

В заключение авторы выражают благодарность Д. Д. Рютову и Б. Н. Брейзману за плодотворные обсуждения и интерес к работе, В. С. Койдану и В. В. Колюхову за ценные советы и содействие в проведении экспериментов.

Поступила 7 V 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Carmel Y., Ivers J., Kribel R. E., Nation J. Intense coherent Cherenkov radiation due to the interaction of a relativistic electron beam with a slow-wave structure.— «Phys. Rev. Lett.», 1974, vol. 33, N 21, p. 1278.
2. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В., Цопл Л. Э. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов.— «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 18, вып. 4.
3. Абрашнгов Ю. И., Койдан В. С., Колюхов В. В., Лагунов В. М., Лукьянов В. Н., Меклер К. И., Рютов Д. Д. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, вып. 4. с. 1324.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., «Наука», 1973.
5. Brejzman V. N., Ryutov D. D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum.— «Nuclear fusion», 1974, vol. 14, N 6, p. 873.

УДК 537.521.7

ПАРАМЕТРЫ СТРИМЕРНОГО ПРОБОЯ В КСЕНОНЕ

*А. И. Захаров, Ю. К. Земцов,
И. В. Маринов, А. П. Осипов*

(Москва)

Из экспериментов [1—3] известно, что скорость стримеров, инициируемых в центре межэлектродного промежутка и распространяющихся к электродам в условиях, когда длина стримера сравнима с расстоянием между электродами, линейно возрастает с увеличением длины стримеров. Эта зависимость качественно согласуется с теорией [4]. В то же время скорость стримеров, начинающихся с электродов и распространяющихся в длинном межэлектродном промежутке, остается практически постоянной в течение всего процесса распространения [5, 6]. В случае коротких промежутков (2—5 см) постоянство скорости наблюдается в течение той стадии процесса, когда длина стримера гораздо меньше ($\approx 20\%$) длины промежутка [7]. Поскольку распространением стримера управляет электрическое поле у его конца, постоянство скорости стримера свидетельствует о постоянстве управляющего поля в указанных условиях.

В работах [8—13] предложен ряд теоретических моделей, описывающих равномерно движущиеся анодно- и катодно-направленный (в дальнейшем анодный и катодный) стримеры. Сопоставление данных эксперимента с соответствующей теоретической моделью позволяет определить параметры стримера: электрическое поле, концентрацию заряженных частиц, плотность тока, радиус канала и т. д. В случае анодного стримера в Хе попытка такого сопоставления была предпринята, в частности, в работе [6]. Однако отсутствие надежных данных о значении дрейфовой скорости и коэффициента диффузии электронов в Хе при $E/r \approx (10^2 - 10^3)$ В/см·мм рт. ст. позволило выполнить лишь грубые оценки.

В данной работе выполнен численный расчет дрейфовой скорости, коэффициента диффузии электронов в Хе и скорости возбуждения атомов Хе на ре-

зонансный уровень в области значений $E/p \simeq (10^{-1} 10^3)$ В/см·мм рт. ст., а также измерена вольт-амперная характеристика пробоя в условиях [6] ($p_0 = 300$ мм рт. ст., $E \simeq 10^4 - 10^5$ В/см). С использованием этих результатов, формул для скорости анодного [12] и катодного [13] стримеров и данных эксперимента [6] определены параметры стримеров, изучавшихся в работе [6].

1. Необходимые для определения параметров стримера макроскопические характеристики и транспортные коэффициенты электронной компоненты плазмы можно рассчитывать, зная функцию распределения электронов. Оценка показывает, что в условиях эксперимента [6] выполняется соотношение $Q_{ee}n_e \ll (2m/M)Q_{ea}n_a$, что соответствует степени ионизации плазмы $\simeq n_e/n_a \ll (2m/M) \cdot Q_{ea}/Q_{ee} \sim 10^{-5}(n_e, n_a \text{ и } m, M - \text{концентрация и масса электронов и атомов соответственно; } Q_{ee}, Q_{ea} - \text{сечения электронно-электронных и электронно-атомных столкновений соответственно})$. Это означает, что в расчетах функции распределения электронно-электронными столкновениями можно пренебречь. При этом время установления функции распределения $\tau' \sim (2m/M) Q_{ea}n_a v_e \sim 10^{-7}$ с (v_e — тепловая скорость электронов) оказывается меньше характерной длительности процесса [6], составляющей величину $\sim 10^{-6}$ с.

