

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Швейгерт, Волна ионизации при стримерном пробое газа. Диффузионно-дрейфовое приближение,
ТВТ, 1990, том 28, выпуск 6, 1056–1063

<https://www.mathnet.ru/tvt3763>

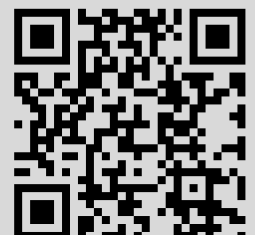
Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

17 мая 2025 г., 11:46:43



УДК 532.52 © 1990 г.

*В. А. Швейгерт***ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ ПРИ СТРИМЕРНОМ ПРОБОЕ ГАЗА.
ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ**

В диффузионно-дрейфовом приближении проведено численное моделирование характеристик стационарной волны ионизации. Построена приближенная аналитическая модель, позволяющая вычислить основные параметры волны ионизации.

1. При больших давлениях пробой газа носит обычно стримерный характер, т. е. волна ионизации (ВИ) распространяется по неионизованному газу, оставляя за собой узкий проводящий канал [1, 2]. Через некоторое время после лавинно-стримерного перехода характерная длина стримера l становится намного больше его радиуса R , что существенно ограничивает возможности численного моделирования в двумерной постановке, реализованной в [3–7]. Поэтому в [3, 4, 7] рассматривалась только стадия образования стримера, а в [5, 6] проводились модельные расчеты движения первоначально квазинейтрального сгустка плазмы в коротких промежутках. Пока двумерные расчеты не позволяют сделать выводы о структуре и характеристиках ВИ в длинных стримерах. Усиление поля на головке стримера играет определяющую роль в его распространении, поэтому модели плоских ВИ [8] не отражают специфики стримера. Представление стримера в виде идеально проводящего эллипсоида [9], концы которого продвигаются с дрейфовой скоростью в усиленном поле, явно неудовлетворительно, так как остается непонятным механизм движения катодонаправленной ВИ. Кроме того, проводимость за фронтом ВИ является одной из важнейших характеристик и должна находиться в корректной модели стримера. Характеристики катодонаправленной ВИ вычислялись для воздуха в [10–12]. Однако трудно оценить достоверность используемых в [10–12] предположений о характере распределения напряженности электрического поля. Наиболее простая и в то же время корректная модель стримера предложена в [13], где движение заряженных частиц считается одномерным вдоль оси стримера, а напряженность электрического поля находится по закону Кулона методом «дисков». Хорошая точность этой модели подтверждается сравнением с результатами двумерных расчетов лавинно-стримерного перехода [7]. В рамках приближений [13] проведено численное моделирование эволюции стримера в электроположительных [14–19] и электроотрицательных [20, 21] газах. Хотя результаты работ [14–21] дают представление об основных особенностях ВИ, вопрос о количественном определении структуры ВИ и взаимосвязи ее различных характеристик в них не ставился.

В данной работе с помощью модели [13] рассматривается структура ВИ, которая считается стационарной в системе координат, двигающихся со скоростью стримера v_s . Полученные аналитические выражения для характеристик ВИ сравниваются с результатами численного моделирования. Анализ движения электронов проведен в рамках диффузионно-дрейфового приближения. Роль кинетических эффектов, обусловленных нелокальным влиянием электрического поля на функцию распределения электронов, будет рассмотрена в отдельной работе. Кратко этот вопрос рассмотрен в [22].

