

УДК 0.3;04

МЕХАНИЗМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТРИМЕРОВ К АНОДУ И К КАТОДУ

С. И. Яковленко

Предложен новый механизм распространения ионизации в плотном газе, связанный с размножением электронов фона в неоднородном электрическом поле. Этот механизм не зависит от знака проекции поля на направление распространения ионизации. Движение стримера обусловлено концентрацией электрического поля на его головке. На основе простого уравнения, учитывающего размножение фоновых электронов, получено аналитическое выражение для скорости фронта ионизации. Это выражение хорошо согласуется с численными расчетами, выполненными как в рамках простой модели размножения электронов фона, так и в рамках подробной диффузионно-дрейфовой модели. В частности, на основе диффузионно-дрейфовой модели продемонстрировано движение фронта ионизации от анода малого радиуса к катоду, обусловленное размножением электронов фона.

Известно, что стример формируется в плотном газе из электронной лавины, когда плотность электронов в лавине вырастает настолько, что образовавшаяся плазма начинает концентрироваться на себе внешнее электрическое поле [1 – 7]. Механизм продвижения стримера до сих пор до конца не ясен, хотя этот вопрос рассматривается уже давно, и в настоящее время много работ посвящено численному моделированию стримеров (см., например, [8 – 13] и цит. там литературу).

Аноднонаправленное движение стримера обычно связывают с дрейфовым движением электронов на его фронте. Однако существование стримеров, направленных к катоду вызывает удивление. Сейчас для катоднонаправленного стримера наиболее широко

принята фотонная гипотеза Мика, Леба и Ретера [1 – 7]. Согласно этой гипотезе из головки стримера излучаются фотоны, ионизирующие газ перед нею. Акты фотоионизации порождают лавины, направленные к головке. Перекрываясь, лавины обеспечивают продвижение стримера. Эта теория была значительно усовершенствована Фирсовым и Лозанским [6]. В частности, они предположили, что существенную роль играет перенос фотонов в линиях с последующей ассоциативной ионизацией возбужденных состояний. Рассматривалась также возможность фотоионизации рекомбинационным излучением плазмы (см., например, [14]).

Ряд принципиальных недостатков фотонной теории (например, "нехватка" фотонов [6, 15, 16]) побуждает искать другие механизмы. Например, в работах [15, 16] представлены попытки построения бесфотонного механизма распространения стримеров на основе ленгмюровских колебаний плазмы.

В данной работе предлагается новый и довольно простой бесфотонный механизм, который может обеспечить продвижение стримера в обоих направлениях.

Фронт размножения фона в неоднородном поле. Простейшая модель. Пусть между плоскими пластинами конденсатора возникло небольшое плазменное образование высокой плотности, такой, что электрическое поле внутри него равно нулю. Пусть этот плазменный сгусток окружен газом крайне низкой степени ионизации. Иначе говоря, плотность электронов вокруг плазменного сгустка на много порядков меньше, чем в плазменном сгустке. Некоторая фоновая степень ионизации всегда имеет место, хотя бы из-за естественного фона радиоактивности. Например, простая оценка показывает, что даже при низком радиоактивном фоне порядка одного микрорентгена в час, плотность электронов в атмосфере будет более чем 10^3 см^{-3} .

В данной работе рассматривается механизм распространения ионизации, обусловленный не переносом электронов, а экспоненциальным размножением всегда имеющихся фоновых электронов очень низкой плотности в неоднородном электрическом поле. В тех точках пространства, где напряженность поля больше, ионизация идет более интенсивно, а в областях с малой напряженностью – медленнее. Поле концентрируется на головке стримера. Следовательно, вблизи ее поверхности поле больше, и электроны размножаются быстрее. По мере роста плотности электронов происходит экранировка поля, и граница плазмы продвигается. Будем называть этот эффект волной размножения фона.

