

## ОБ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕЙ ИОНИЗАЦИИ

В. А. Феокистов

(Москва)

Изучение особенностей электрической прочности и электропроводности газового промежутка, подвергнутого действию внешнего ионизирующего излучения, представляет интерес в связи с техническим применением иницированного объемного разряда [1] и вопросами газовой изоляции в поле ионизирующего излучения.

Для электрической прочности промежутка в условиях действия источника ионизации большой интенсивности свойственно то, что пробой может развиваться при недонапряжении  $\eta$  ( $\eta = (U_0 - U_*)/U_0$ ,  $U_0$  — статическое пробивное напряжение,  $U_*$  — пробивное напряжение при наличии внешней ионизации), составляющем десятки процентов. Процесс пробоя характеризуется тем, что в результате развития неустойчивости объемный несамостоятельный разряд переходит в искровой. Время развития пробоя  $\tau$  сильно зависит от приложенного напряжения и изменяется в пределах нескольких порядков.

Протекание тока в стадии несамостоятельного разряда характеризуется высокой электропроводностью. Согласно [2], это объясняется тем, что вблизи катода образуется прикатодный слой, выполняющий роль эмиттера с неограниченной эмиссионной способностью. При достаточно большой интенсивности ионизирующего излучения толщина слоя  $\Delta d$  и падение напряжения в нем  $U_K$  удовлетворяют неравенствам  $\Delta d \ll d$  и  $U_K \ll U$  (где  $d$  — межэлектродное расстояние,  $U$  — приложенное напряжение). Наличие эмиттерного слоя и отсутствие искажения поля в большей части промежутка обеспечивают высокую электропроводность.

В данной работе сделана попытка объяснить неустойчивость (при  $\tau \sim 10^{-7}$  с) объемного несамостоятельного разряда, иницированного внешним постоянным источником ионизации, на основе таунсендовской ионизации в неоднородном поле, а также обсуждается роль ударной ионизации в обеспечении эмиссионной способности прикатодного слоя на примере расчета тока проводимости при действии внешнего импульсного источника ионизации.

1. С целью возможного объяснения иницированного пробоя при конечных значениях  $\eta$  рассматривается развитие тока в воздушном промежутке при действии постоянного и однородного источника ионизации. Исходная система уравнений, а также граничные и временные условия имеют вид

$$(1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial q_+}{\partial t} &= \alpha(E) j_e + \frac{\partial j_+}{\partial x} + Q, & \frac{\partial q_-}{\partial t} &= \beta(E) q_e - \frac{\partial j_-}{\partial x}, \\ \frac{\partial q_e}{\partial t} &= \alpha(E) j_e - \frac{\partial j_e}{\partial x} - \beta(E) q_e + Q, & \frac{\partial E}{\partial x} &= -4\pi(q_+ - q_- - q_e), \\ j_-(0, t) &= j_+(0, t) = 0, & j_e(0, t) &= \gamma_+ j_+(0, t) + \\ & & & + \gamma_\Phi \int_0^d \alpha(x, t) j_e(x, t) dx, \\ \int_0^d E(x, t) dx &= U = \text{const}, & q_-(x, 0) &= q_+(x, 0) = q_e(x, 0) = 0, \\ j(t) &= \frac{1}{d} \int_0^d [j_e(x, t) + j_+(x, t) - j_-(x, t)] dx, \end{aligned}$$

где  $j_+$ ,  $j_-$ ,  $j_e$  и  $q_+$ ,  $q_-$ ,  $q_e$  — плотности токов и зарядов для положительных и отрицательных ионов и электронов;  $\alpha(E)$  и  $\beta(E)$  — коэффициенты ударной ионизации и прилипания;  $Q$  — удельный заряд, создаваемый в газе внешним источником ионизации;  $\gamma_+$  и  $\gamma_\phi$  — коэффициенты вторичной ионизации на катоде за счет ионного удара и фотоионизации;  $j$  — плотность разрядного тока в промежутке.

