие пе-

рехода от электронной к амбиполярной диффузии они в рассматриваемом диапазоне времени ( $\sim 10^{-7}$  s) фактически прекращают расширение. Приравнивая эти радиусы, найдены минимальные концентрации электронов, при которых токовые нити перекрываются. Этот подход позволяет объяснить зависимость предельной энергии, вводимой в газ, от начальной концентрации электронов и наличие токовых нитей в разряде, обнаруженных в [29]. Однако вышеуказанная модель формирования плазменного столба не объясняет наличие более высокой по напряжению границы зажигания объемного разряда [24,25] по сравнению с переходным и классическим тлеющим разрядами, а также не в полной мере объясняет его возможную контракцию на ранней стадии развития. Поэтому в настоящей работе в предположении однородности (перекрывания токовых нитей) моделируется формирование объемного разряда и анализируются возможные причины проявления его вышеотмеченных особенностей.

### Формирование катодного слоя

Для анализа динамики формирования разряда решалась система уравнений, состоящая из балансных уравнений для концентраций электронов  $n_e$ , ионов  $n_i$ , возбужденных молекул  $n_*$  и уравнения Пуассона

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \mu_e E \frac{\partial n_e}{\partial x} = (\nu_i(E) - \nu_a(E)) n_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - \mu_i E \frac{\partial n_i}{\partial x} = (\nu_i(E) - \nu_a(E)) n_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_*}{\partial t} = \nu_e(E) n_e - \frac{N_*}{\tau_r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad (4)$$

с граничными условиями на катоде

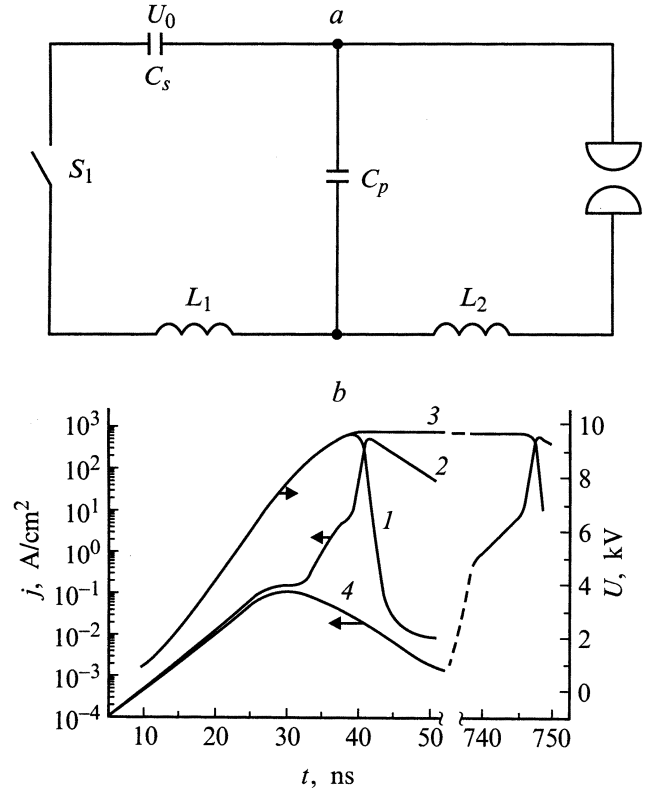
$$\varphi = 0, \quad j_e = \gamma_i \mu_i E n_i + \gamma_{ph} \int_0^d \frac{n_*}{\tau_r} dx \quad (5)$$

и на аноде

$$\varphi = U(t), \quad (6)$$

где  $\varphi$  — потенциал;  $E$  — напряженность электрического поля;  $\mu_e$  и  $\mu_i$  — подвижности соответственно электронов и ионов;  $\nu_i$ ,  $\nu_a$  и  $\nu_e$  — частоты ионизации, диссоциативного прилипания и возбуждения;  $\gamma_i$  — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии;  $\gamma_{ph}$  — коэффициент фотоэмиссии.

