

УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ В ОБЪЕМНЫХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, В. Б. Пономарев

(Томск)

Процесс контракции объемного газового разряда высокого давления связан с образованием катодного пятна и прорастанием из пятна высокопроводящего искрового канала [1—3]. В работе [4] предложена модель иницирования пятна при высоких напряженностях поля на катоде $E(0)$, когда автоэмиссия с отдельных микровыступов играет заметную роль. В этом случае катодный слой оказывается нестабильным относительно флуктуаций тока автоэмиссии [5, 6], за счет чего при нагреве острия электронным током и током ионов происходит его взрыв и образуется катодное пятно.

Напряженность поля $E(0)$ связана с плотностью тока j законом подобия: $E(0)/p = f(j/p^2)$, где p — давление газа. Отсюда видно, что можно найти зависимость плотности тока разряда от давления при наперед заданном поле на катоде $E(0) = E_*$, достаточном для иницирования катодной неустойчивости. Определению критических полей E_* и плотностей тока объемного разряда, при которых такие поля достигаются, посвящена данная работа.

Расчет напряженности поля на катоде. Для отыскания зависимости $j(p)$ при заданной напряженности поля $E(0) = E_*$ нужно решить систему нелинейных уравнений непрерывности плотности тока и Пуассона

$$(1) \quad -\frac{\partial j_+}{\partial x} = \frac{\partial j_-}{\partial x} = \alpha j_-;$$

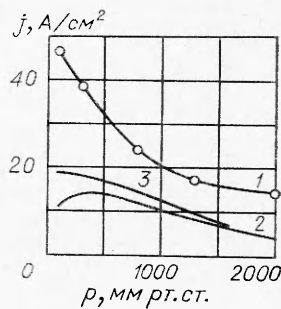
$$(2) \quad \frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\epsilon} (n_+ - n_-);$$

$$(3) \quad j_-(0) = \gamma j_+(0),$$

где j_{\pm} , n_{\pm} — плотность тока и концентрация ионов и электронов; α — коэффициент ударной ионизации; γ — коэффициент вторичной эмиссии; e — заряд электрона; ϵ — диэлектрическая проницаемость.

В работе [7] предложена методика решения (1)—(3) путем преобразования системы уравнений в дифференциальное уравнение второго порядка относительно безразмерной напряженности поля y , которое допускает однократное интегрирование при известных граничных условиях для первой производной. Сравнение результатов расчета по данной методике с результатами численного решения [8—10] представлено на фиг. 1 (кривая 1). Для коэффициента ударной ионизации и дрейфовой скорости ионов использовались аппроксимации $\alpha/p = A \exp(-Bp/E)$, $v_+ = \mu_+ E/p$ при $A = 5,7$, $B = 260$, $\mu_+ = 2 \cdot 10^3$, $\gamma = 0,1$, $E(0) = 4 \cdot 10^5$ (размерности констант вытекают из соответствующих аппроксимаций). Видно, что кривая 1 хорошо совпадает с численным расчетом, поэтому при дальнейшем анализе будем опираться на методику интегрирования системы (1)—(3) [7].

В области высоких E/p , характерных для рассматриваемой задачи, для дрейфовой скорости ионов будем применять приближение слабой зависимости $v_+(E/p)$. Например, в азоте при $E/p \geq 200$ В/см·мм рт. ст. $v_+ = k_+(E/p)^{1/2}$ [11], где $k_+ = 1,1 \cdot 10^4$ см^{3/2} (мм рт. ст.)^{1/2}/с·В^{1/2}.



Фиг. 1

Функция $j(p)$ в данном случае принимает вид

$$(4) \quad j = \frac{2AB^{3/2}k_+ \varepsilon p^2}{3[2\gamma - \ln \gamma - 1]} f_2, \quad f_2 = \exp(-\bar{y}^{-2/3}) \left[\bar{y} - 2y^{1/3} \right] + 2\sqrt{\pi} [1 - \Phi(\sqrt{2}y^{-1/3})],$$

где $y = [E(0)/Bp]^{3/2}$; Φ — интеграл вероятности.

Обсудим влияние изменения функциональной зависимости $\alpha/p(E/p)$ на характер поведения $j(p)$. При больших E/p обычно используются зависимости для α в виде $\alpha/p = A \exp(-Bp/E)$ и $\alpha/p = \sqrt{A_1 E/p} - B_1$, причем при $E/p > 10^3$ В/см·мм рт. ст. последнее выражение дает более крутой подъем α с ростом E/p [12]. Принимая, что это выражение описывает α , начиная с некоторого значения E_1/p , для $j(p)$ получим

$$(5) \quad j = \frac{2AB^{3/2}k_+ \varepsilon p^2}{3[2\gamma - \ln \gamma - 1]} \left\{ f_2(y_1) + \frac{3\sqrt{A_1 B}}{4A} [y^{4/3} - y_1^{4/3}] - \frac{B_1}{A} [y - y_1] \right\}^{1/2}$$

где $y_1 = [E_1/Bp]^{3/2}$; $A_1 = 0,24$ 1/В·см·мм рт. ст.; $B_1 = 3,65$ 1/см·мм рт. ст.