2. Для определенности ограничимся исследованием ситуации, когда стример движется в нулевом ведущем поле по предварительно ионизованному электроположительному газу и вторичные процессы можно не учитывать. Такая сравнительно простая постановка задачи возникает, напри-

мер, при изучении распространения ВИ вдоль канала лазерной искры [23]. Обращение на другие случаи будет рассмотрено ниже. Ввиду большой скорости стримера ионы можно считать неподвижными, а в сильных полях на фронте ВИ существенна только ударная ионизация атомов в основном состоянии. Тогда распределение концентрации электронов n и напряженности поля E вдоль оси стримера описывается уравнениями

$$\pm v_s \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{\partial j/e}{\partial z} = \nu_i n \quad j = -e\mu \left(En + \frac{\partial}{\partial z} Tn \right), \quad (1)$$

$$\pm v_s \frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi \left(\int_{-\infty}^{\infty} K_E(z-z') j(z') dz' - j \right),$$

$$K_E(z) = \frac{1}{2} \frac{R^2}{(R^2+z^2)^{3/2}} \quad (2)$$

с граничными условиями

$$j|_{z \rightarrow \mp \infty} = j_s, \quad n|_{z \rightarrow \pm \infty} = n_0, \quad E|_{z \rightarrow \pm \infty} = 0, \quad \frac{\partial n}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow \pm \infty} = 0.$$

Здесь и ниже верхний знак соответствует анодонаправленной, а нижний — катодонаправленной ВИ; n_0 — степень предионизации газа; ν_i — частота ионизации; μ , T — подвижность и температура электронов.

В слабых полях частота ионизации газа экспоненциально быстро уменьшается с уменьшением поля, но остается все время отличной от нуля. Поэтому далеко за фронтом ВИ решение уравнений (1), (2) дает медленное ($E \sim 1/\ln|z|$, $n \sim \ln|z|$) изменение характеристик плазмы в канале стримера, и для получения физически разумных результатов необходимо обрезать либо частоту ионизации газа при некоторой напряженности поля, либо область интегрирования. В данной работе граничные условия из $z = \pm \infty$ переносились в $z = \pm L$, так как, строго говоря, приближение стационарной ВИ справедливо только в некоторой окрестности фронта ВИ. Для определенности под фронтом ВИ подразумевается точка, где напряженность поля достигает своей максимальной величины E_m . При численном моделировании длина расчетного интервала $2L = (10-30)R$ выбиралась таким образом, чтобы ее изменение слабо сказывалось на результатах.

Система интегро-дифференциальных уравнений (1), (2), которая представляет собой задачу на собственное значение v_s , решалась методом установления. Для этого производные по координате $\mp v_s \partial/\partial z$ заменялись производными по времени $\partial/\partial t$. Использовалась явная схема на равномерной сетке с шагом $h = (0,025-0,05)R$. Шаг счета по времени τ выбирался из условия $\tau < \max\{h^2/\mu(E_m h + 2T(E_m)), 1/4\sigma\}$, где σ — максимальная проводимость газа. Когда в процессе счета фронт перемещался на шаг сетки от точки $z=0$, все решение сдвигалось обратно на h , а длина l , проходимая ВИ, увеличивалась на h . Скорость стримера находилась как $v_s = dl/dt$. Обычно стационарные значения v_s , E_m устанавливались за времена порядка $(4-6) L/v_s$. Все расчеты проводились для неона. Зависимость от поля величин ν_i , μ , T (рис. 1) находилась при решении кинетического уравнения по методикам [24, 25]. Концентрация атомов неона N везде составляла 10^{19} см^{-3} .

3. Полученные в результате численных расчетов профили n , E , j указывают на возможность существенного упрощения уравнений (1), (2). Построим приближенную модель стримера, а ниже ее обоснуем. В пространственном распределении плотности тока j существует максимум, который тем более ярко выражен, чем больше R и меньше n_0 (рис. 2, 3). У катодонаправленной ВИ этот максимум есть всегда, а у анодонаправленной — с уменьшением тока стримера он постепенно размывается. Рассмотрим для определенности катодонаправленный стример. Ширина максимума j определяется характерными длинами изменения концентрации электронов l_n и напряженности поля l_E за фронтом ВИ. Будем считать ядро интеграла