В таких условиях можно воспользоваться стационарным уравнением для функции распределения электронов $f(u)$ в слабоионизованной плазме [14]

$$(1.1) \quad \frac{E^2}{3} \frac{d}{du} \left[\frac{u}{n_a Q_m(u)} \frac{df}{du} \right] + \frac{2m}{M} \frac{d}{du} [u^2 n_a Q_m(u) f(u)] + \frac{2m}{M} T_a \frac{d}{du} \times \\ \times \left[u^2 n_a Q_m(u) \frac{df}{du} \right] + n_a \sum_i (u + u_i) f(u + u_i) Q_i(u + u_i) - \\ - n_a u f(u) \sum_i Q_i(u) = 0,$$

где $u = mv_e^2/2e$ — энергия электрона, эВ; E — напряженность электрического поля, В/см; Q_m — транспортное сечение; T_a — температура атомов, эВ; Q_i — сечения неупругих процессов, Q_m и Q_i выражены в единицах SGSE.

Уравнение (1.1) можно привести к виду [15]

$$(1.2) \quad f(u) = A \exp \left[- \int_0^u \frac{du'}{\Phi(u') f(u')} \sum_i \int_{u'}^{u'+u_i} \Psi_i(u'') f(u'') du'' \right],$$

$$\text{где } \Phi(u) = u \left[\frac{(E/n_a)^2}{3Q_m(u)} + u' \frac{2m}{M} T_a Q_m(u) \right]; \quad \Psi_i(u) = u Q_i(u).$$

Уравнение (1.2) решалось итерационным методом по схеме

$$f_n(u) = A \exp \{ -B [f_{n-1}(u'')/f_{n-1}(u')] \},$$

где ядро

$$B = \int_0^u \frac{du'}{\Phi(u') f_{n-1}(u')} \sum_i \int_{u'}^{u'+u_i} \Psi_i(u'') f_{n-1}(u'') du'',$$

а в качестве нулевого приближения выбиралась функция $f_0(u) = 1$ для всех значений u .

В расчетах учитывалось десять каналов неупругих взаимодействий: возбуждение из основного состояния $5p^6$ на уровни $6s, 7s, 8s, 6p, 7p, 8p$,

5d, 6d, 7d и ионизация из основного состояния. Сечения упругого рассеяния [16] и ионизации [17] известны из эксперимента, а сечение возбуждения рассчитывалось в борновском приближении по методу, изложенному в работе [18]. Нормирующий множитель A в выражении (1.2) находился из условия

$$\int_0^{\infty} V \bar{u} f(u) du = 1.$$

По известной функции распределения определялись дрейфовая скорость электронов

$$v = - \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{E}{3n_a}} \int_0^{\infty} \left[u \frac{df}{du} / Q_m(u) \right] du,$$

их коэффициент диффузии

$$D = \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{1}{3n_a}} \int_0^{\infty} [uf(u) / Q_m(u)] du$$

и скорость возбуждения электронным ударом i -го уровня

$$K \equiv \langle \sigma_i v_e \rangle = \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_{u_i}^{\infty} uf(u) Q_i(u) du.$$

Все вычисления проводились на ЭВМ БЭСМ-6 в предположении $T_a = 0$. На фиг. 1 представлена зависимость дрейфовой скорости (1 — данная работа, 2 — эксперимент [19]), коэффициента диффузии электронов в Хе и скорости возбуждения атомов Хе на резонансный уровень от E/ρ .

2. Сравним величину рассчитанной дрейфовой скорости (фиг. 1) со скоростью распространения анодного стримера, измеренной в работе [6]; в [12] показано, что скорость анодного стримера можно определить из соотношения

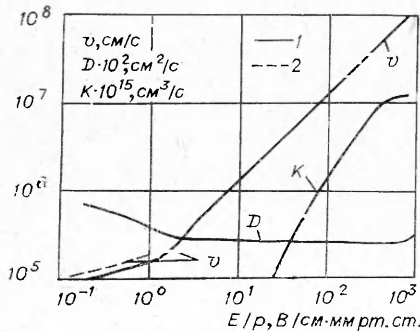
$$(2.1) \quad u_a = \mu E + 2\sqrt{D\alpha\mu E},$$

где μ , D — подвижность и коэффициент диффузии электронов; α — первый коэффициент Таунсенда. Второе слагаемое в (2.1) представляет собой скорость диффузии электронов, которая не может превышать дрейфовую

скорость $v = \mu E$ [12]. Таким образом, измеренные величины u_a не должны отличаться от расчетных более чем вдвое. Напряженность электрического поля вдали от электродов разрядной трубки в условиях [6] можно оценить из соотношения

$$(2.2) \quad E \simeq \varepsilon U / 2 \ln \Delta / r_0,$$

где U — напряжение на трубке; $\Delta = 2$ мм — толщина кварцевой стенки трубки; $r_0 = 0,4$ мм — радиус вспомогательного электрода (проволочки); $\varepsilon = 3,75$ — диэлектрическая проницаемость