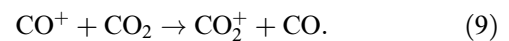
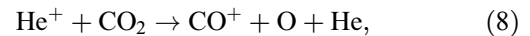
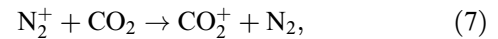
Аналогичный подход использовался ранее, например в [30], при анализе процессов в катодной области объемного разряда в ХеСl лазере, где плазменный столб в то же время рассматривался в приближении 0D модели. Приведенная модель позволяет дать самосогласованное описание процессов в плазменном столбе и катодном слое. В модель были также включены уравнения для цепи



**Рис. 1.** *a* — схема возбуждения разряда, соответствующая условиям эксперимента [31],  $C_s$  — накопительная емкость,  $C_p$  — обострительная емкость,  $L_1$  и  $L_2$  — конструктивные индуктивности; *b* — расчетные зависимости напряжения на электродах (1, 3) и плотности разрядного тока (2, 4) от времени; 1, 2 — наличие фотоэмиссии; 3, 4 — отсутствие.

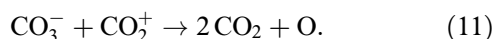
возбуждения разряда (рис. 1, *a*) с параметрами, соответствующими условиям эксперимента [31], т.е. рассматривался промежуток  $0.5 \times 0.5 \times 8$  см, заполненный смесью  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$  атмосферного давления. Концентрация начальных электронов  $n_0$  составляла  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ .

Константы процессов с участием электронов находились с помощью функции распределения электронов по энергиям, полученной из численного решения уравнения Больцмана. В расчетах использовались сечения процессов, приведенные в [32,33]. Параметр  $\nu_i$  в уравнениях (1) и (2) является полной частотой ионизации всех компонент. При его нахождении полагалось, что весь положительный заряд несут ионы  $\text{CO}_2^+$  вследствие реакций

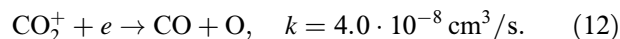


Поскольку константы этих реакций достаточно велики  $\sim 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$  [33] и, следовательно, характерные времена этих процессов ( $\sim 10^{-10}$  s) на порядок меньше времени ионизации, то ионы  $\text{N}_2^+$  и  $\text{He}^+$  из рассмотрения исключались. Процесс диссоциативного прилипания также не

учитывался в явном виде. Дело в том, что образующиеся ионы O достаточно быстро нейтрализуются в реакциях



Константа реакции (11), равная  $5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ , на порядок превосходит константу электрон-ионной рекомбинации



Следовательно, слагаемое в уравнении (2), учитывающее скорость образования положительных ионов, можно записать в том же виде, что и в уравнении (1). При этом произведение  $\nu_a n_e$  учитывает убыль положительных ионов в результате реакций (10), (11), что позволяет не включать в систему уравнения для отрицательных ионов.

Результаты расчетов напряжения на электродах и плотности тока в промежутке, приведенные на рис. 1, *b*, по амплитудам и длительностям импульсов неплохо согласуются с экспериментальными данными [31]. В тех случаях, когда рассматривались процессы, имеющие место на стадии нарастания напряжения (формирование катодного слоя и зарождение неустойчивости в это время), то с целью уменьшения времени счета уравнения для внешней цепи исключались, а напряжение на электродах аппроксимировалось функцией

$$U(t) = \begin{cases} \frac{U_0}{\tau_f} t, & t < \tau_f, \\ U_0, & t \geq \tau_f, \end{cases} \quad (13)$$

где  $\tau_f$  — длительность фронта нарастания напряжения,  $U_0$  — амплитуда импульса напряжения.

На рис. 2, 3 приведены изменения концентрации электронов, ионов и напряженности электрического поля при развитии разряда. Видно, что на начальной стадии, когда концентрация электронов в промежутке сравнительно мала, плазменный столб отодвигается от катода на 0.25 см. При этом концентрация электронов быстро нарастает. Между плазменным столбом и катодом образуется зона, обедненная зарядами, в которой концентрация ионов больше, чем электронов. Ионы частично экранируют внешнее поле, ослабляя его в плазменном столбе и усиливая в прикатодной области. В результате замедляется рост концентрации электронов в столбе и как следствие рост плотности тока (рис. 1, *b*). Увеличение скорости ионизации в прикатодной области приводит к тому, что ионизационная волна (плазменный столб) быстро (34–38 ns) приближается к катоду, образуя катодное падение напряжения. В максимуме тока напряженность поля в катодном слое достигает наибольшей величины  $\approx 2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ , а длина катодного слоя становится минимальной  $2.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$  (рис. 3).