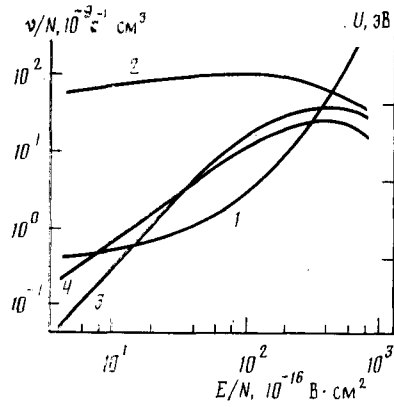


Рис. 1

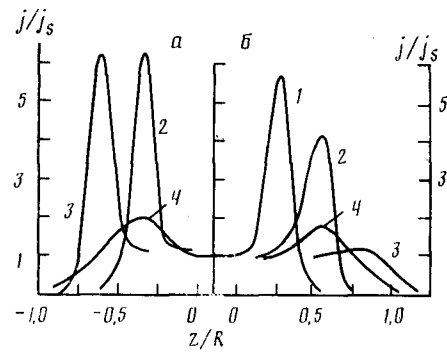


Рис. 2

Рис. 1. Средняя энергия электрона U (1) и частоты упругого рассеяния ν (2), ионизации ν_i (3), возбуждения ν_e (4) в неоне ($U=3T/2$, $\mu=e/m(\nu+\nu_i)$, e , m — заряд и масса электрона)

Рис. 2. Плотности тока вдоль оси катодонаправленного (а) и анодонаправленного (б) стримера в диффузионно-дрейфовом приближении при $j_s=1,45 \text{ А·см}^{-2}$ и $R=0,3$ (1); 0,1 (2, 4), 0,03 см (3); 1-3 — $n_0=10^6$, 4 — $n_0=10^{10} \text{ см}^{-3}$

в уравнении (2) плавной функцией, т. е.

$$R \gg l_n, \quad l_E, \quad l_n = (v_s + \mu E_m) / \nu_i(E_m),$$

$$l_E = v_s / 4\pi\sigma_*$$

Тогда мелкомасштабные особенности поведения распределения плотности тока, которое можно грубо представить в виде суммы ступеньки и дельта-функции Дирака, при вычислении интеграла несущественны, и уравнение (2) приводится к виду

$$\frac{v_s}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial z} = j_s \int_0^\infty K_E(z-z') dz' + c K_E(z) - j. \quad (3)$$

Поскольку перед фронтом ВИ плотность тока быстро спадает до нуля, то, используя условие $E_m \gg E_k$ (E_k — напряженность поля в канале стримера), из (3) получаем

$$c = \int_0^\infty (j - j_s) dz = R j_s.$$

Описанное выше приближение физически соответствует введению поверхностной плотности заряда на фронте ВИ, отделяющей неионизованную область с высокой напряженностью поля от квазинейтральной плазмы в канале стримера.

Пренебрегая диффузией

$$T(E_m) \ll l_n E_m, \quad (4)$$

проведем дальнейший анализ в дрейфовом приближении. Перед фронтом ВИ ток проводимости сначала равен полному току, а затем быстро ($R \gg l_n$) спадает в глубь неионизованной области. Поэтому условие стационарности ВИ можно записать как

$$\int_{-\infty}^0 \frac{\nu_i dz}{v_s + v} = \ln \frac{n_m}{n_0}, \quad (5)$$

где $v = \mu E$, $e v(E_m) n_m = j_s$, $n_m = n(z=0)$, а при интегрировании уравнения