Фиг. 1

U , кВ	E , кВ/см	$u_a \cdot 10^{-7}$, см/с	α , см ⁻¹	θ , %	$n_e \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	j , А/см ²	J , А	\bar{r}_a , см	$u_K \cdot 10^{-7}$, см/с	\bar{r}_K , см
10	53	4	1270	16,6	1,06	38	84	0,84	4,6	0,07
15	107	8	2800	22,2	5,8	420	133	0,32	11,4	0,12
20	190	14	4500	20,2	16,6	2070	186	0,17	17	0,15

кварца. При $U = 10$ кВ $E \simeq 100$ кВ/см и скорость дрейфа при давлении ксенона 300 мм рт. ст. составляет величину $\simeq 5 \cdot 10^7$ см/с (см. фиг. 1), что согласуется с величиной $u_a = 4 \cdot 10^7$ см/с, измеренной в работе [6].

Формула (2.2) дает лишь грубую оценку поля E . В действительности распространением пробоя управляет поле на конце стримера, зависящее не только от приложенного напряжения U , но и от радиуса кривизны конца стримера, определяемого процессами переноса частиц и излучения, которые зависят от электрического поля. Поэтому непосредственно определение управляющего поля сталкивается с серьезными трудностями. В то же время, используя результаты описанного расчета (см. фиг. 1) и данные измерений скорости стримера [6], из соотношения (2.1) можно найти величину E . Результаты такого расчета для нескольких значений напряжения в условиях работы [6] представлены в таблице. В расчете использовались экспериментальные значения $\alpha(E)$ для Хе, приведенные в [20].

Заметим, что при изменении E от 20 до 350 кВ/см величина $2\sqrt{\alpha D/\mu E}$ заключена в пределах $\simeq 0,6-0,8$, а толщина переднего фронта стримера $\delta \simeq \sqrt{D/\alpha \mu E} \simeq 1,5 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-5}$ см. Последнее значение хорошо согласуется с оценкой δ , полученной в [9] по данным эксперимента [5], в котором изучался пробой в атмосферном воздухе при $E \simeq 400$ кВ/см.

Зная E , можно найти концентрацию электронов n_e и плотность тока $j = en_e v$ в стримере. Величина n_e определялась из соотношения [4]

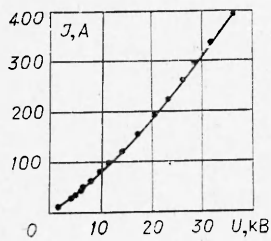
$$n_e = \theta E^2 / 8\pi I,$$

где

$$(2.3) \quad \theta = \frac{2I}{E^2 \mu E} \int_0^{\infty} \alpha(E) \mu(E) E dE$$

— доля энергии электрического поля, затрачиваемой на ионизацию газа в единице объема; I — потенциал ионизации газа. Значения θ при E , приведенных в таблице, находились путем численного интегрирования выражения (2.3). Приближенная формула для θ , полученная в [4] в предположении $\alpha(E) = A'e^{-B'/E}$ (A' и B' — константы), в рассматриваемых условиях дает значения θ , близкие к результатам численного интегрирования.

Для физики стримерного пробоя значительный интерес представляет величина радиуса кривизны конца стримера. Если известен полный ток в стримере, среднее значение радиуса кривизны конца анодного стримера \bar{r}_a можно определить, используя значения j , приведенные в таблице. Для этого была измерена вольт-амперная характеристика пробоя в условиях, соответствующих работе [6]. Ток J измерялся с помощью малоиндуктивного сопротивления 1,8 Ом, включенного последовательно с раз-



Ф и г. 2

рядной трубкой, а напряжение U на межэлектродном промежутке — с помощью делителя на сопротивлениях 390 и 1,8 Ом. Вольт-амперная характеристика пробоя показана на фиг. 2. Для разнонаправленных стримеров вольт-амперные характеристики в пределах точности эксперимента (ошибка не более 10%) совпадали. Импульсы тока и напряжения в условиях [6] имели прямоугольную форму. Значения J на фиг. 2 и в таблице соответствуют плоской вершине импульса напряжения; полагая, что стример представляет

собой канал радиуса \bar{r}_a с равномерно распределенной плотностью тока j , можно найти радиус канала $\bar{r}_a = \sqrt{J/\pi j}$.