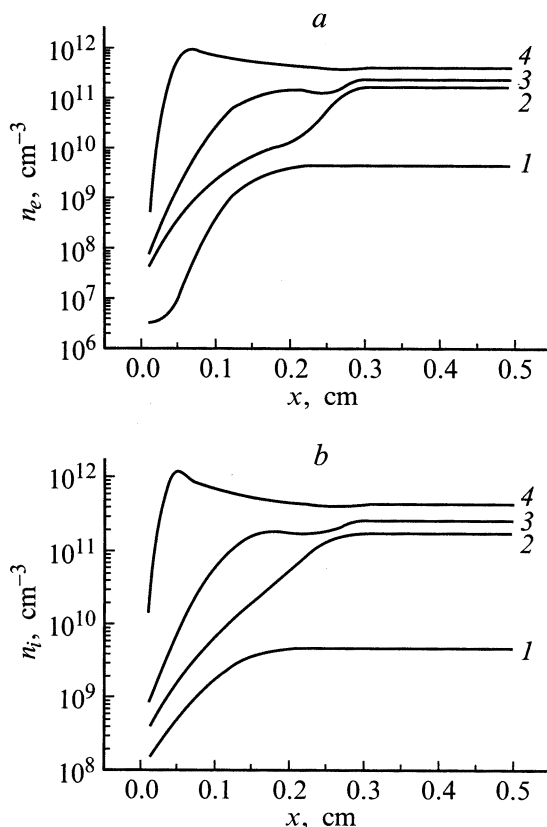


Рис. 2. Распределения концентрации электронов (*a*) и положительных ионов (*b*) в межэлектродном промежутке ( $x$  — расстояние от катода).  $t$ , ns: 1 — 22, 2 — 34, 3 — 36, 4 — 38.

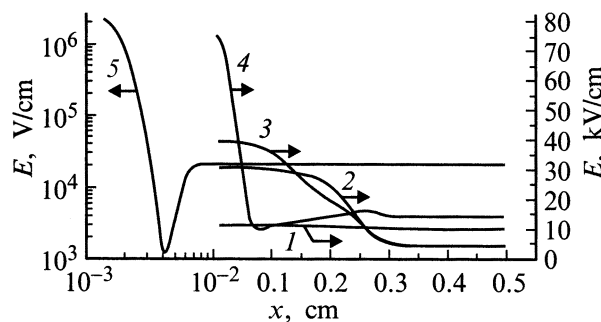
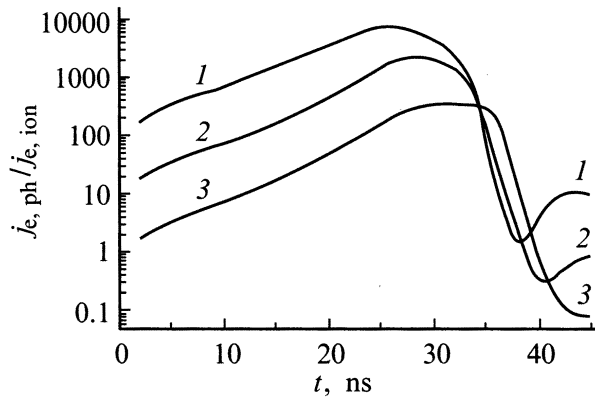


Рис. 3. Распределения напряженности электрического поля в межэлектродном промежутке: 1 — 22, 2 — 34, 3 — 36, 4 — 38, 5 — 43 ns.

Наличие у катода в течение длительного времени низкой концентрации ионов  $\sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$  (рис. 2, *b*) определяет, какими эмиссионными процессами обеспечивается ток проводимости в промежутке. Результаты расчета отношения плотностей тока фотоэмиссии и ион-электронной эмиссии приведены на рис. 4. Видно, что вплоть до 36 ns ток фотоэмиссии существенно превышает ток ион-электронной эмиссии. Интересно, что здесь в отличие от классического тлеющего разряда



**Рис. 4.** Зависимости отношения плотности фототока ( $j_{e,ph}$ ) к плотности тока вторичной ион-электронной эмиссии ( $j_{e,ion}$ ) от времени.  $\gamma_{ph}$ : 1 —  $2 \cdot 10^{-4}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-5}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{-6}$ .