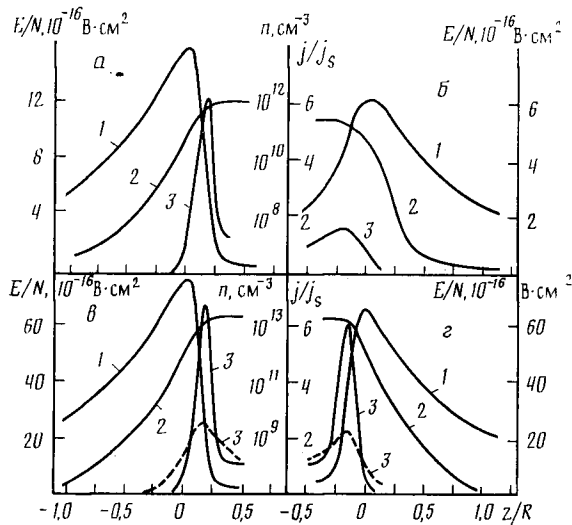


Рис. 3. Напряженность поля (1), концентрация электронов (2), плотность тока (3) на оси катодонаправленного (а, в) и анодонаправленного (б, г) стримера в диффузионно-дрейфовом приближении при $R=0,1$ см, $j_s=0,145$ (а, б) и $14,5$ А·см $^{-2}$ (в, г): сплошные линии — $n_0=10^6$ см $^{-3}$, штриховые — 10^{10}

(3) пренебречь током проводимости при $z < 0$

$$E(z < 0) = \frac{1}{2} E_m \left(\sqrt{1 + \left(\frac{z}{R}\right)^2} - \frac{z}{R} + 1 - \frac{z}{\sqrt{R^2 + z^2}} \right). \quad (6)$$

Непосредственно за фронтом ВИ ($z \approx l_n + l_E$) полный ток много меньше тока проводимости. Используя (1), (3), получаем выражения

$$n_k = \frac{1}{4\pi e} \int_0^{E_m} \alpha dE, \quad E_k = \frac{j_s}{e\mu n_k}, \quad \alpha = \frac{v_i}{v} \quad (7)$$

для концентрации электронов n_k и напряженности поля E_k в канале. Обобщение полученных формул на случай анодонаправленной ВИ очевидно. Ранее формула (7) была получена в [26].

Вернемся к вопросу о влиянии длины расчетной области. Если $v_i(E_k) \sim \sim L/v_s$, что возможно при больших токах стримера, то в квазинейтральном ($j \approx j_s$) канале продолжается ионизация и напряженность поля уменьшается в глубь плазмы в соответствии с уравнением

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{v^2}{v_s} \alpha, \quad j_s = e\mu E n, \quad (8)$$

для которого можно выписать решение в квадратурах. Численные расчеты показали, что действительно при больших E_k увеличение L приводит к увеличению проводимости канала в согласии с (8). Однако ионизация далеко за фронтом ($z > R$) ВИ легко включается в модель квазинейтрального канала стримера и не имеет, по сути дела, отношения к вопросу о структуре ВИ. Кроме того, при больших токах уже нельзя, как будет показано в отдельной работе, использовать диффузионно-дрейфовое приближение для вычисления проводимости канала.

Поскольку информация о v_i , μ , T задавалась в виде таблиц, то при количественном сравнении (рис. 4, 5) выражений (5)–(7) с результатами численного решения уравнений (1), (2) интегралы в (5), (7) также находились численно. Однако для качественного исследования формул (5), (7)

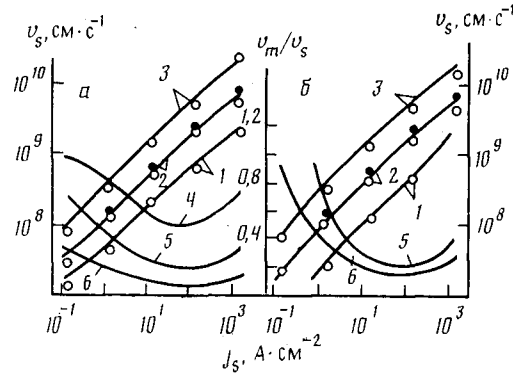


Рис. 4. Скорость стримера (1-3) и отношение скорости дрейфа электронов в максимальном поле и скорости стримера в диффузионно-дрейфовом приближении (4-6) при $R=0,3$ (1, 4); 0,1 (2, 5) и 0,03 см (3, 6) (а - анодонаправленный, б - катодонаправленный стример; темные точки - $n_0=10^{10}$ см $^{-3}$, все остальные результаты - $n_0=10^6$ см $^{-3}$; сплошные линии - теория, точки - численный расчет)