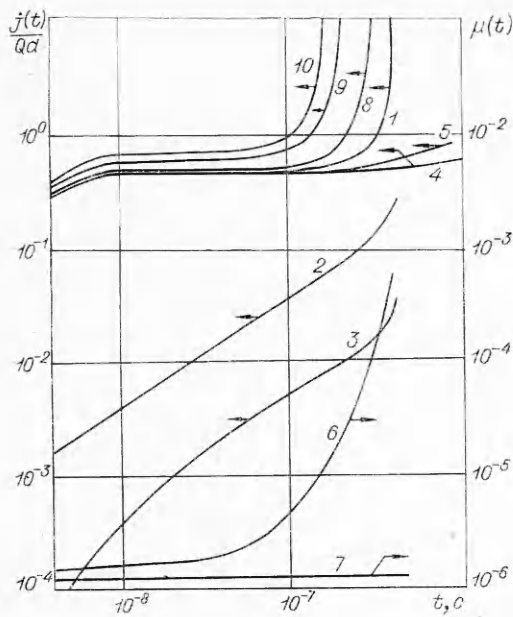
При численном решении системы для коэффициента  $\alpha(E)$  были использованы известные эмпирические выражения [3], справедливые в соответствующих интервалах изменения  $E/p$ . Процесс прилипания описан коэффициентом  $\beta(E) = (ep/m_e \mu_e) h(E)$ , где  $e$ ,  $m_e$ ,  $\mu_e$  — заряд, масса и подвижность электронов; для вероятности прилипания  $h(E)$  использована приведенная в [4] графическая зависимость. Рекомбинацией пренебрегалось, поскольку время развития неустойчивости  $\tau$  при рассмотренных параметрах задачи существенно меньше времени рекомбинации.

Система (1) решалась численно путем представления в конечных разностях [5]. Выбор шагов по координате  $\Delta x$  и времени  $\Delta t$  проводился из условия устойчивости решения ( $\Delta t \leq \Delta x/v_e(E)$ ). Кроме этого, дополнительный подбор величин  $\Delta x$  и  $\Delta t$  проводился эмпирическим путем из условия малости приращения переменных функций по сравнению с их абсолютными значениями на каждом шаге по координате и времени.

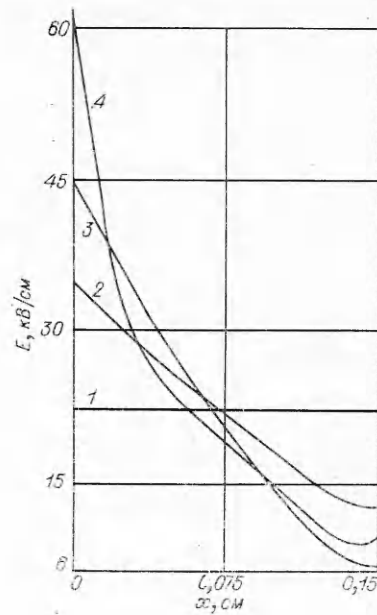
На фиг. 1 приведены расчетные кривые разрядного тока (в безразмерных величинах  $j/Qd$ ) и коэффициента газового усиления  $\mu(t)$ , характеризующие влияние ударной ионизации и искажения поля на временное изменение тока в плоскопараллельном промежутке с расстоянием  $d = 0,15$  см ( $\Delta x = d/50$ ,  $\Delta t_0 = 10^{-9}$  с,  $\gamma_+ = 0$ ,  $\gamma_\phi = 1,5 \cdot 10^{-5}$ ). Кривые 1—3 описывают разрядный ток  $j$ , ток положительных  $j_+$  и отрицательных  $j_-$  ионов соответственно при  $U = 3,3$  кВ и  $Q = 3 \cdot 10^8$  Р/с (плотность тока  $j_n$  эквивалентного пучка электронов, создающего заряд  $Q$  в воздухе при  $p = 760$  мм рт. ст., определяется по формуле  $j_n = 6,6 \cdot 10^{-12} Q$  А/см<sup>2</sup>). Как видно из этих кривых, полный ток  $j$  в основном определяется электронной компонентой. Кривая 4 описывает ток  $j$  при  $\alpha = 0$  (параметры  $U$  и  $Q$  соответствуют кривой 1). Из сравнения кривых 1 и 4 видно, что резкое возрастание тока при  $t \sim 4 \cdot 10^{-7}$  с связано с размножением электронов за счет ударной ионизации. То обстоятельство, что возрастание тока за счет этого процесса происходит при  $U < U_0$  ( $\mu_0 \equiv \gamma(e^{\alpha_0 d} - 1) \ll 1$ ), объясняется тем, что в результате образования в газе внешним источником достаточно большого удельного заряда  $Q \geq U/4\pi d^2 \tau$  ( $Q \geq 2 \cdot 10^8$  Р/с при  $U \simeq 4$  кВ,  $d \simeq 0,15$  см и  $\tau \simeq 3 \cdot 10^{-7}$  с) происходит искажение поля, что приводит к возрастанию величины  $\int_0^d \alpha(x, t) dx$  по сравнению с начальным значением  $\alpha_0 d$ .