Для того, чтобы пояснить механизм волны размножения, рассмотрим простейшую модель. Пренебрежем дрейфом электронов, а границу между стримером и газом опреде-

лим в тех точках, где плотность плазмы достигает некоторого критического значения N_{cr} , при котором поле полностью экранируется. В этом случае зависимость плотности электронов от радиус-вектора рассматриваемой точки пространства \mathbf{r} и времени t дается выражением:

$$N_e(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} N_0 \exp[\nu_i(E(\mathbf{r}))t], & \text{при } N_0 \exp[\nu_i(E(\mathbf{r}))t] < N_{cr}, \\ N_{cr}, & \text{при } N_0 \exp[\nu_i(E(\mathbf{r}))t] \geq N_{cr}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь N_0 – фоновая плотность зарядов плазмы, ν_i – частота ионизации. Ясно, что в рамках модели (1) направление распространения ионизации не зависит от знака проекции поля на направление распространения ионизации, поскольку частота ионизации определяется модулем электрического поля.

Скорость фронта размножения. Координаты фронта волны размножения определяются точками, в которых достигается критическое значение поля. Рассмотрим зависимость от времени координаты $z(t)$ одной из точек фронта вдоль нормали к фронту. Зависимость $z(t)$ неявно определяется выражением

$$\nu_i(E(z(t))) \cdot t = \text{Ln}, \quad \text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0). \quad (2)$$

Величина Ln , как и N_{cr} , является функцией напряженности поля. Однако ввиду логарифмического характера мы этой зависимостью пренебрегаем. Взяв производную от выражения (2), получаем:

$$u_{fr} = \nu_i \cdot \left[\left(\frac{d \ln \nu}{d \ln E} \cdot \left| \frac{-\nabla E}{E} \right| \right)_{E=E_0} \cdot \text{Ln} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где $E_0 = E(z(0))$ – напряженность поля на поверхности фронта.

Если аппроксимировать участок поверхности вблизи головки стримера сферой радиуса r_0 , то $|\nabla E/E|_{E=E_0} = 2/r_0$. Соответственно имеем:

$$u_{fr} = \nu_i r_0 \cdot \left[\left(\frac{d \ln \nu}{d \ln E} \right)_{E=E_0} \cdot 2 \cdot \text{Ln} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Частота ионизации может быть записана как произведение $\nu_i = \alpha_i \cdot u_{de}$ коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ (где $\xi(E/p)$ – функция, характерная для данного газа) на дрейфовую скорость электронов $u_{de}(E/p)$. Важным обстоятельством является то, что наиболее существенные характеристики ионизации являются функцией приведенной напряженности поля E/p . Поэтому скорость головки стримера выражается через функции от E_0/p , универсальные для данного газа:

$$u_{fr} = \nu_i r_0 / \zeta(E_0/p), \quad \zeta(E_0/p) = 2 \cdot \text{Ln} \cdot \left(\frac{d \ln(u_{de}(E/p) \xi(E/p))}{d \ln(E/p)} \right)_{E/p=E_0/p} \quad (5)$$

Отметим, что, как установлено в работах [17, 18], зависимость $\nu_i(E/p)$ имеет максимум при некотором значении напряженности $E/p = (E/p)_{cr}$. Это должно приводить к некоторым особенностям в распространении фронта ионизации, обсуждаемым ниже.

Скорость фронта в гелии. Рассмотрим подробнее скорость фронта ионизации в гелии, поскольку для этого газа ионизационно-дрейфовые характеристики наиболее подробно промоделированы [17] и для них в получены наиболее простые аппроксимации:

$$\xi(x) = 5.4 \cdot (Torr)^{-1} \cdot \exp(-(14/x)^{1/2} - 1.5 \cdot 10^{-3} \cdot x), \quad u_{de} = 10^6 (\text{см/с}) \cdot x. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5), получаем:

$$u_{fr} = \nu_i r_0 / \zeta(x), \quad \zeta(x) = 2 \cdot \text{Ln} \cdot (1 + 1.87x^{-1/2} - 1.5 \cdot 10^{-3}). \quad (7)$$

Здесь $x = (E_0/p) \cdot (Torr \cdot \text{см/V})$. Для гелия $(E_0/p)_{cr} \approx 720 \text{ В/(см} \cdot \text{Torr)}$. Зависимость скорости фронта в гелии от приведенной напряженности поля иллюстрирует рис. 1.