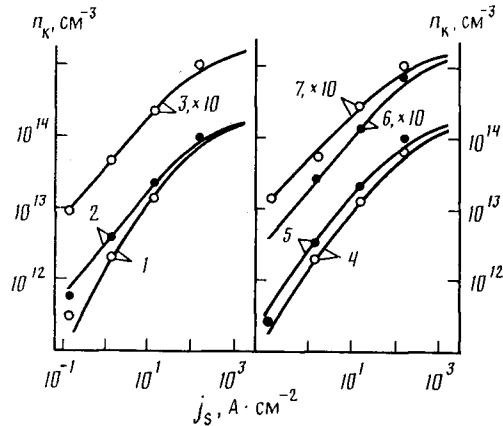


Рис. 5. Концентрация электронов в канале анодонаправленного (2-5) и катодонаправленного (1, 6, 7) стримеров в диффузионно-дрейфовом приближении при $R=0,3$ (1, 2); 0,1 (4-7), 0,03 см (3) и $n_0=10^6$ (1-3, 5, 7) и 10^{10} см $^{-3}$ (4, 6): сплошные линии - теория, точки - численный расчет

и области их применимости достаточно оценочных выражений

$$v_s \approx \pm v(E_m) + \frac{v_i(E_m)R}{\ln(n_m/n_0)} \frac{E_m}{B+E_m}, \quad (9)$$

$$n_k \approx \frac{1}{4\pi e} \alpha(E_m) E_m \frac{E_m}{B+E_m}, \quad (10)$$

где B - характерная величина электрического поля, ниже которого таунсендовский коэффициент ионизации газа α начинает резко уменьшаться с уменьшением поля. Характерные длины

$$l_n \approx R/\ln(n_m/n_0),$$

$$l_E \approx (1 \pm \ln(n_m/n_0)/\alpha(E_m)R) \frac{B}{E_m} l_n. \quad (11)$$

Здесь для простоты подвижность считается постоянной. Как видно из (11), при малой степени предионизации ($\ln(n_m/n_0) \gg 1$) условие $R \gg l_n$ выполняется всегда. Так как $T(E) \approx \lambda E$, где λ - длина неупругого рассеяния, то ограничение (4) представляет собой просто условие применимости самого

диффузионно-дрейфового приближения и здесь обсуждаться не будет. Ограничение на длину экранировки поля $R \gg l_E$ выполняется только для достаточно больших значений E_m . Поэтому с уменьшением j_s максимум плотности тока размывается и точность выражений (5), (6) уменьшается. Катодонаправленный стример всегда идет только за счет ионизации в усиленном поле, поэтому значение E_m остается достаточно большим. Анодонаправленный же стример с уменьшением тока переходит на режим распространения с дрейфовой скоростью, когда описанный выше анализ неприменим. Напряженность поля на катодном конце стримера всегда несколько больше (а скорость несколько меньше), чем на анодном. Соответственно проводимость катодонаправленного стримера выше. Поскольку в очень сильных полях частота ионизации газа начинает уменьшаться с увеличением поля из-за падения сечения ионизации при увеличении энергии электронов (рис. 1), то существует минимум в отношении скорости дрейфа к скорости стримера (рис. 4). Отметим, что в очень широком диапазоне изменения плотности тока стримера наблюдается хорошее количественное согласие между численными расчетами и приближенным анализом. Это позволяет использовать полученные выше результаты при исследовании широкого спектра проблем, касающихся стримерного механизма пробоя газа.

