

12. Ким А. В., Фрайман Г. М. О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в высокочастотном разряде высокого давления // Физика плазмы.— 1983.— Т. 9, № 3.
13. Волчек А. М., Напартович А. П. Автомодельные решения системы двух параболических уравнений // ПМТФ.— 1986.— № 3.
14. Mayhan G. T., Fante R. L. et al. Comparison of various microwave breakdown prediction models // J. Appl. Phys.— 1971.— V. 42, N 13.
15. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции.— М.: Наука, 1967.
16. Зельдович Я. Б., Пикельнер С. Б. Фазовое равновесие и динамика газа при объемном нагревании и охлаждении // ЖЭТФ.— 1969.— Т. 56, № 1.
17. Митчелл Дж. Б. А., Мак Гоуэн Д. У. Экспериментальные исследования электрон-ионной рекомбинации // Физика ион-ионных и электрон-ионных столкновений/ Под ред. Ф. Бруйара и Дж. Мак-Гоуэна.— М.: Мир, 1986.
18. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1967.
19. Александров Н. Л., Выискайло Ф. И. и др. Расчетная модель разряда в смеси  $N_2 : O_2 = 4 : 1$  // ТВТ.— 1981.— Т. 19, № 3.
20. Выискайло Ф. И., Напартович А. П. Стационарная одномерная модель разряда в электроотрицательном газе // ТВТ.— 1981.— Т. 19, № 2.
21. Борисов Н. Д., Гуревич А. В., Милих Г. М. Искусственная ионизированная область в атмосфере.— М.: ИЗМИРАН СССР, 1986.
22. Богатов Н. А., Голубев С. В., Зорин В. Г. Влияние отлипания на баланс ионизации в несамостоятельном СВЧ-разряде // Материалы II Всесоюз. сем. по элементарным процессам в плазме электроотрицательных газов.— Ереван, 1984.
23. Blank C. A., Bortner M. H., Baurer T., Feryck A. A. A pocket manuel of the physical and chemical characteristics of the Earth's atmosphere DNA 346711.— Washington, 1974.

Поступила 6/X 1987 г.

УДК 537.52

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАВИННО-СТРИМЕРНОГО ПЕРЕХОДА В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В. А. Швейгерт

(Новосибирск)

Хорошо известно [1, 2], что при одноэлектронном инициировании разряда высокого давления в перенапряженных разрядных промежутках пробой газа носит стримерный характер. Одиночная электронная лавина с увеличением количества электронов переходит в плазменное состояние, и электрическое поле вытесняется на края лавины. Далее концы стримера распространяются к аноду и катоду. Математическое моделирование лавинно-стримерного перехода (ЛСП) проводилось в [3—5] на основе диффузионно-дрейфового приближения (ДДП) в двумерном (предполагалась аксиальная симметрия) случае. Результаты расчетов оказались противоречивыми. Так, в [4] профили концентрации электронов  $n_e$  и ионов  $n_i$  были монотонными с одним максимумом, а распределение поля  $E$  на оси стримера имело два ярко выраженных максимума. В [5] наблюдалось осцилляционное поведение  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $E$  на оси стримера, на основании чего авторы сделали вывод о развитии неустойчивости в стримере. Поскольку исследование ЛСП играет ключевую роль в понимании механизма пробоя газа, представляется необходимым выяснить причины несоответствия результатов [4, 5], полученных в рамках одной и той же математической модели ЛСП. С увеличением напряженности электрического поля появляются убегающие электроны [6] и функция распределения электронов (ФРЭ) начинает нелокально зависеть от напряженности электрического поля. Поэтому использование ДДП может стать некорректным. Ниже в рамках различных моделей проведен расчет ЛСП в неоне. Исследованы распределение  $n_e$ ,  $E$  на оси стримера, применимость ДДП в сильных полях и эволюция электронной лавины при существенном влиянии эффекта убегания электронов.