Формула (7) была проверена непосредственными численными расчетами для сферически симметричного сгустка. По формуле (1) рассчитывалось распределение плотности электронов в различные моменты времени (рис. 2). По этим данным вычислялись значения радиуса фронта r_{fr} в различные моменты времени и аппроксимировались линейной зависимостью (рис. 3), которая определяла скорость фронта. Несколько точек, полученных таким путем, представлено на рис. 1.

Сравнение с расчетами по диффузионно-дрейфовой модели. Диффузионно-дрейфовая модель. Для принципиального подтверждения существования волны размножения фона были проведены разнообразные численные расчеты с использованием одномерной диффузионно-дрейфовой модели, подробно описанной в [19]. Эта модель описывает развитие ионизации между коаксиальными цилиндрическими электродами $r_0 < r < r_1$, где r_0, r_1 – радиусы соответственно внутреннего и внешнего электродов. Процессы образования плазмы и экранировки электрического поля описывались уравнениями переноса импульса и уравнениями непрерывности для электронов и ионов, а также уравнением Пуассона для электрического поля. Зависимости от напряженности поля различных величин, фигурирующих в уравнениях дрейфово-диссипативной модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии) задавались с помощью полученных в работе [20] аппроксимаций для ксенона. Была предусмотрена возможность

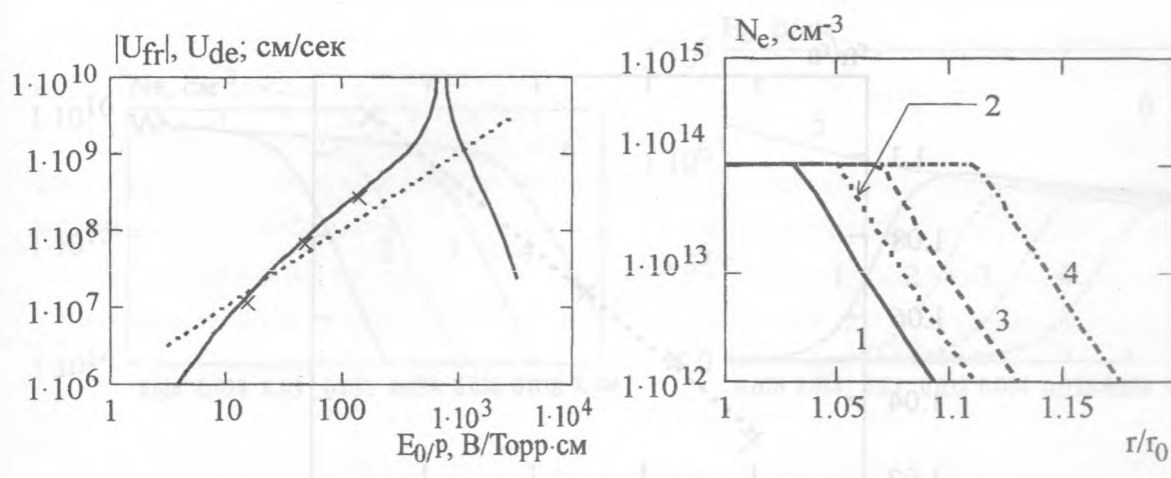


Рис. 1. Зависимость модуля скорости (см/с) фронта ионизации $|u_{fr}|$ (сплошная кривая) и дрейфовой скорости u_{de} (пунктир) в гелии от приведенной напряженности поля E_0/p (в $\text{В}/(\text{Торр} \cdot \text{см})$), рассчитанные по формулам (6), (7). Крестиками отмечены результаты численного рассмотрения на основе модели (1) (см. текст). $N_{cr} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $N_0 = 10 \text{ см}^{-3}$; $r_0 = 0.5 \text{ мм}$; $p = 1 \text{ атм}$. Во всей области параметров $\alpha_i \cdot r_0 > 10$.