4. При анализе роли объемной фотоионизации газа S следует иметь в виду, что существующий уровень знаний пока позволяет описать этот процесс лишь феноменологически. В однокомпонентных газах наиболее достоверным механизмом образования вторичных электронов перед фронтом ВИ представляется ассоциативная ионизация с переносом резонансного излучения в крыльях линии [27]. В численных расчетах ВИ с привлечением этого процесса [19] концентрация возбужденных атомов n описывалась уравнением Бибермана — Холстейна

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \delta v_i n - \frac{n}{\tau} + \frac{1}{\tau_{ph}} \int K_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}') n(\mathbf{r}') d\mathbf{r}',$$

$$S = \frac{n}{\tau_a},$$
(12)

где δ — количество возбуждений на один акт ионизации; τ , τ_a , τ_{ph} — характерные времена жизни, ассоциативной ионизации и спонтанного излучения; $K_0(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$ — вероятность поглощения в точке \mathbf{r} фотона, испущенного в \mathbf{r}' . В смеси газов возможны также ионизация Пеннинга и прямая фотоионизация одной компоненты излучением другой. Преобладание последнего механизма в воздухе обосновывается в [28]. В расчетах стримера [16, 17] используются полумпирические выражения

$$S = \frac{\delta}{\tau_{ph}} \iint v_i(t', \mathbf{r}') n(\mathbf{r}', t') K_i(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' d\mathbf{r}',$$
(13)

где константы δ , τ_{ph} , τ и вид ядра K_i подбираются по экспериментальным данным об ионизации газа излучением искрового разряда [28].

При анализе влияния фотоионизации будем исходить из экспериментального факта, что доля фотоэлектронов, приходящаяся на один акт ионизации, мала ($\approx 10^{-3}$ [2, 28, 29]¹). Следовательно, фотоионизация важна только перед фронтом ВИ и имеет смысл рассматривать только такие фотоны, которые слабо поглощаются на характерной длине ионизации l_n . Вводя эффективную ионизацию

$$\tilde{n}_0 = \int \frac{S(z)}{v_s} \exp\left(-\int_z^{\infty} \frac{v_i dz'}{v_s \pm v}\right) dz$$
(14)

перед фронтом ВИ, можно использовать все полученные выше результаты без изменений. При высоких давлениях $\tau_{ph} \gg \tau$ и реабсорбцию излучения

¹ Противоположная ситуация, которая может реализоваться при низких давлениях и скоростях ВИ, рассматривалась для плоских ВИ в [8].

можно рассматривать как малую поправку, а уравнение (12) решать итерациями по последнему члену. Ядро в (12), (13) является плавной функцией по сравнению со скоростью ионизации $v_i n$. Полное количество актов ионизации $v_s n_k R^2$ находится из уравнения (4). Исходя из изложенных соображений, скорость ассоциативной ионизации можно записать в виде

$$S = \frac{\delta n_k}{2\tau_a v_s \tau_{ph} z} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{x-z}{\tau_a v_s}\right) dx \int_0^\infty \exp\left(-\frac{y}{\tau_a v_s}\right) \frac{\Omega(x+y) dy}{\sqrt{\pi k_0 (x+y)^{3/2}}}, \quad (15)$$

а прямой фотоионизации —

$$S = \frac{\delta n_k}{\tau_{ph}} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{x}{\tau_a v_s} - k(x+z)\right) \Omega(x+z) k dx. \quad (16)$$

Здесь $\Omega(z) = 0,5(1-z/\sqrt{R^2+z^2})$ — телесный угол; учитывается, что при высоких давлениях контур линии поглощения — дисперсионный; k_0 — коэффициент поглощения в центре линии; k — коэффициент поглощения фотоионизирующего излучения. Интегралы (15), (16) аналитически не берутся. Обычно $\tau_a v_s \gg R$, и для оценки характеристик ВИ можно воспользоваться выражением

$$\tilde{n}_0 \simeq \frac{1}{4} \delta \frac{n_k R}{\tau_a v_s} \frac{\tau_a}{\tau_{ph}} \frac{1}{\sqrt{\pi k_0 R}},$$

которое верно по порядку величины.