фотоэмиссия и в дальнейшем играет существенную роль в обеспечении выхода электронов из катода.

Исключение из рассмотрения тока фотоэмиссии (рис. 1, *b*, кривые 3, 4) приводит к резкому уменьшению скорости движения ионизационной волны к катоду, что сопровождается уменьшением плотности тока до уровня  $< 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup> и увеличением времени запаздывания разряда. Такая задержка ( $\approx 740$  ns) между временем подачи напряжения и стадией быстрого роста тока явно противоречит имеющимся экспериментальным данным [31]. Отметим, что для улучшения устойчивости машинного счета в этом случае на время движения ионизационной волны к катоду уравнения цепи исключались и напряжение на электродах предполагалось постоянным.

Наличие стадии, когда ток проводимости определяется током фотоэмиссии, резко отличает объемный разряд от классического тлеющего и переходного тлеющего разрядов, где вследствие движения нескольких ионизационных волн до образования катодного падения образуется достаточное количество ионов у катода, чтобы процесс эмиссии электронов за счет бомбардировки катода ионами был преобладающим [17]. Именно в течение этой стадии объемный разряд оказывается очень критичным к наличию на катоде мест с локально увеличенной эмиссией электронов. Данная точка зрения подтверждена экспериментами [34], где нанесение никелиевых полосок толщиной  $1.2 \cdot 10^{-3}$  см на медный электрод вызывало расслоение разряда уже на стадии его формирования. Следовательно, заполнение электронами обедненной зоны должно существенно повысить устойчивость объемного разряда. Действительно, это наблюдалось в экспериментах при инжекции электронов в прикатодную область [35], использовании плазменного катода [36] и катода с высокими эмиссионными свойствами [37].

## Высоковольтная граница зажигания объемного разряда

При обнаружении высоковольтной границы (нижнего граничного напряжения) зажигания объемного разряда в предварительно ионизованных газах высокого давления между двумя металлическими электродами она ошибочно связывалась с напряжением статического пробоя [38]. Позднее в работе [25] наличие такой границы обосновывалось необходимостью развития разряда в квазистримерной форме. По нашему мнению, появление нижней границы зажигания объемного разряда вызвано проявлением катодной неустойчивости, ведущей к расслоению разряда на стадии его формирования. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

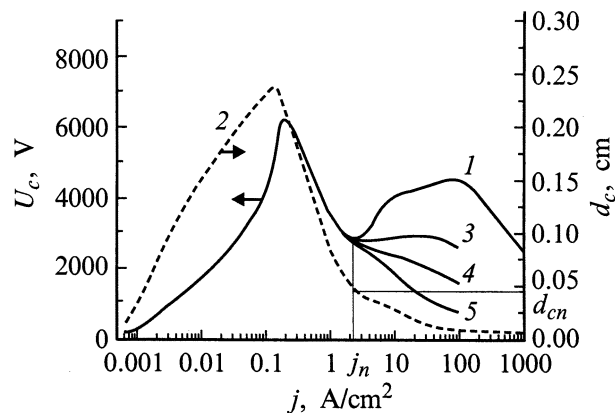
Естественно, что интерес представляет стадия, когда в разряде имеют место две ярко выраженные области: обедненная зарядами зона у катода и плазменный столб. В это время плотность тока такова, что разряд находится в поднормальном режиме, следовательно, не может занимать всю поверхность электродов и должен расслаиваться. На возможность расслоения разряда на стадии формирования ранее указывалось в работе [39]. Этот процесс может привести к резкому изменению вольт-амперной характеристики, если реализуются условия, достаточные для развития автоэмиссии [40].