Рис. 2. Модельная волна ионизации в неоднородном электрическом поле, определяемая формулой (1). Распределение электронов в различные моменты времени: 1 – $t = 1.4 \text{ нс}$; 2 – $t = 1.47 \text{ нс}$; 3 – $t = 1.55 \text{ нс}$; 4 – $t = 1.75 \text{ нс}$. Параметры те же, что и для рис. 1.

с помощью начальных условий задавать однородный фон и область повышенной ионизации в виде гауссова распределения. Задавалось также напряжение на электродах U .

Здесь нет возможности привести все результаты расчетов, поэтому ограничимся кратким описанием некоторых из них.

Плоская геометрия. В случае почти плоских электродов ($d = r_1 - r_0 \ll r_1$), распространение ионизации от катода к аноду имело место лишь тогда, когда в начальный момент времени вблизи катода задавалась некоторая область избыточной ионизации. Кроме того, это распространение ионизации наблюдалось лишь в случае малых напряжений и, соответственно, малых коэффициентов размножения Таунсенда $\alpha_i \lesssim 1/d$, т.е. когда электроны покидали разрядный промежуток, не успевая существенно размножиться. В противоположном случае ($\alpha_i \cdot d \gg 1$) объемная ионизация происходит быстрее, чем дрейфуют электроны, так что область повышенной начальной ионизации не успевает существенно сдвинуться за время ионизации всего объема.

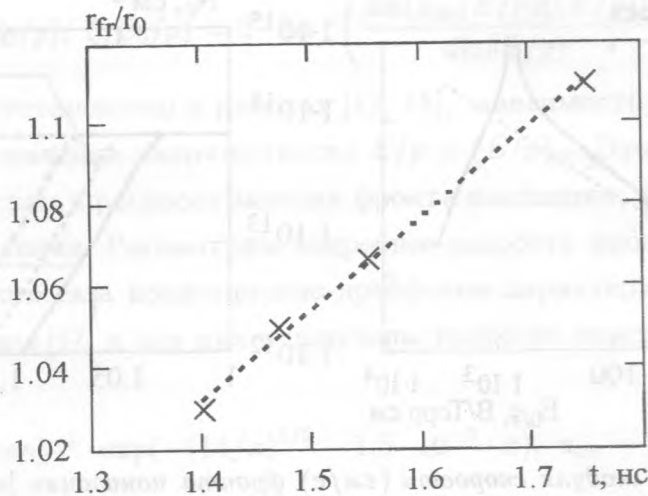


Рис. 3. Зависимость относительного изменения радиуса фронта r_{fr}/r_0 от времени (в нс). Крестики – по данным рис. 2, пунктир – аппроксимация $r_{fr}/r_0 = u_{fr} \cdot t(\text{нс})/r_0 + \text{const}$, где $u_{fr} = 1.1 \cdot 10^7$ см/с, $\text{const} = 0.718$, $E_0/p = 15.3$ В/(Торр · см).

Действительно, электроны проходят разрядный промежуток за время d/u_{de} . Распространение повышенной начальной плотности плазмы заметно в том случае, когда время объемной ионизации $\text{Ln} \cdot (\nu_i)^{-1} = \text{Ln} \cdot (\alpha_i \cdot u_{de})^{-1}$ больше или порядка времени дрейфа электронов $\text{Ln}/\alpha_i \cdot u_{de} < d/u_{de}$, т.е. когда $\alpha_i \cdot d < \text{Ln}$. Если же не задавать область повышенной начальной плотности плазмы, то в соответствии с (5) при $r_0 \rightarrow \infty$ движение фронта ионизации происходит с бесконечной скоростью и ионизация происходит сразу во всем объеме.

Неоднородное поле. В случае электродов в виде коаксиальных цилиндров с катодом малого радиуса ($r_1 \gg r_0$) область повышенной ионизации формируется вблизи катода, как при малых, так и при больших напряжениях. Она распространяется в соответствии с (1) не за счет дрейфа электронов, а за счет неоднородности электрического поля.