5. Даже в простых моделях стримера [10–12] необходимо выполнять большой объем вычислений для получения его основных параметров. Поэтому приведенные для воздуха результаты [10–12] трудно обобщить на другие газы. Коэффициент ионизации газа обычно описывается выражением

$$\alpha = A \exp(-B/E),$$

где постоянные A, B зависят от сорта газа [30]. В этом случае максимальная погрешность приближенных формул (9), (10), как показывают численные расчеты, оказывается меньше 25%, и их вполне можно использовать для вычисления характеристик стримера.

Прямое сопоставление результатов проведенного анализа с экспериментальными данными провести нельзя, так как неизвестна плотность тока, которая должна находиться в рамках согласованной модели [12], учитывающей изменение проводимости канала стримера. Адекватность самой модели дисков подтверждается расчетами [19]. Наиболее корректной представляется работа [12]. Как показывают изложенные выше результаты, основная погрешность модели [12] — учет только поля поверхностных зарядов (третий и четвертый члены в выражении (6)). Между тем поле зарядов, сосредоточенных в канале стримера (первые два члена в (6)), дают точно такой же вклад в максимальную напряженность поля на фронте стримера и основной вклад в падение напряжения $U_s \simeq 0,25 E_m R \ln(l/R)$ на головке стримера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мик Д., Крэгс Д. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
2. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
3. Кремнев В. В., Месяц Г. А., Янкелевич Ю. Б. // Изв. вузов. Физика. 1970. № 2. С. 81.
4. Бортник И. М., Кочетов И. И., Ульянов К. Н. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 2. С. 193.
5. Dhali S. K., Williams P. F. // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. N 2. P. 1219.
6. Dhali S. K., Williams P. F. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 12. P. 4696.
7. Швейгерт В. А. // ПМТФ. 1989. № 1. С. 10.
8. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1976.
9. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 670.
10. Dawson G. A., Winn W. P. // Z. Phys. 1965. B. 183. N 2. S. 159.
11. Gallimberti I. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1972. V. 5. N 12. P. 2179.

12. Гайворонский А. С., Ражанский И. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 6. С. 1110.
13. Davies A. J., Evans C. J. // Proc. IEE. 1967. V. 114. N 10. P. 1547.
14. Davies A. J., Davies C. S., Evans C. J. // Proc. IEE. 1971. V. 118. N 6. P. 816.
15. Reininghaus W. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1973. V. 6. P. 1486.
16. Kline L. E. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 5. P. 2046.
17. Yoshida K., Tagashira H. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1976. V. 9. P. 491.
18. Bayle P., Cornebois B. // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. N 2. P. 1046.
19. Мелешко В. П., Швейгерт В. А. // ПМТФ. 1989. № 1. С. 15.
20. Bayle P., Bayle M. // Z. Phys. 1974. B. 266. S. 275.
21. Kline L. E. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5.
22. Швейгерт В. А. // IV Всес. конф. по физике газового разряда. Махачкала: Даг. гос. ун-т, 1988. С. 55.
23. Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Нестеркин О. В. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 14. С. 249.
24. Пономаренко А. Г., Тищенко В. Н., Швейгерт В. А. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 4. С. 413.
25. Швейгерт В. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 5. С. 633.
26. Сизых С. В. Теоретическое исследование развития пробоя в воздухе в постоянных и СВЧ-полях. Автореф. дис. на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. М.: ИВТАН, 1985.
27. Лозанский Э. Д. // ЖТФ. 1968. Т. 38. С. 1563.
28. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Сизых С. В. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 2. С. 232.
29. Repney G. W., Hummert G. T. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 572.
30. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.

ИТПМ
СО АН СССР

Поступила в редакцию
13.03.89