Результаты расчетов таких характеристик приведены на рис. 5 для случаев, когда катодонаправленная волна (плазменный столб), пересекая обедненную зарядами зону, остается однородной, а усиление поля на микро неоднородностях учитывается интегральным коэффициентом усиления [40] (кривая 1) и когда ионизационная волна в обедненной зоне приобретает вследствие расслоения нитевидный характер (кривые 3–5). В последнем случае предполагалось, что одна из нитей диаметром  $\lambda$  (как он определялся, будет сказано ниже) стягивается на площадку  $\sim 10^{-6}$  см<sup>2</sup>. Подобная ситуация реализуется, когда на катоде имеется микро неоднородность с характерным размером  $\sim 10^{-3}$  см, искажающая внешнее электрическое поле. Это, в частности, может быть микроострие соответствующей высоты. Было также учтено, что на кончике микроострия поле усиливается в  $\beta$  раз. Характеристики конусообразного катодного слоя рассчитывались в сферических координатах, при этом распределение параметров по углам принималось однородным.

Плотность тока автоэмиссии для плоского случая определялась по формуле [40]

$$j_a = \sqrt{\pi} ab^2 \left( \frac{\beta}{\vartheta} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{2\vartheta}{\beta} \right) \times \left\{ 1 + 2\sqrt{\frac{\beta}{\pi\vartheta}} + \frac{\beta}{2\pi\vartheta} \right\}, \quad (14)$$

где  $a$  и  $b$  — численные коэффициенты формулы Фаулера–Нордгейма для плотности тока автоэмиссии, равные соответственно  $1.55 \cdot 10^{-6} \varphi^{-1}$  и  $6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}$ ;



**Рис. 5.** Зависимости катодного падения напряжения (1, 3–5) и толщины катодного слоя (2) от плотности разрядного тока. 1 — плоский случай, 3 — микроострие с  $\beta = 10$ , 4 — 30, 5 — 100.

$\varphi$  — работа выхода в электрон-вольтах;  $\beta$  — среднее значение усиления поля по поверхности катода;  $\vartheta = \sqrt{b}/(\beta E_k)$ ,  $E_k$  — средняя напряженность поля у поверхности катода (V/cm); для учета автоэмиссии с кончика микроострия использовалась формула Фаулера–Нордгейма.

Видно, что нитевидная структура плазменного столба и автоэмиссия ведут к появлению локальных мест вблизи микроострий с коэффициентом усиления более 10 (кривые 4, 5), где вольт-амперная характеристика (ВАХ) падающая и, следовательно, образуется катодное пятно, а впоследствии канал как результат действия такой катодной неустойчивости.

Формирование нитевидной структуры столба вблизи катода может произойти во время движения ионизационной волны к катоду, поскольку на этом этапе реализуется поднормальный режим (рис. 5, кривая 1). Динамику этого процесса в общем случае можно проследить, только решив соответствующую двух- или трехмерную задачу. Однако определить, успеет ли нитевидная структура сформироваться за время движения ионизационной волны к катоду, можно с помощью следующего критерия:

$$\Omega = \int_{(t_{in})} \nu_{in}(t) dt = 1, \quad (15)$$

где  $\nu_{in}$  — инкремент нарастания флюктуаций.

Он определяется выражением [41]

$$\nu_{in} = -\frac{\mu_i U_c}{d_c^2} \left( \frac{\partial U_c}{\partial j} \sigma \frac{2\pi}{\lambda} + 1 \right), \quad (16)$$

где  $U_c$  — напряжение на катодном слое,  $d_c$  — длина катодного слоя,  $\sigma$  — проводимость столба,  $\lambda$  — расстояние между максимумами флюктуаций.