Для уточнения влияния объемного заряда на процесс ударной ионизации проведен расчет тока  $j$  при  $U = 3,3$  кВ и достаточно малой удельной ионизации  $Q$  ( $Q = 10^2$  Р/с), когда заведомо можно пренебречь искажением поля (кривая 5). В этом случае отсутствует крутой подъем тока; медленное возрастание тока, описываемое кривыми 4 и 5, обусловлено накоплением положительных ионов в промежутке в процессе действия постоянного источника ионизации. Кривые 6, 7 дают изменение во време-

ни коэффициента газового усиления  $\mu(t) \equiv \gamma \left( e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right)$  при  $Q = 3 \cdot 10^8$  Р/с и  $Q = 10^2$  Р/с соответственно ( $U = 3,3$  кВ). Увеличение  $\mu$  при  $Q = 3 \times 10^8$  Р/с подтверждает вывод о том, что резкое возрастание тока обусловлено усилением ударной ионизации за счет искажения поля. При увели-



Фиг. 1



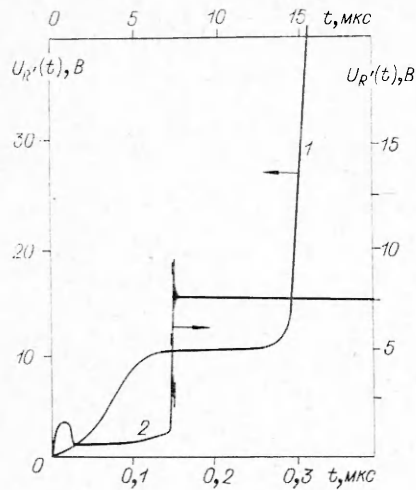
Фиг. 2

чении приложенного напряжения время развития пробоя уменьшается, что видно из кривых 8–10 ( $8 - U = 3,6$  кВ;  $9 - U = 4,2$  кВ;  $10 - U = 4,2$  кВ,  $\beta \rightarrow \beta/3$ ).

Распределение поля при  $Q = 3 \cdot 10^8$  Р/с,  $U = 3,3$  кВ и в различные моменты времени, предшествующие резкому подъему тока, показано на фиг. 2 (кривые 1–4 относятся к моментам времени  $t = 0$ ;  $1,7 \cdot 10^{-7}$ ;  $3,02 \cdot 10^{-7}$ ;  $4,0 \cdot 10^{-7}$  с). Таким образом, рассматривая только баланс частиц с учетом действия объемного заряда, можно получить в недонапряженном промежутке ( $\eta \leq 30\%$ ) и при временах  $\tau \sim 10^{-7}$  с развитие тока в условиях действия постоянного и однородного источника ионизации.

Расчетные кривые 1, 8, 9 на фиг. 1 близки к экспериментально наблюдаемым осциллограммам разрядного тока. При экспериментальном определении инициированного пробоя воздушного промежутка использована схема, включающая накопительный конденсатор ( $C = 1100$  пФ), разрядный промежуток ( $C_1 = 1$  пФ) с электродами из нержавеющей стали, нагрузочное сопротивление  $R = 1$  кОм. В качестве источника ионизации использован электронный ускоритель, имеющий пучок электронов ( $E_e \approx 1$  мэВ) с фронтом нарастания  $\sim 10^{-7}$  с и длительностью импульса  $\sim 10^{-6}$  с. Пучок электронов был направлен параллельно плоскости электродов. Регистрировались осциллограммы напряжения  $U_{R'}(t)$  на сопротивлении  $R' = R/14$ . Для выбранных параметров измерительной схемы при  $t \geq 10^{-7}$  с можно пренебречь различием между разрядным током в промежутке и током во внешней цепи, так что осциллограмма напряжения  $U_{R'}(t)$  пропорциональна импульсу тока в промежутке, при этом  $j(t) = U_{R'}(t)/R'S$ , где площадь электродов  $S = 1,5$  см<sup>2</sup>.