На фиг. 1 показаны функции $j(p)$ при $E(0) = 4 \cdot 10^5$ В/см, рассчитанные по формуле (4) (кривая 2) и формуле (5) (кривая 3). Для высоких давлений $p \geq 500$ мм рт. ст. имеется хорошее согласие, однако при малых давлениях появляется расхождение, связанное с применением различных аппроксимаций коэффициента ударной ионизации. Поскольку достоверные данные по коэффициенту α в области высоких E/p отсутствуют, то вычисление $j(p)$ при $E/p > 2 \cdot 10^3$ В/см·мм рт. ст. носит ориентировочный характер. Отметим, что при таких E/p нужно учитывать ряд новых эффектов, в частности «убегание электронов».

Таким образом, для относительно высоких давлений, опираясь на известные аппроксимации α и v_+ , можно рассчитывать $j(p)$ в диапазоне электрических полей $\sim 10^6$ В/см.

Электрическое поле, необходимое для иницирования катодной неустойчивости и взрывной эмиссии. Чтобы вызвать катодную неустойчивость и связанный с ней взрыв микроострий, напряженность поля на катоде должна превысить некоторую критическую величину E_* . Критическое поле E_* зависит от ряда факторов: чистоты и способа обработки материала катода, вида материала, сорта газа и т. д. Количественное определение E_* и учет отмеченных факторов могут быть сделаны на основе результатов работы [5], где выяснялась роль автоэмиссии в отклонении пробивных напряжений от закона Пашена при высоких давлениях газа и получен критерий пробоя с учетом автоэмиссии. Предполагалось, что ток электронов, иницирующих разряд, обеспечивается за счет эмиссии с отдельных микровыступов катодной поверхности и подчиняется уравнению Фаулера — Нордгейма. Тогда при некотором критическом поле ионы от первичной лавины, приходя в область микровыступа, будут вызывать увеличение поля на нем и дальнейший рост электронного тока, что приведет к развитию самостоятельного разряда. Аналогичные рассуждения проводятся в работе [6] применительно к катодному слою тлеющего разряда с целью объяснения природы его контракции. Критерий самостоятельности разряда для такой модели записывается в виде

$$(6) \quad \exp(-b/E_*) = kE_*^{-1/2}, \quad k = 1,73 \cdot 10^{-9} \frac{b\omega\varepsilon k_+}{p^{1/2}\varphi^2 r^2 N},$$

где ω — средняя энергия электронов в прикатодной области; k_+ — подвижность ионов; φ — работа выхода материала катода; r — радиус микровыступа; N — число ионов в единичной лавине, развивающейся в поле прикатодного слоя; b — постоянная в экспоненциальном множителе

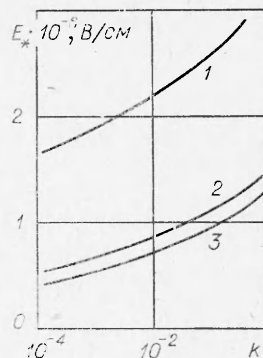
уравнения Фаулера — Нордгейма, учитывающая работу выхода и коэффициент усиления на кончике острия.

Из формулы (6) следует сильная зависимость поля E_* от коэффициента b , т. е. от состояния обработки поверхности катода. Обычно постоянная b определяется экспериментально и составляет приблизительно 10^7 В/см, что соответствует коэффициенту усиления поля около 50. Например, согласно измерениям [5, 6], для нержавеющей стали $b = 2,6 \cdot 10^7$ В/см, для палладия $b = 1,1 \times 10^7$ В/см, для алюминия $b = 9,3 \cdot 10^6$ В/см. В коэффициент k входят подвижность ионов, давление газа, число ионов в лавине, а значит, этот коэффициент является универсальным параметром, характеризующим влияние сорта газа на критическое поле E_* .