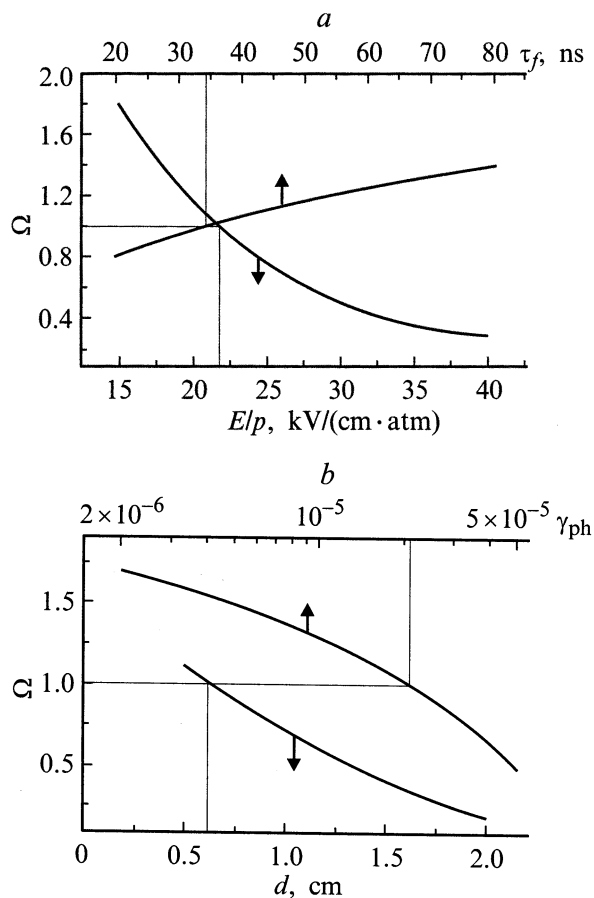
Для анализа выполнения критерия (15) необходимо вычислить параметры  $U_c$ ,  $d_c$ ,  $\sigma$ ,  $\lambda$ ,  $\partial U_c/\partial j$ , которые

входят в формулу (16). Как уже отмечалось выше, прикатодная область характеризуется повышенной напряженностью электрического поля, поэтому ее длину можно определить как расстояние от катода ( $d_c$ ), на котором поле принимает значение  $U/d$  (средняя напряженность поля в промежутке),  $U_c$  — значение потенциала в этой точке. Параметр  $\partial U_c/\partial j$  вычислялся следующим образом:

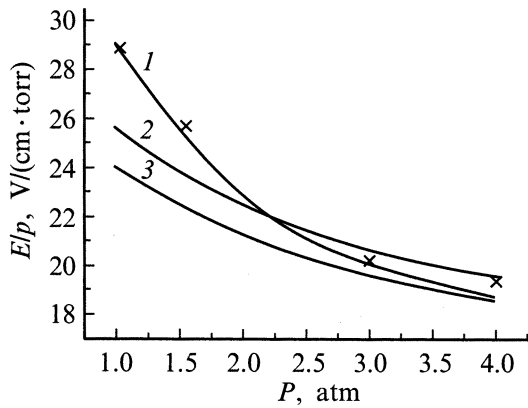
$$\frac{\partial U_c}{\partial j} = \frac{\partial U_c}{\partial t} \left( \frac{\partial j}{\partial t} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Нормальная плотность тока  $j_n$  определялась как точка минимума ВАХ. Величину  $d_c$  при  $j = j_n$  обозначим как  $d_{cn}$  (рис. 5).

Параметр  $\lambda$  в формуле (16) можно найти, привлекая критерий экранировки, предложенный в работе [42]. Он заключается в следующем: если расстояние между металлическими микроостриями меньше половины их высоты, то они не вносят существенные искажения во внешнее электрическое поле. То же можно сказать и в отношении любых неоднородностей с формой, подобной микроостриям, и повышенной проводимостью. Считалось, что если  $\lambda < \lambda_n = d_{cn}/2$ , и  $d_c \geq d_{cn}$ , то



**Рис. 6.** Зависимости параметра  $\Omega$  от напряженности электрического поля и длительности фронта нарастания напряжения (а), межэлектродного расстояния и коэффициента фотоэмиссии (б).



**Рис. 7.** Зависимость высоковольтной границы зажигания объемного разряда (1), напряженности поля лавинно-стримерного перехода (2) и статического пробоя (3) от давления.  $\times$  — экспериментальные значения высоковольтной границы (31).

неоднородности не искажат поле и, следовательно, не вызовут рост канала, а при  $d_c < d_{cn}$  они будут затухать из-за положительного наклона ВАХ. Для  $\lambda \geq \lambda_n$  неоднородности с  $\lambda = \lambda_n$  будут иметь самый высокий инкремент. Поэтому значение  $\lambda = \lambda_n$  было использовано для расчета  $\Omega$ .