Форма импульса разрядного тока зависит от приложенного напряжения  $U$ . Если величина  $U$  меньше некоторого граничного значения  $U_*$ , то импульс тока в промежутке по форме повторяет импульс пучка электронов. При  $U > U_*$  наблюдается развитие неустойчивости, приводящей к искровому пробоя. На фиг. 3 воспроизведены две характерные осциллограммы разрядного тока при наличии пробоя. Кривая 1 ( $d = 0,12$  см,



Фиг. 3

$Q = 10^9$  P/c,  $U = 3,6$  кВ,  $E/p = 40$  В/см·мм рт. ст.,  $\eta \sim 30\%$ ) относится к тому случаю, когда время развития пробоя  $\tau$  меньше длительности пучка электронов  $T$ , так что формирование пробоя происходит в условиях действия постоянного источника ионизации. Именно к этому случаю относился приведенный выше расчет разрядного тока. Удовлетворительное совпадение по времени формирования пробоя расчетных (кривая 8 на фиг. 1) и экспериментальных (кривая 1 на фиг. 3) данных при близких значениях  $Q$  и  $d$  показывает возможность объяснения пробоя в недопапращенном промежутке ( $\eta \leq 30\%$ ) за счет усиления ударной ионизации в неоднородном поле.

При увеличении  $\eta$  развитие пробоя происходит после отключения электронного облучения на стадии задержанной компоненты тока (кривая 2 на фиг. 3,  $d = 0,2$  см,  $Q = 7 \cdot 10^8$  P/c,  $U = 3,2$  кВ,  $\eta = 48\%$ ,  $E/p = 27$  В/см·мм рт. ст.), при этом время задержки пробоя после отключения пучка электронов изменяется в пределах нескольких порядков. Если допустить, что за время действия ионизирующего излучения в силу искажения поля коэффициент  $\mu$  приближается к единице, то после отключения источника ток должен был бы поддерживаться за счет вторичных процессов ионизации и для кривой тока были бы характерны периодические всплески подобно тому, как это имеет место при колебаниях тока в генерациях электронных лавин при  $\mu_0 \approx 1$  [6]. Монотонный характер изменения задержанной компоненты тока, а также большое время развития пробоя (превышающее в отдельных случаях по порядку величины время пролета ионов), по-видимому, свидетельствует о том, что рассмотрение системы (1) без учета энергетического баланса [7], а также процессов отлипания [6] является недостаточным для объяснения механизма неустойчивости несамостоятельного объемного разряда при временах развития пробоя  $1-10^3$  мкс.

2. При приближенном рассмотрении электропроводности исходят из того [2], что поле в промежутке равно  $E = U/d$ , за исключением прикатодного слоя, в котором оно возрастает по линейному закону, при этом параметры слоя ( $\Delta d$ ,  $E(0)$  — поле на катоде) получаются из того условия, что размножение электронов в слое за счет объемной ударной ионизации и вторичной ионизации на катоде должно обеспечить непрерывность тока в промежутке.

В отличие от этого в [8] распределение поля в объемном разряде, инициированном пучком электронов, получается в результате численного решения самосогласованной задачи, включающей уравнение непрерывности электронов и уравнение Пуассона. Расчет распределения поля в [8] ограничен временами  $t \leq 7,7 \cdot 10^{-9}$  с. Для этих моментов времени искажение поля происходит только в узкой области вблизи катода. Сделанное в [8] сравнение расчетных вариантов, учитывающих и пренебрегающих ударной ионизацией, показывает, что в случае однородного по объему внешнего источника ударная ионизация не влияет на распределение поля. Этот результат, по-видимому, связан с малым временем рассмотрения. Если время  $t \ll d/v_e$ , то в силу малости толщины слоя ( $\Delta d \sim v_e t$ ) падение

напряжения в нем  $U_K \sim E(0)\Delta d \ll \ll U$  и поле вне слоя искажено слабо с учетом условия  $\int_0^d E(x) dx = U$ .