**Математические модели ЛСП.** На стадии ЛСП процессами уничтожения электронов можно пренебречь, а рождаются электроны за счет ударной ионизации атомов в основном состоянии. Смещение малоподвижных ионов несущественно, и в рамках ДДП система уравнений, описывающих стример, имеет вид

$$(1) \quad \partial n_e / \partial t - \operatorname{div} (\mu E n_e + D \operatorname{grad} n_e) = S = \alpha \mu |E| n_e;$$

$$(2) \quad \partial n_i / \partial t = S;$$

$$(3) \quad \Delta \varphi = 4\pi e (n_e - n_i), \quad E = -\nabla \varphi,$$

где  $\mu$ ,  $D$  — подвижность и коэффициент диффузии электронов;  $\alpha$  — таунсендовский коэффициент ионизации газа. Рассматривается длинный разрядный промежуток, когда влиянием электродов можно пренебречь и первичный электрон рождается в объеме. Тогда к системе (1)–(3) можно поставить следующие начальные и граничные условия:

$$n_e|_{t=0} = n_i|_{t=0} = \delta(\mathbf{r}), \quad E_x|_{|r| \rightarrow \infty} = E_y|_{|r| \rightarrow \infty} = 0, \quad E_z|_{|r| \rightarrow \infty} = -E_0$$

(ось  $z$  направлена от катода к аноду, а  $\delta$  — дельта-функция Дирака).

В связи с ограничением на время расчета применение уравнений (1)–(3) (модель I) не позволяет достаточно далеко проследить эволюцию стримера. В [7] предложена более простая модель описания разряда, в которой используются одномерные уравнения переноса

$$(4) \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} = \frac{\partial n_e}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \mu E n_e - \frac{\partial}{\partial z} D \frac{\partial n_e}{\partial z} = \alpha \mu |E| n_e,$$

а напряженность поля на оси стримера находится методом «дисков»:

$$(5) \quad E = -E_0 + 2\pi e \int K(z-z')(n_e(z') - n_i(z')) dz',$$

$$K(z) = z/|z| - z/\sqrt{R_t^2 + z^2}.$$

При получении уравнений (4), (5) (модель II) сделано предположение, что концентрация электронов и ионов однородно распределена по радиусу при  $r < R_k$  и равна нулю при  $r > R_k$ . При моделировании стримера за эффективный радиус канала  $R_k$  естественно принять диффузионный радиус лавины  $R_s = \sqrt{4Dt_s}$  к моменту  $t_s$  начала ЛСП:  $\alpha_0 v_0 t_s \approx \ln(E_0 R_s^2/e) \sim \sim 20$ ,  $\alpha_0 = \alpha(E_0)$ ,  $v_0 = \mu E_0$  [1, 2].

В модели III функция распределения электронов  $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$  находилась при решении кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = st\{f\}, \quad f|_{t=0} = \delta(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{v})$$

методом Монте-Карло. В столкновительном члене  $st\{f\}$  учитывались упругое рассеяние, которое предполагалось изотропным по углам, возбуждение и ионизация атомов неона. Совокупность реальных уровней неона заменялась эффективным уровнем с энергией возбуждения 16,6 эВ [8]. Транспортное сечение рассеяния электрона взято из [8], сечение ионизации  $\sigma_i$  — из [9], сечение возбуждения — из [8]. Полученная плотность электронов  $n_e = \int f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v}$  и скорость ударной ионизации  $S = \int v \sigma_i f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) d\mathbf{v}$  усреднялись по радиусу  $R_k$ . Затем плотность ионов и напряженность электрического поля определялись так же, как в модели II.

**Методика численного моделирования.** Для решения уравнений переноса электронов и ионов применялась явная монотонная консервативная схема. Диффузионный член аппроксимировался по симметричной разностной схеме со вторым порядком точности, а конвективный — с первым по схеме бегущего счета. Решение систем уравнений (1)–(3) и (4), (5) также находилось явным методом, т. е. сначала решались уравнения переноса, а затем полученные концентрации электронов и ионов использовались для определения электрического поля. Уравнение Пуассона (3) решалось попеременно-треугольным методом [10], а интеграл в правой части (5) вычислялся методом трапеций. Двумерные расчеты проводились на неравномерной сетке. Значение потенциала на границах сетки определялись так же, как в [5], что позволило сократить число узлов. Модели II, III исследовались на равномерной сетке.