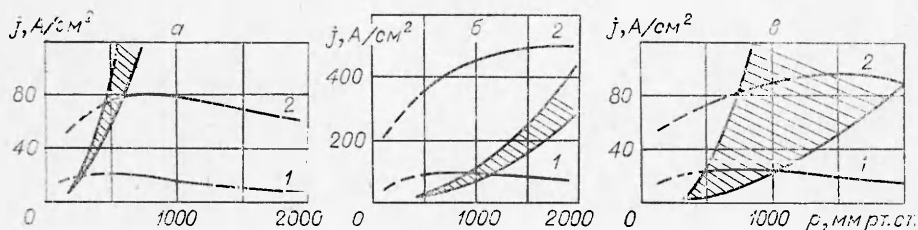
На фиг. 2 приведено решение уравнения (6) при разных b для нержавеющей стали (кривая 1), палладия (кривая 2) и алюминия (кривая 3), которое дает возможный диапазон изменения E_* . Оценка коэффициента k для азота, аргона и криптона показывает, что критическое поле в этих газах имеет величину $(0,8-2) \cdot 10^6$ В/см. В водороде E_* несколько выше, что объясняется сравнительно высокой подвижностью ионов водорода $k_+ = 9 \cdot 10^4$ см^{3/2} (мм рт. ст.)^{1/2} · В^{1/2}. Данные, приведенные на фиг. 2, позволяют выбрать критическое поле для расчета функции $j(p)$ в диапазоне $(0,5-1) \cdot 10^6$ В/см.

Обсуждение результатов. На фиг. 3, а, б приведены кривые $j(p)$ для азота и водорода. Для аргона и криптона приведен один график (фиг. 3, в), так как рассчитанные для этих газов плотности тока совпадают с точностью до нескольких процентов. Кривые 1 соответствуют напряженности поля $E(0) = 5 \cdot 10^5$ В/см, а кривые 2 — напряженности $E(0) = 10^6$ В/см. На фиг. 3 показаны зависимости $j_n/p^2 = \text{const}$, т. е. изменение плотности тока нормального тлеющего разряда с давлением. Заштрихованная область указывает диапазон горения тлеющего разряда в соответствии с экспериментально измеренными в разных работах константами j_n/p^2 . Сопоставляя кривые $j(p)$ и $j_n(p)$, можно ориентироваться, в какой области горения тлеющего разряда (нормальной, поднормальной или аномальной) возможно при данном давлении появление катодного пятна вследствие рассматриваемого механизма взрыва микровыступов.

Для сравнения результатов расчета с экспериментом проанализируем работы по исследованию наносекундного разряда, в которых наблюдалось формирование микровзрывов и катодных пятен. При этом будем сопоставлять определенную в эксперименте плотность тока перед иницированием катодного пятна с рассчитанной и показанной на фиг. 3. Очевидно, что предлагаемый механизм иницирования пятна может работать,



Фиг. 2



Фиг. 3

если измеренная плотность тока выше или равна рассчитанной. В работе [1] проводилось исследование разряда в водороде при $j \approx 800 \text{ А/см}^2$ и $p = 500\text{—}2500 \text{ мм рт. ст.}$ Разряд в криптоне и водороде при $j \approx 100 \text{ А/см}^2$ исследовался также в [2]. В том и другом случае за время в несколько десятков наносекунд наблюдалось инициирование микро-взрывов на катоде. Данные результаты можно рассматривать как подтверждение предлагаемой модели формирования катодного пятна.

Увеличение плотности тока разряда приводит к более быстрому возникновению взрывов. Так, в работе [3] наблюдалось отсутствие взрывов при длительности импульса тока 30 нс и плотности 10^2 А/см^2 , а при плотности тока 10^3 А/см^2 взрывы микровыступов на катоде имели место. Сокращение длительности горения объемного разряда до времен порядка единиц наносекунд и менее наблюдается при повышении плотности тока более 10^3 А/см^2 [13—15].

Таким образом, механизм зарождения катодного пятна, основанный на модели взрывной эмиссии, может непосредственно реализоваться в сильноточных наносекундных разрядах. Имеются, однако, экспериментальные результаты по регистрации катодных пятен в разрядах с малой плотностью тока на объемной стадии [16—19]. Здесь время появления катодного пятна должно быть существенно выше и складываться из двух составляющих: времени достижения электрическим полем на катоде критического значения и времени взрыва. Поэтому в заключение рассмотрим некоторые причины, в силу которых в слаботочных разрядах происходит рост поля на катоде до значения E_* . В работе [18] анализируется механизм тепловой неустойчивости катодного слоя. Считается, что поверхность электрода имеет некоторую неоднородность, в результате чего вблизи этой неоднородности осуществляется повышение выделения энергии и развивается неустойчивость, приводящая к образованию локальной области плазмы высокой концентрации. Это влечет за собой повышение поля и развитие катодной неустойчивости.

Другой причиной повышения электрического поля $E(0)$ может быть зарядка диэлектрических вкраплений и загрязнений, присутствующих на поверхности катода, ионным током. При наличии таких вкраплений с высоким удельным сопротивлением поле $E(0)$ повышается до 10^6 В/см и более, т. е. до величин, вызывающих автоэмиссию, пробой диэлектрика и образование катодного пятна. Данная идеология с соответствующими экспериментальными подтверждениями развита в работе [19] для объяснения перехода тлеющего разряда низкого давления в дугу.