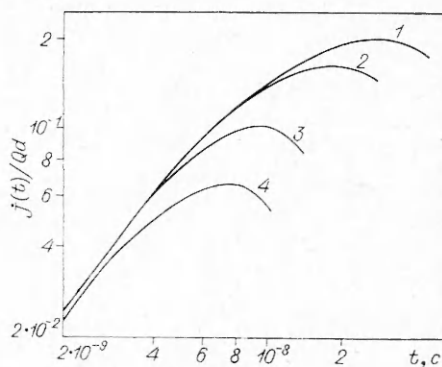
При бóльших временах ( $t \sim \sim d/v_e$ ) поле вне слоя будет зависеть от эмиссионной способности прикатодного слоя и, в частности, от ударной ионизации в нем, если этот процесс определяет эмиссию электронов из этой области. К сожалению, при больших  $Q$  алгоритм расчета очень чувствителен к выбору шагов  $\Delta x$  и  $\Delta t$ , и для получения решения, отвечающего физическому содержанию задачи, расчет необходимо вести при малых значениях  $\Delta t (\Delta t \sim 1/Q^n, n < 1)$ , что существенно увеличивает объем машинного времени.

Путем численного решения системы (1) проведен расчет тока проводимости и распределения поля в воздушном промежутке ( $p = 760$  мм рт. ст.,  $d = 0,2$  см,  $E/p = 10$  В/см·мм рт. ст.) при действии импульсного ионизирующего излучения вида  $Q(t) = Q_0 \{ \exp[-t/\tau_1] - \exp[-t/\tau_2] \}$ ,  $\tau_1 = 2 \cdot 10^{-8}$  с,  $\tau_2 = 10^{-9}$  с.

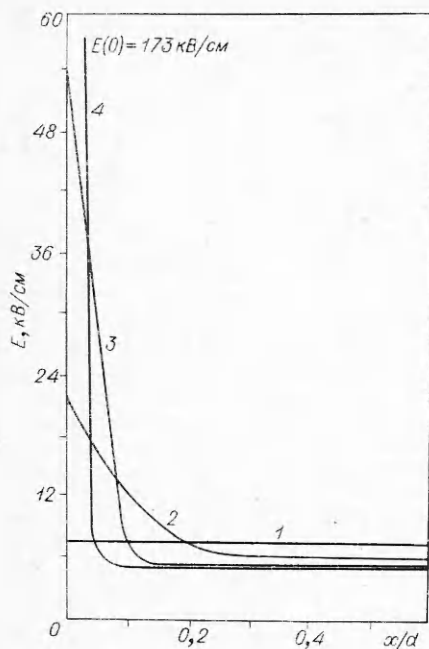
При расчете шаг по координате  $\Delta x$  был равен  $d/100$ , а начальное значение шага по времени  $\Delta t_0$  составляло  $10^{-10}$  с. На фиг. 4 кривые 1—4 при  $Q = 10^2; 10^{10}; 10^{11}; 10^{12}$  Р/с соответственно дают разрядный ток  $j$  в безразмерных величинах  $j/Qd$  в момент времени  $t \simeq t_1$ , где  $t_1$  — время достижения током максимума, при этом  $\gamma_+ = 0,02$ ,  $\gamma_\Phi = 0$ . Соответствующее распределение поля при тех же значениях  $Q$  описывается кривыми 1—4 на фиг. 5. При переходе от  $Q = 10^2$  Р/с к  $Q = 10^{10} - 10^{12}$  Р/с, несмотря на сильное перераспределение поля, амплитуда тока в относительных величинах  $j/Qd$  изменяется на множитель порядка единицы.