Поскольку явная методика применяется практически во всех работах, посвященных численному моделированию зажигания разряда, представляется необходимым проанализировать ограничение на  $\tau$  — максимальный шаг счета по времени. Ограничение на  $\tau$  при решении

уравнения переноса электронов хорошо известно. Например, для одномерного случая

$$(6) \quad \tau < h/(v_{\max} + 2D/h)$$

( $v_{\max}$  — максимальная дрейфовая скорость электронов,  $h$  — шаг сетки по координате). Именно условие (6) обычно используется при выборе шага по времени. Однако с увеличением проводимости газа  $\sigma = e\mu n_e$  возникает дополнительное ограничение на  $\tau$ , которое может стать более жестким, чем условие (6). Покажем это на примере системы уравнений (1)–(3), следствием которой является закон сохранения тока

$$(7) \quad \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E} + eD \nabla n_e = \mathbf{j}, \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = 0.$$

Решение системы (1)–(3) явным методом эквивалентно использованию явной схемы для решения (7), что накладывает ограничение

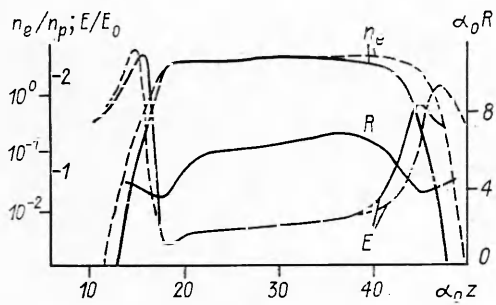
$$(8) \quad \tau < 1/4\pi\sigma_{\max}$$

( $\sigma_{\max}$  — максимальная проводимость газа). Физический смысл условия (8) очевиден — шаг счета по времени должен быть меньше минимального максвелловского времени рассасывания заряда в плазме. Следует подчеркнуть, что линейный анализ не дает полной гарантии устойчивости при решении нелинейных уравнений и необходима дополнительная проверка устойчивости с помощью уменьшения шага по времени. Опыт наших расчетов показывает, что невыполнение условия (8) приводит к появлению нефизических осцилляций поля, которые вызывают осцилляции в концентрациях электронов и ионов. Судя по данным о  $\tau$  и  $\sigma$ , именно счетные осцилляции наблюдались, по-видимому, при расчетах ЛСП в [5].

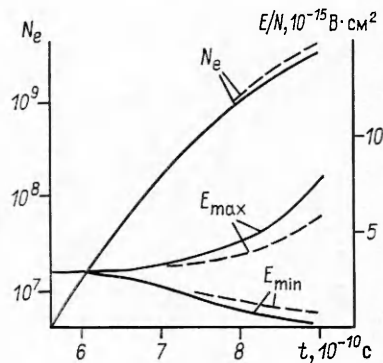
Метод Монте-Карло для решения кинетического уравнения описан в [11]. Отметим только, что в модели III возникает дополнительное ограничение  $\tau\omega_p < 1$  ( $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m}$  — плазменная электронная частота [12]). Количество частиц в сфере с дебаевским радиусом  $R_d = v_T/\omega_p$  ( $v_T$  — хаотическая скорость электронов) должно быть достаточно велико [12]. Это накладывает существенное ограничение на возможность моделирования стримера методом Монте-Карло после ЛСП, когда  $R_d$  становится много меньше размеров стримера.

**Результаты расчетов и обсуждение.** При моделировании ЛСП в рамках моделей I, II значения  $\mu$ ,  $D$  считались не зависящими от поля, а таунсендовский коэффициент ионизации задавался в виде  $\alpha = A \times \exp(-\sqrt{BN/E})N$  [13] ( $N$  — концентрация атомов газа). В безразмерных переменных  $\alpha_0 t$ ,  $\alpha_0 v_0 t$ ,  $n_e/n_p$ ,  $n_i/n_p$ ,  $n_p = \alpha_0 E_0/4\pi e$ ,  $E/E_0$ ,  $\alpha_0 \varphi/E_0$  поведение стримера определяется значениями параметров  $\alpha_0 R_s$ ,  $BN/E_0$  и слабо зависит от  $N$ . Изменение  $N$  приводит только к сдвигу момента ЛСП  $t_s(N_0) - t_s(N_1) = \ln(N_1/N_0)/\alpha_0 v_0$  и незначительному изменению  $\alpha_0 R_s$ . Ниже взято  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Типичное распределение параметров на оси стримера  $n_e$ ,  $E$  и эффективный радиус стримера  $R = \sqrt{2 \int n_e(z, r) r dr/n_e(r, z=0)}$

при  $\alpha_0 v_0 t = 22,3$ ,  $\alpha_0 R_s = 4,4$ ,  $BN/E_0 = 1,68$  представлены на рис. 1 (сплошные линии — модель I, штриховые — модель II). В отличие от малых перенапряжений [4] максимальная напряженность электрического поля достигается на катодном конце стримера. Несмотря на изменение радиуса стримера в процессе ЛСП, есть хорошее согласие между моделями I, II. Это оправдывает использование экономичной модели II для расчетов ЛСП и последующей эволюции стримера, которые проводились в ряде работ [14, 15]. Для существенно меньших перенапряжений также получается хорошее согласие результатов модели II с данными двумерных расчетов ЛСП в азоте [4]. Поскольку процесс ЛСП довольно подробно рассмотрен в [3, 4], здесь только укажем, что характерный профиль поля и концентрации электронов сохраняется и при дальнейшем развитии стримера.