Для прямой демонстрации эффекта волны размножения фона были проведены расчеты с анодом малого радиуса, т.е. когда на электрод радиуса r_0 был подан положительный потенциал, а на внешний электрод радиуса r_1 – нулевой. Результаты расчетов показывают, что от анода к катоду движется волна размножения фона (рис. 4). Значения скорости распространения ионизации, определенной на основе расчетов по полной диффузионно-дрейфовой модели и по модели размножения фона (1) отличаются всего лишь на 3% (рис. 5).

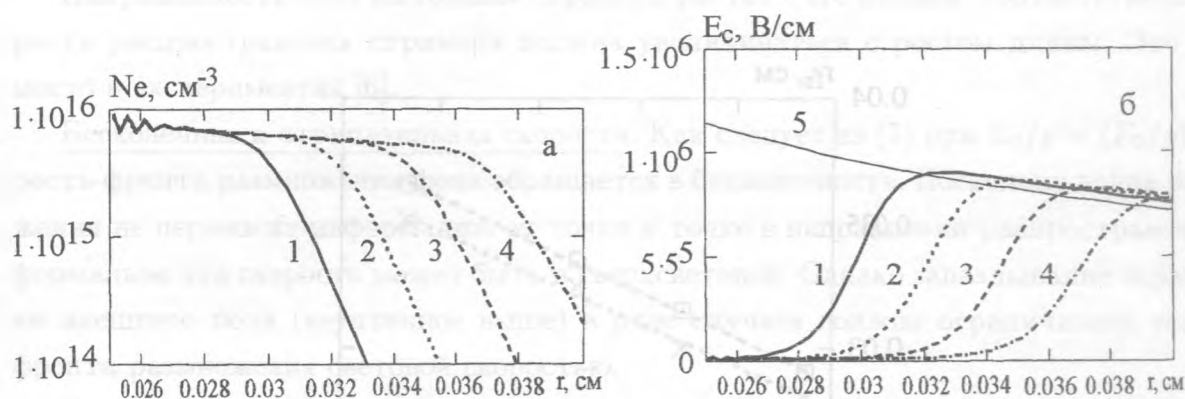


Рис. 4. Распределение по радиусу плотности электронов (а) и напряженности электрического поля (б) при малом радиусе анода, когда возникает волна размножения фона, направленная к катоду. Расчет на основе подробной диффузионно-дрейфовой модели. Кривые соответствуют моментам времени: 1 – $t = 0.012$ нс; 2 – $t = 0.013$ нс; 3 – $t = 0.014$ нс; 4 – $t = 0.015$ нс. Тонкая сплошная кривая 5 на рис. б – распределение поля в вакууме. Остальные параметры следующие: $r_0 = 0.025$ см, $r_1 = 0.825$ см, $U = 100$ кВ.

Обсуждение результатов. О скорости распространения стримера. По порядку величины скорость волны размножения фона при типичных параметрах $E_0/p \sim 10$ В/(см · Торр), $r_0 \sim 0.1 - 0.5$ мм согласуется с измеренными скоростями стримеров $\sim 10^7 - 10^8$ см/с. Более точное сравнение с экспериментальными данными требует двумерных расчетов. Здесь отметим только, что при $r_0 = 0.5$ мм, $E_0/p = 15$ В/(см · Торр) скорость волны размножения сравнивается со скоростью дрейфа электронов, а при больших полях и радиусах головки превосходит ее (рис. 1). Поэтому при низких значениях напряженности поля и на начальной стадии движения анодного конца стримера может преобладать обычно рассматриваемое распространение ионизации за счет дрейфа электронов. Однако по мере развития ионизации увеличивается напряженность поля на конце стримера (из-за роста его длины и поперечных размеров головки). Поэтому на поздних стадиях должна преобладать ионизация за счет размножения фона.