На рис. 6,а приведены результаты расчетов зависимостей  $\Omega$  от внешних параметров: приложенного напряжения  $U$ , выраженного в  $E/p$ , длительности фронта нарастания напряжения  $\tau_f$  при сохранении остальных параметров. Видно, что по мере увеличения  $E/p / \Omega$  уменьшается и при  $E/p > 20 \text{ kV}/(\text{cm} \cdot \text{atm})$  реализуется условие  $\Omega < 1$ , необходимое для зажигания объемного разряда. Поведение  $\Omega$  при увеличении  $\tau_f$  противоположно, при  $\tau_f > 40 \text{ ns}$  в данных условиях ( $E/p = 20 \text{ kV}/(\text{cm} \cdot \text{atm})$ ,  $d = 0.5 \text{ cm}$ ) возбуждение объемного разряда из-за развития катодной неустойчивости оказывается невозможным. Оба этих фактора достаточно хорошо известны экспериментально. Например, в работе [43] при  $\tau_f = 10 \text{ ns}$   $U = 200 \text{ kV}$  и межэлектродном расстоянии  $2.5 \text{ cm}$  реализован объемный разряд в смеси газов  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 8 : 7 : 85$  давлением вплоть до  $6 \text{ atm}$ .

На рис. 6,б показаны зависимости  $\Omega$  от собственных свойств промежутка: эмиссионных свойств электрода и межэлектродного расстояния  $d$ . Видно, что обе кривые имеют одинаковую тенденцию, ведущую к уменьшению  $\Omega$  при увеличении  $d$  и  $\gamma_{ph}$ . Это неудивительно, поскольку они характеризуют один и тот же процесс увеличения фотоэмиссии электронов в одном случае за счет улучшения эмиссионных свойств катода, в другом — за счет увеличения потока фотонов на катод из-за увеличения разрядного объема. Эти результаты также подтверждаются экспериментальными фактами. Известно, что возбуждение разряда в больших объемах достигается при достаточно длительных фронтах импульсов

напряжения [10], а увеличение эмиссионных свойств электродов приводит к резкому увеличению энергии, вводимой в газ [37].

Уменьшение  $\Omega$  с ростом  $E$  (рис. 6,а, кривая 1) позволяет объяснить существование высоковольтной границы зажигания объемного разряда. Зависимость этой границы от давления рассчитывалась применительно к условиям эксперимента [31]. Значение  $\gamma_{ph}$  было подобрано так, чтобы при условии  $\Omega = 1$  нижнее граничное напряжение совпадало бы с экспериментальным при  $P = 1 \text{ atm}$ . Далее, при использовании найденного  $\gamma_{ph}$  из условия  $\Omega = 1$  было рассчитано нижнее граничное напряжение для других давлений. Результаты расчетов, представленные на рис. 7, неплохо совпадают с экспериментальными данными [31]. Они также показывают, что высоковольтная граница зажигания объемного разряда (кривая 1) не связана с границей перехода от таунсендовского к стримерному механизму развития разряда (кривая 2) и с напряжением статического пробоя (кривая 3), а определяется развитием катодной неустойчивости.

## Заключение

В заключение подчеркнем основные результаты, полученные с помощью настоящей модели формирования объемного разряда. Показано, что на раннем этапе развития объемного разряда существует стадия, когда ток проводимости определяется фотоэмиссией электронов с катода, что отличает его от классического и переходного тлеющих разрядов. На этой стадии разряд наименее устойчив и при определенных условиях вблизи катода может иметь нитевидный характер, что связано с развитием катодной неустойчивости. Граничное условие развития данной неустойчивости определяет высоковольтную границу зажигания объемного разряда. Подавление данной неустойчивости возможно инжекцией электронов в прикатодную область, использованием плазменного катода или катода с высокими эмиссионными свойствами, а также за счет уменьшения длительности фронта и увеличения амплитуды высоковольтных импульсов, возбуждающих газовый промежуток.

## Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Бычков Ю.И., Кремнев В.В. // УФН. 1972. Т. 107. №С. 201–228.
- [2] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. и др. Инжекционная электроника. Новосибирск: Наука, 1982. 237 с.
- [3] Велихов Е.П., Баранов В.Ю., Летохов В.С. и др. Импульсные  $\text{CO}_2$ -лазеры и их применение для разделения протоков. М.: Наука, 1983. 383 с.
- [4] Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электро-разрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 215 с.
- [5] Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991. 272 с.