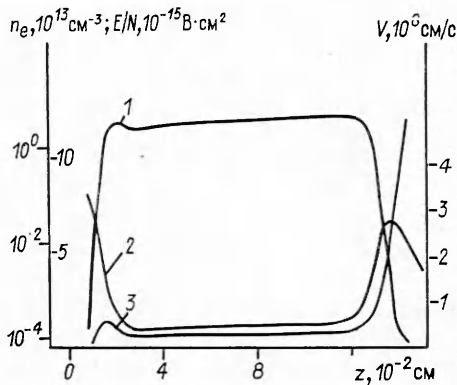


Р и с. 1



Р и с. 2

Для сравнения моделей II, III значения  $\mu$ ,  $D$ ,  $\alpha$  задавались в виде аппроксимации результатов, найденных при расчете ФРЭ в однородном поле. Кстати, следует отметить совпадение результатов, полученных методом Монте-Карло, с данными конечно-разностного решения кинетического уравнения, найденными в [16, 17] при использовании идентичного набора сечений. Поведение во времени полного количества электронов  $N_e$ , максимальной  $E_{\max}$  и минимальной  $E_{\min}$  напряженности поля при  $E_0/N = 283 \times 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ ,  $R_k = 1,56 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  показано на рис. 2 (штриховые линии — модель II, сплошные — модель III).

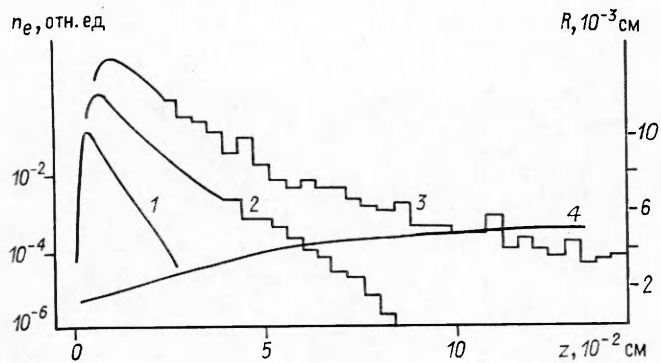


Р и с. 3

При малых перенапряжениях наблюдается сначала подэкспоненциальное, а затем надэкспоненциальное увеличение полного количества электронов в лавине [4]. Для больших перенапряжений искажение электрического поля в процессе ЛСП всегда ведет к подэкспоненциальному росту  $N_e$ , что связано с насыщением коэффициента ионизации газа. Имеется хорошее не только качественное, но и количественное согласие между ДДП и кинетической моделью. Профили концентрации электронов и напряженности поля (линии 1, 2), полученные с применением кинетической модели (рис. 3,  $E_0/N = 283 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ ,  $t = 8,9 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ , линия 3 — скорость направленного движения электронов), также согласуются с данными моделей I, II. На анодном конце стримера появляются высокоэнергетические электроны, которые в принципе должны влиять на механизм распространения анодонаправленного стримера. Однако расчеты эволюции стримера в рамках кинетической модели, проведенные в [18] с учетом объемной фотоионизации газа, показывают, что фотоионизация играет более существенную роль. В [19—21] для объяснения механизма ЛСП и дальнейшего развития стримера привлекалась концепция возникновения плазменных колебаний. В отличие от ДДП в рамках кинетической модели заложена возможность раскачки плазменных колебаний. Однако результаты расчетов в исследованном диапазоне изменения параметров не показали развития неустойчивости и генерации плазменных колебаний на стадии ЛСП.

Отметим, что при использовании метода Монте-Карло неизбежно возникают осцилляции в поведении характеристик стримера, особенно в области высокой проводимости. На рис. 2, 3 изображены сглаженные кривые, так как осцилляция лежит, по-видимому, в пределах статистической погрешности метода Монте-Карло.