Что касается движения катодного конца стримера, то нет оснований приравнять его скорость дрейфовой скорости электронов. Скорость же, связанная с фотонной гипотезой, пока не была четко определена. Более того, по-видимому, фотонная гипотеза существует лишь потому, что до настоящего времени не видели другого простого механизма, обеспечивающего движение области ионизации к катоду. По-видимому, рас-

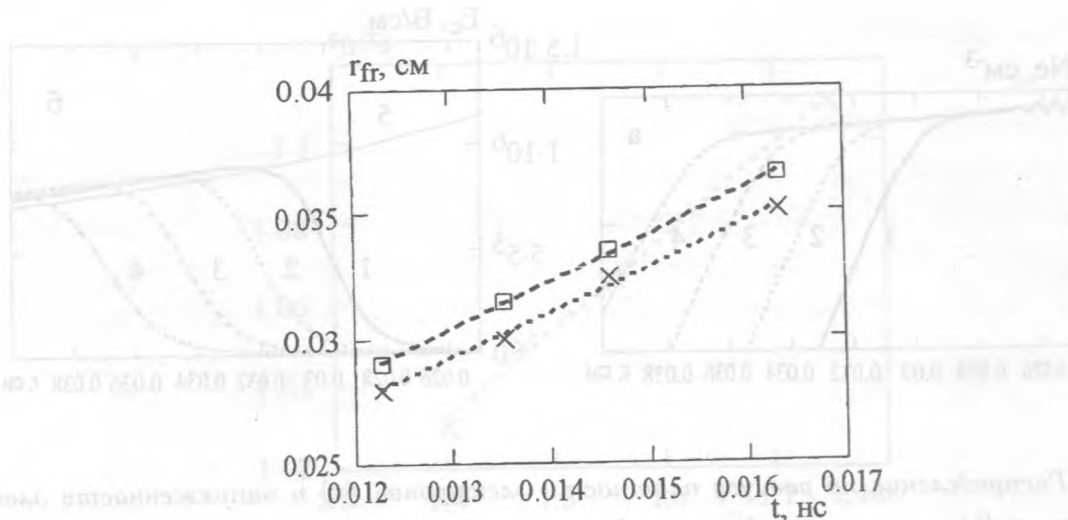


Рис. 5. Зависимость изменения радиуса фронта r_{fr} от времени (в нс). Крестики – расчет на основе полной дрейфово-диффузионной модели для моментов времени, представленных на рис. 4; квадраты – расчет на основе модели размножения фона (1); пунктир – линейная аппроксимация расчетов на основе диффузионно-дрейфовой модели $r_{fr} = u_{fr} \cdot t(\text{нс}) + \text{const}$, где $u_{fr} = 1.85 \cdot 10^8$ см/с, $\text{const} = 6.4 \cdot 10^{-3}$ см; штриховая линия – линейная аппроксимация расчетов на основе модели размножения фона (1), где $u_{fr} = 1.79 \cdot 10^8$ см/с, $\text{const} = 6.06 \cdot 10^{-3}$ см.

пространение ионизации к катоду связано именно с обсуждаемым здесь размножением фона в неоднородном электрическом поле.

О вытягивании области ионизации. Для расчета формы стримера необходимо использовать двумерные или даже трехмерные модели. Однако некоторые выводы можно сделать на основе проведенного одномерного рассмотрения. Форма головки стримера определяется конкуренцией двух факторов. Скорость фронта, согласно (7), растет с ростом напряженности поля (при $E_0/p < (E_0/p)_{cr}$) и линейно растет с ростом радиуса кривизны r_0 . Однако напряженность поля больше в тех точках, где меньше радиус кривизны. При не очень больших полях $E_0/p < (E_0/p)_{cr}$ зависимость от напряженности поля существенно резче линейной. Поэтому оконечность головки будет двигаться быстрее, чем далеко отстоящие от нее точки. Таким образом, при $E_0/p < (E_0/p)_{cr}$ область ионизации будет вытягиваться.

Следует отметить, что минимальный радиус кривизны r_0 не может быть сколь угодно малым, поскольку проведенное выше рассмотрение справедливо при условии $\alpha_i \cdot r_0 \gg 1$.