- [6] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 253 с.
- [7] Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме М.: Наука, 1987. 160 с.
- [8] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 223 с.
- [9] Напартович А.П., Старостин А.Н. // Химия плазмы. № 6. М.: Атомиздат, 1979. С. 153–208.
- [10] Аполлонов В.В., Байцур Г.Г. и др. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 220–221.
- [11] Павловский А.И., Басманов В.Ф. и др. // Возникновение и развитие газового разряда при высоких давлениях. II Всесоюз. совещание по физике электрического пробоя газов. Тез. докл. Ч. 2. Тарту, 1984. С. 330–332.
- [12] Rogowski W., Tamm R. // Arch. Electrotek. 1928. Vol. 20. N 107. P. 625–634.
- [13] Saxe R.F. // Brit. J. Appl. Phys. 1956. Vol. 7. N 9. P. 336–340.
- [14] Schroder G. // Proc. 7<sup>th</sup> Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Belgrade, 1965. P. 152–157.
- [15] Doran A.A., Mayer J. // Brit. J. Appl. Phys. 1967. Vol. 18. N 6. P. 793–799.
- [16] Gavenor M.C., Mayer J. // Aust. J. Phys. 1969. Vol. 22. N 2. P. 155–167.
- [17] Doran A.A. // Z. Phys. 1968. Bd 208. N 2. P. 427–440.
- [18] Chalmers I.D. // J. Phys. D. 1971. Vol. 4. N 8. P. 1147–1151.
- [19] Месяц Г.А. Исследования по генерации мощных наносекундных импульсов. Докт. дис. Томск, 1966. 292 с.
- [20] Бычков Ю.И., Месяц Г.А., Искольдский А.М. // ЖТФ. 1968. Т. 38. Вып. 8. С. 1281–1287.
- [21] Бычков Ю.И. и др. // Труды Всесоюз. конф. по физике и генераторам наносекундной плазмы. Алма-Ата, 1970. С. 470–475.
- [22] Клименко К.А., Козырев А.В. и др. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 2. С. 196–201.
- [23] Palmer P.S. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. N 3. P. 138–140.
- [24] Levatter J.I., Lin S.C. // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. N 1. P. 210–222.
- [25] Карнюшин В.Н., Солоухин Р.И. // ДАН. 1978. Т. 236. № 2. С. 347–350.
- [26] Kushner M.S. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1991. Vol. 19. N 2. P. 387–399.
- [27] Осипов В.В., Лисенков В.В. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 19. С. 74–78.
- [28] Осипов В.В., Лисенков В.В. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. N 11. С. 1260–1265.
- [29] Shields H., Alcock A.S., Taylor R.S. // Appl. Phys. 1983. Vol. 31. N 1. P. 27–35.
- [30] Belasri A., Voeuf J.P., Pitchford L.C. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. N 3. P. 1553–1567.
- [31] Бычков Ю.И., Осипов В.В. и др. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1986. № 4. С. 89–94.
- [32] Lowke J.J., Phelps A.V., Irwin B.W. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 10. P. 4664–4671.
- [33] Hokazono H., Fujimoto H. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 5. P. 1585–1594.
- [34] Dreiskemper R., Schroder G. et al. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1995. Vol. 23. N 2. P. 180–187.
- [35] Аполлонов В.В., Байцур Г.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 20. С. 1260–1262.
- [36] Бычков Ю.И., Зарослов Д.Ю. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 11. С. 2138–2142.
- [37] Месяц Г.А., Осипов В.В. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 143–146.
- [38] Pearson P.R., Lambertson H.M. // IEEE J. Quant. Electron. 1972. Vol. 8. N 2. P. 145–149.
- [39] Бронин С.Я., Колобов В.М. и др. // ТВТ. 1980. Т. 18. N 1. С. 46–54.
- [40] Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 58–64.
- [41] Козырев А.В., Королев Ю.Д. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 4. С. 864–868.
- [42] Беломятцев С.Я., Бугаев С.П. и др. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1975. № 11. С. 142–143.
- [43] Hidson D.I., Makios V., Morrison R. // Phys. Lett. 1972. Vol. 40A. N 5. P. 413–414.