Увеличение поля приводит к качественному изменению в эволюции лавины при  $E_0/N \gtrsim 10^{-14} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ . Поведение энергии  $U$  и скорости на-



Р и с. 4

начиная с определенного порога, уменьшаются с увеличением энергии, то при  $E_0 > E_*$  электроны переходят в режим убегания, т. е. непрерывного набора энергии. Если в (10) положить  $w = -vE/|E|$ , то из (10) можно найти оценку для поля убегания  $E_* \approx E_1 = N \max_U \beta(U)/e$ , ко-

торая обычно и используется [23, 24]. Если исходить из всей системы уравнений (9), (10), то получается оценка  $E_* \approx E_2 = N \max_U 2U\beta(U) \sigma_{tr}$ ,

которая, судя по расчетам ФРЭ, более соответствует определению поля убегания. Для неона  $E_1/N \approx 4,1 \cdot 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ , а  $E_2/N \approx 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ .

Из-за статистического характера процессов рассеяния часть электронов переходит в режим убегания и при  $E_0 \leq E_1$ , однако их доля мала и резко падает с уменьшением  $E_0$ . Поэтому в полях, близких к  $E_1$ , не наблюдается особых качественных изменений в механизме ЛСП. При  $E_0 \geq E_2$  вследствие рождения вторичных электронов «тело» ФРЭ, средняя энергия электронов,  $\alpha$  и другие характеристики ФРЭ практически не меняются со временем, но у ФРЭ возникает отрастающий «хвост» высокоэнергетических электронов [25]. Распределение концентрации электронов в одиночной лавине даже качественно не описывается в рамках ДДП — лавина становится сильно несимметричной; появляется предвестник, состоящий из убегających электронов и движущийся с возрастающей скоростью (рис. 4,  $E_0/N = 1,698 \cdot 10^{-14} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ , линии 1—4 для  $t = 1,43 \cdot 10^{-11}$ ,  $2,38 \cdot 10^{-11}$ ,  $3,33 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ , 1—3 — плотность электронов, 4 — эффективный радиус лавины). Пучок убегających электронов ионизирует газ в шнуре длиной  $l \approx eE_0 t^2 / 2m$ , радиус шнура определяется поперечной диффузией и существенно меньше  $l$ . В сильных полях первичные электроны рождаются обычно на катоде [24]. В этом случае катодный конец лавины практически не смещается от катода. Характерное время  $t_*$ , начиная с которого проявляется искажение электрического поля объемным зарядом лавины, можно оценить как  $t_* \approx t_s \approx (20-30)/\alpha_0 v_0$ . При  $E_0 \approx E_2$  и  $t \approx t_*$  характерная длина шнура в неоне  $Nl \approx (2-4) \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$  сравнима или превосходит обычно используемые межэлектродные расстояния. Следовательно, уже в процессе развития одиночной лавины в однородном поле разрядный промежуток переключается проионизованным шнуром. Далее развитие разряда должно определяться распространением быстрых волн ионизации, выравнивающих проводимость газа в шнуре. Более подробное исследование эволюции электронных лавин и механизма пробоя газа при  $E_0 \geq E_2$  не входит в рамки данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. — М.: Мир, 1968.
2. Лозанский Э. Д. Развитие электронных лавин и стримеров // УФН. — 1975. — Т. 117, № 2.
3. Кремнев В. В., Месяц Г. А., Янкевич Ю. Б. Развитие одиночной электронной лавины в газе в наносекундном диапазоне // Изв. вузов. Физика. — 1970. — № 2.
4. Бортник И. М., Кочетов И. И., Ульянов К. Н. Математическая модель лавинно-стримерного перехода // ТВТ. — 1982. — Т. 20, № 1.