Тот факт, что по мере увеличения мощности ионизации  $Q$  происходит снижение амплитуды тока  $j/Qd$  и уменьшение поля вне слоя по сравнению с начальным значением, свидетельствует об экранировке разряда прикатодным слоем. Сравнение расчетных вариантов при  $\alpha = 0$  и  $\alpha \neq 0$  показывает, что при  $Q \leq 10^{11}$  Р/с вклад ударной ионизации в амплитуду тока и распределение поля пренебрежимо мал. Вместе с тем при  $Q = 10^{12}$  Р/с наблюдается конечное различие как в распределении поля, так и во временном изменении тока в зависимости от того, включена в рассмотрение ударная ионизация или нет.

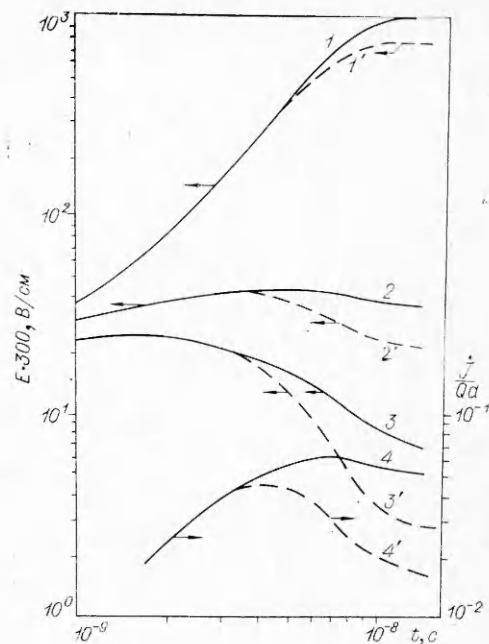
На фиг. 6 для  $Q = 10^{12}$  Р/с ( $\gamma_+ = 0$ ,  $\gamma_\Phi = 1,5 \cdot 10^{-5}$ ) показано изменение во времени поля на катоде, на аноде и в центре промежутка при  $\alpha \neq 0$  (кривые 1—3) и при  $\alpha = 0$  (кривые 1'—3'). Кривые 4 и 4' дают импульс тока при  $\alpha \neq 0$  и  $\alpha = 0$  соответственно. По мере спада внешней ионизации при  $\alpha \neq 0$  ток во времени уменьшается медленнее, чем в случае  $\alpha = 0$ , что связано с размножением электронов в прикатодном слое за счет ударной ионизации. По сравнению со случаем  $\alpha = 0$  учет ударной ионизации приводит к тому, что поле на катоде и в центре промежутка увеличивается, а толщина прикатодного слоя уменьшается. Хотя, например, в случае кривой 4 на фиг. 4 средняя плотность электронов достигает значения  $n_e \sim j/v_e(d/2) \sim 10^{12} - 10^{13}$  см $^{-3}$ , тем не менее параметры прикатодного слоя в воздушном промежутке таковы, что эмиссия электронов из слоя за счет ударной ионизации и вторичных процессов на катоде до-



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

статочно слабо компенсирует экранировку поля в центре промежутка.

При больших  $Q$  происходит сильное возрастание поля на катоде, в частности, в случае кривой 4 на фиг. 5 и кривой 1 на фиг. 6  $E(0) \sim (2-3)10^5$  В/см. С учетом увеличения реального поля на катоде за счет шероховатости поверхности возможна автоэлектронная эмиссия; этот процесс может стать более важным в создании эмиттерного прикатодного слоя по сравнению с ударной ионизацией.

Поступила 2 VIII 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе.— «Усп. физ. наук», 1974, т. 114, вып. 2.
2. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Сучков А. Ф. Газовые лазеры при высоких давлениях.— «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 14, с. 421.
3. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. М., «Наука», 1971.
4. Мак-Дональд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М., «Мир», 1969.
5. Данцер А. А., Феоктистов В. А. Снижение пробивного напряжения газа при действии импульсного ионизирующего излучения.— ПМТФ, 1973, № 6.
6. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.
7. Менахин Л. П., Ероценков Е. К., Ульянов К. Н. Неустойчивость тока в молекулярных газах.— ЖТФ, 1975, т. XLV, № 6.
8. Евдокимов О. Б., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Пономарев В. Б. Распределение поля в объемном газовом разряде, инициированном пучком быстрых электронов.— ЖТФ, 1973, т. XLIII, № 11.