Поступила 13 XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Cavenor M. C., Meyer J. The development of spark discharge in hydrogen. — «Aust. J. Phys.», 1969, vol. 22, p. 155.
2. Kekez M. M., Barrault M. R., Craggs J. D. Spark channel formation. — «J. Phys. D: Appl. Phys.», 1970, vol. 3, N 12.
3. Бакинт Р. Б., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Формирование искрового канала и катодного пятна в импульсном объемном разряде. — «Физика плазмы», 1977, т. 3, вып. 3.
4. Месяц Г. А. О взрывных процессах на катоде в газовом разряде. — «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, вып. 19.
5. Boyle W. S., Kisliuk P. Departure from Paschen's law of breakdown in gases. — «Phys. Rev.», 1955, vol. 97, N 2.
6. Boyle W. S., Haworth F. E. Glow-to-arc transition. — «Phys. Rev.», 1956, vol. 101, N 3.
7. Ульянов К. Н. Теория нормального тлеющего разряда при средних давлениях. — ГВТ, 1972, т. 10, № 5.

8. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics.— «J. Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 9.
9. Захаров В. В., Каршиков А. А., Чехунов В. Е. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией.— ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 9.
10. Королев Ю. Д., Пономарев В. Б., Сынах В. С. Режимы поддержания тока в катодном слое несамостоятельного объемного разряда, возбуждаемого электронным пучком.— ПМТФ, 1979, № 1.
11. Schlumbohm H. Messung der Driftgeschwindigkeiten von elektronen und positiven Ionen in Gasen.— «Z. Phys.», 1965, vol. 182, p. 317.
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. (Установившийся ток). М., «Наука», 1971.
13. Андреев С. И., Новикова Г. М. Структура объемного разряда наносекундной длительности.— «Письма в ЖТФ», 1975, т. 1, вып. 14.
14. Barreto E., Jurenka H., Reynolds S. I. The formation of small sparks.— «J. Appl. Phys.», 1977, vol. 48, N 11.
15. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Тарасова Л. В. Некоторые вопросы физики высоковольтных наносекундных разрядов в плотных газах.— «Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика», 1977, т. 20, вып. 4.
16. Королев Ю. Д., Хузеев А. П. Формирование искрового канала в объемном разряде, инициируемом пучком быстрых электронов.— ТВТ, 1975, т. 13, вып. 4.
17. Farish O., Tedford D. J. Cathode spots in the transient glow discharge in nitrogen.— «Brit. J. Appl. Phys.», 1966, vol. 17, p. 965.
18. Savic P., Rekez M. M. A study of breakdown delay in electrically pumped laser gases.— «Can. J. Phys.», 1977, vol. 55, N 4.
19. Lutz M. A. The glow to arc transition — a critical review.— «IEEE Trans. Plasma Sci.», 1974, vol. 2, N 1.

УДК 538.56

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ НЕЙТРОНАМИ В ВОЗДУХЕ

Ю. А. Медведев, Е. В. Метелкин

(Москва)

Известно [1], что выходящее в воздух гамма-излучение приводит к возбуждению в окружающем источнике пространстве электромагнитных полей. В работах [1, 2] проведены расчеты полей в зоне токов и в волновой зоне для экспоненциально спадающего со временем импульса гамма-излучения при наличии слабой пространственной асимметрии в распределении излучающих токов. Характер и происхождение этой асимметрии в [1, 2] не конкретизировались. В [3] решена модельная задача о полях, возбуждаемых нестационарным источником гамма-излучения, расположенным на плоской границе раздела идеальный проводник — однородный воздух. В работе [4] задача о полях рассматривалась для изотропного источника, находящегося в неоднородном воздухе, без учета влияния подстилающей поверхности. Плотность воздуха в [1—4] принималась нормальной или близкой к ней. Электромагнитный импульс, теоретически рассчитанный в [1—4], характеризуется длительностями полупериодов порядка нескольких микросекунд и общей длительностью порядка десятка микросекунд. Отношение амплитуд поля в различных полупериодах порядка десяти.

В работе [5] представлена запись временной зависимости вертикальной составляющей электрического поля, зарегистрированной на расстоянии 44,6 км от источника. Сопоставление данных теории [1—4] и эксперимента [5] указывает на существенное качественное и количественное расхождение (см. [6]) теоретических и экспериментальных результатов, поскольку экспериментальный импульс поля характеризуется временами порядка десятка микросекунд, отношением амплитуд первых полупериодов порядка единицы и общей длительностью порядка сотни микросекунд.

Поскольку любая физически возможная модификация механизмов излучения, рассмотренных в [2—4], не приводит к существенному улучшению согла-