правленного движения  $w$  отдельного электрона описывается уравнениями [22]

$$(9) \quad \partial w / \partial t =$$

$$= -eE/m - N\sigma_{tr}vw;$$

$$(10) \quad \partial U / \partial t = -ewE -$$

$$- N\beta v, \quad v = \sqrt{2U/m}.$$

Поскольку транспортное сечение  $\sigma_{tr}$  и потери энергии на единицу длины  $N\beta$ ,

5. Павловский А. И., Бабич Л. П. и др. Структура электронной лавины при больших  $E/p$  // ДАН СССР.— 1982.— Т. 266, № 4.
6. Гуревич А. В. К теории эффекта убегающих электронов // ЖЭТФ.— 1960.— Т. 39, № 5.
7. Davies A. I., Evans C. J. Field distortion in gaseous discharges between parallel-plane electrodes // Proc. IEE.— 1967.— V. 114, N 10.
8. Thomas W. R. L. The determination of the total excitation cross section in neon by comparison of theoretical and experimental values of Townsend's primary ionization coefficient // J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.— 1969.— V. 2, N 5.
9. Rapp D., Englander-Golden P. Total cross sections for ionization and attachment in gas by electron impact. I. Positive ionization // J. Chem. Phys.— 1965.— V. 43, N 5.
10. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений.— М.: Наука, 1978.
11. Segur P., Yousfi M. et al. The microscopic treatment of nonequilibrium regions in a weakly ionized gas // Electr. Breakdown and Discharges Gases. Proc. NATO Adv. Study.— N. Y.; L., 1983.
12. Рошаль А. С. Моделирование заряженных пучков.— М.: Атомиздат, 1979.
13. Ward A. L. Calculations of cathode-fall characteristics // J. Appl. Phys.— 1962.— V. 33, N 9.
14. Reininghaus W. Calculations of streamers in gaseous discharges // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1973.— V. 6, N 12.
15. Kline L. E. Calculations of discharge initiation in overvolted parallel-plane gaps // J. Appl. Phys.— 1974.— V. 45, N 5.
16. Kitamory K., Tagashira H., Sakai Y. Relaxation processes of the electron velocity distributions in neon // J. Phys. D: Appl. Phys.— 1978.— V. 11, N 3.
17. Пономаренко А. Г., Тищенко В. Н., Швейгерт В. А. Релаксация функции распределения электронов в слабоионизованной плазме неона // Физика плазмы.— 1985.— Т. 11, № 4.
18. Tzeng V., Kundhardt E. E. New insight into streamer development // 4th IEEE Pulsed Power Conf.— N. Y., 1983.
19. Руденко Н. С., Сметанин В. И. Механизм распространения стримеров на основе плазменных колебаний // Изв. вузов. Физика.— 1977.— № 7.
20. Омаров О. А., Хачалов М. Б. и др. К вопросу формирования канала искры // Физика плазмы.— 1978.— Т. 4, № 2.
21. Бабич Л. П. Об участии плазменных колебаний в искровом пробое газов // Физика плазмы.— 1981.— Т. 7, № 6.
22. Гинзбург В. П., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электрическом поле // УФН.— 1960.— Т. 10, № 2.
23. Бабич Л. П., Станкевич Ю. Л. Критерий перехода от стримерного механизма разряда к непрерывному ускорению электронов // ЖТФ.— 1972.— Т. 42, № 8.
24. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В. Импульсный наносекундный электрический разряд в газе // УФН.— 1972.— Т. 107, № 2.
25. Гадняк Г. В., Насыров К. А. и др. Математическое моделирование газоразрядных лазеров.— Новосибирск, 1985.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 30—85).

*Поступила 8/IV 1987 г.*

УДК 537.521

## МОДЕЛЬ СТРИМЕРА В ДЛИННОМ РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

*В. П. Мелешко, В. А. Швейгерт*  
(Новосибирск)

К настоящему времени имеются подробные экспериментальные данные о развитии стримера с характерными временами, значительно превышающими время лавинно-стримерного перехода (ЛСП). Однако результаты различных экспериментов не вполне согласуются даже на качественном уровне. Так, авторы работ [1, 2], наблюдая возникновение стримера в центре разрядного промежутка и распространение его к электродам, установили быстрое и непрерывное увеличение скорости продвижения обоих концов стримера. В [3] получено насыщение скорости стримера при продвижении канала через длинный разрядный промежуток. Противоречие не разрешается результатами других экспериментальных работ. В [4—6] проведены расчеты стримера в диффузионно-дрейфовом приближении. Однако изучена лишь начальная стадия формирования стримерного канала, не дающая представления о характере его развития в длинном разрядном промежутке на больших характерных временах. Развитие длинного стримера существующими моделями описывается лишь феноменологически [7, 8].

В настоящей работе в диффузионно-дрейфовом приближении численно исследован процесс развития стримера в неоне при одноэлектронном иницировании разряда в центре промежутка и атмосферном давлении газа. Промежуток считался неограни-