Напряженность поля на головке стримера растет с его длиной, соответственно, скорость распространения стримера должна увеличиваться с ростом длины. Это имеет место в экспериментах [6].

Бесконечная и отрицательная скорости. Как следует из (7) при $E_0/p = (E_0/p)_{cr}$ скорость фронта размножения фона обращается в бесконечность. Поскольку волна размножения не переносит информацию от точки к точке в направлении распространения, то формально эта скорость может быть и сверхсветовой. Однако запаздывание экранировки внешнего поля (неучтенное выше) в ряде случаев должно ограничивать скорость фронта размножения световой скоростью.

При $E_0/p > (E_0/p)_{cr}$ движение фронта размножения фона должно быть направлено против градиента поля. Значит на некотором расстоянии от фронта, где поле уменьшается и $E_0/p = (E_0/p)_{cr}$ должно происходить зарождение области ионизации, двигающейся в обоих направлениях. При этом стример будет двигаться рывками.

Итак, в данной работе предложен новый механизм распространения ионизации в плотном газе, не зависящий от знака проекции поля на направление распространения ионизации. Этот механизм связан с различием скорости размножения электронов фона в разных точках пространства при неоднородном электрическом поле. При этом движение стримера обусловлено концентрацией электрического поля на его головке. На основе простого уравнения, учитывающего размножение фоновых электронов, получено аналитическое выражение для скорости фронта ионизации. Это выражение хорошо согласуется с численными расчетами, выполненными как в рамках простой модели размножения электронов фона, так и в рамках подробной диффузионно-дрейфовой модели. В частности, на основе диффузионно-дрейфовой модели продемонстрировано движение фронта ионизации от анода малого радиуса к катоду, обусловленное размножением электронов фона.

Разумеется, со стримером связан большой комплекс разнообразных явлений, которые не учтены в предыдущем рассмотрении. В частности, возможна предионизация быстрыми электронами, эмиттируемыми с конца, направленного к аноду. Однако даже представленный выше простой анализ показывает, что механизм движения ионизации к аноду вовсе не так загадочен, как казалось ранее.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Лёб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах, М.-Л., ГИТТЛ, 1950.

- [2] Грановский В. Л. Электрический ток в газе, **1**, М., ГИТТЛ, 1952.
- [3] Капцов П. А. Электроника М., ГИТТЛ, 1954.
- [4] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах, М., ИЛ, 1960.
- [5] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах, М., Мир, 1968.
- [6] Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры, М., Атомиздат, 1975.
- [7] Райзер Ю. П. Физика газового разряда, М., Наука, 1992.
- [8] Wang M. C. and Kunhard E. E. Phys. Rev., A, **42**, No 4, 2366 (1990).
- [9] Vitello P. A., Penetrante V. M., and Bardsley J. N. Phys. Rev., E, **49**, No 6, 5574 (1990).
- [10] Kulikovskiy A. A. Phys. Rev., E, **57**, No 6, 7066 (1998).
- [11] Rosso A., Ebert U., and Hundsdorfer W. Phys. Rev., E, **66**, 035102(R)-1 (2002).
- [12] Argyúás A., Ebert U., and Hundsdorfer W. Phys. Rev. Lett., **88**, No 17, 174502-1 (2002).
- [13] Kulikovskiy A. A. Phys. Rev. Lett., **89**, No 22, 229401(1) (2002).
- [14] Бройтман А. П., Омаров О. А., Решетняк С. А., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 41 (1984).
- [15] Руденко Н. С., Сметанин В. И. Изв. ВУЗов "Физика", N 7, 34 (1977).
- [16] Бабич Л. П. Физика плазмы, **7**, вып. 6, 1419 (1981).
- [17] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 5, 264 (2003).
- [18] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **29**, вып. 16, 54 (2003).
- [19] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser physics, **13**, No 11, 1345 (2003).
- [20] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser physics, **12**(7), 1022 (2002).

Институт общей физики

им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 17 октября 2003 г.