В случае катодного стримера средний радиус кривизны определялся из выражения для скорости стримера [13]

$$(2.4) \quad u_k = \sqrt{Kn_a \bar{r}_k^2 / 8\pi\tau},$$

где $K = \langle \sigma_i v_e \rangle$ — скорость возбуждения атомов на резонансный уровень; τ — время жизни атома относительно спонтанного излучения. В рассматриваемых условиях $n_a = 1,06 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 3,74 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ для перехода $5p^6 - 6s$, кривая $K(E)$ показана на фиг. 1. Значения \bar{r}_k , найденные из соотношения (2.4), приведены в таблице, где видно, что в рассматриваемых условиях выполняется соотношение $\bar{r}_a \gg \bar{r}_k$. Если ситуацию после образования стримера рассматривать как пробой между острием и электродом [7] (роль острия играет стример, связанный с одним из электродов и бегущий к противоположному электроду), соотношением $\bar{r}_a \gg \bar{r}_k$ можно объяснить более высокую скорость распространения катодного стримера, а также его способность проходить через область резко ослабленного внешнего поля, которую анодный стример пройти не может [6]. При этом конец катодного стримера соответствует положительно заряженному острию, а конец анодного — отрицательно заряженному острию. В пользу этого предположения свидетельствует хорошо известный экспериментальный факт, состоящий в том, что в одинаковых условиях опыта пробойное напряжение промежутка острие — плоскость значительно ниже в случае положительно заряженного острия [21].

Значения радиусов кривизны концов стримеров, полученные в данной работе, по порядку величины согласуются с результатами эксперимента [2] по изучению стримерного пробоя в неоне. Данные работы [2] качественно подтверждают и вывод о различии в радиусах кривизны концов разнонаправленных стримеров. Дополнительным указанием на это различие может служить наблюдаемая разница в скоростях анодного и катодного стримеров [1, 2, 6], поскольку скорость стримера определяется электрическим полем на его конце, величина которого при прочих равных условиях возрастает с уменьшением радиуса.

Авторы выражают благодарность А. Т. Рахимову и А. Н. Старостину за полезное обсуждение, А. В. Маркову за помощь при выполнении эксперимента.

Поступила 5 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Давиденко В. А., Долгошеин Б. А., Сомов С. В. Экспериментальное исследование развития стримерного пробоя в неоне.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 2.
2. Руденко П. С., Сметанин В. И. Исследование развития стримерного пробоя неона в больших промежутках.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 1.
3. Руденко Н. С., Сметанин В. И. Электрический пробой больших промежутков в неоне в условиях предварительной ионизации.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, вып. 2.
4. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Качественная теория стримера.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 2.
5. Uman M. A. Comparison of lightning and a long laboratory spark.—«Proc. IEEE», 1971, vol. 59, N 4.
6. Захаров А. И., Персианцев П. Г., Письменный В. Д., Родин А. В., Старостин А. Н. Исследование динамики стримера, управляемого внешним электродом, при пробое в ксеноне.— ТВТ, 1974, т. 12, № 2.
7. Kekez M. M., Savic P. A hypersonic interpretation of the development of the spark channel in gases.—«J. Phys. D», 1974, vol. 7, p. 620.
8. Turcotte D. L., Ong R. S. B. The structure and propagation of ionizing wave fronts.—«J. Plasma Phys.», 1968, vol. 2, pt 2.
9. Albright N. W., Tidman D. A. Ionizing potential waves and high-voltage breakdown streamers.—«Phys. Fluids», 1972, vol. 15, N 1.
10. Kline L. E., Siambis J. G. Computer simulation of electrical breakdown in gases; avalanche and streamer formation.—«Phys. Rev. A», 1972, vol. 5, N 2.
11. Klingbeil R., Tidman D. A., Fernsler R. N. Ionizing gas breakdown waves in strong electrical fields.—«Phys. Fluids», 1972, vol. 15, N 1.
12. Захаров А. И., Персианцев П. Г., Письменный В. Д., Родин А. В., Старостин А. Н. К теории стримерного пробоя.— ПМТФ, 1973, № 1.
13. Rodin A. V., Starostin A. N. On the theory of the cathod-directed streamer.— In: Proc. of the 11 th Intern. Conf. on phenomena in Ionized Gases. Prague, 1973, p. 191.
14. Fröst L. S., Phelps A. V. Rotational excitation and momentum transfer cross-section from electrons in H₂ and N₂ from transport coefficients.—«Phys. Rev.», 1962, vol. 127, N 5.
15. Sherman B. The difference-differential equation of electron energy distribution in a gas.—«J. math. anal. and applic.», 1960, vol. 1, p. 342.
16. Drawin H. W. Collision and transport cross-sections. DPh — PFC/SRFC, EUR-CEA-FC-383, 1966.
17. Kieffer L. J. Compilation of low energy electron collision cross-section data. Pt 1. University of Colorado, Boulder, Colorado.
18. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юрков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М., Физматгиз, 1973.
19. Pack J. L., Voshall R. E., Phelps A. V. Drift velocities of slow electrons in krypton, xenon, deuterium, carbon monoxide, carbon dioxide, water vapor, nitrous oxide and ammonia.—«Phys. Rev.», 1962, vol. 127, N 6.
20. Грановский В. А. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., «Наука», 1971.
21. Мик Д., Крэге Д. Электрический пробой в газах. М., ИЛ, 1960.