

Коэффициент Таунсенда и убегание электронов в электроотрицательном газе

А. М. Бойченко, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко¹⁾

Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2003 г.

После переработки 23 октября 2003 г.

Рассмотрен режим изменения числа электронов в электроотрицательном газе (SF_6), находящемся в электрическом поле. Показано, что при любых значениях напряженности поля с ростом расстояния до катода устанавливается режим экспоненциального изменения числа электронов. При этом средняя скорость и энергия электронов выходят на постоянные значения. При малых значениях приведенной напряженности поля $E/p < 94 \text{ В/торр} \cdot \text{см}$ имеет место режим преобладания прилипания электронов, характеризуемый отрицательным показателем экспоненты (отрицательным коэффициентом Таунсенда). При $E/p > 94 \text{ В/торр} \cdot \text{см}$ имеет место обычный таунсендовский режим размножения, характеризуемый положительной экспонентой. В переходной области при $E/p = (40 \div 160) \text{ В/торр} \cdot \text{см}$ имеет место линейная зависимость коэффициента торможения от E/p . На основе простой модели и численных расчетов показано, что таунсендовский режим размножения имеет место даже при столь больших полях, при которых ионизационным торможением электронов можно пренебречь. Получена универсальная функция, характеризующая критерий убегания электронов в SF_6 .

PACS: 52.58.-c, 52.80.-s

1. Введение. Таунсендовский режим ионизации газа во внешнем электрическом поле характерен двумя моментами. Во-первых, число актов ионизации экспоненциально растет с расстоянием до точки, где родился первый электрон. Во-вторых, средняя скорость и средняя энергия электронов не зависят от этого расстояния. Моделирование методом динамики многих частиц позволяет получить зависимость таунсендовского коэффициента размножения от напряженности электрического поля и давления газа, если известен набор сечений упругих и неупругих столкновений электрона с атомами или молекулами нейтрального газа.

Недавно на основе такого моделирования было выявлено [1, 2], что если расстояние между электродами достаточно велико, таунсендовский режим ионизации может реализоваться даже в больших полях, при которых, согласно традиционной точке зрения средняя энергия электронов должна непрерывно увеличиваться [3–5]. При этом коэффициент Таунсенда немонотонно зависит от отношения напряженности поля к давлению. Немонотонность коэффициента размножения приводит к двузначности кривых, разграничивающих область интенсивного размножения электронов и область ухода электронов без размножения (аналоги кривых Пашена). Эти представления

приобретают дополнительную актуальность в связи с получением электронных пучков субнаносекундной длительности с рекордной амплитудой тока (в воздухе $\sim 70 \text{ А}$, в гелии $\sim 200 \text{ А}$) при атмосферном давлении [6].

Ранее были рассмотрены гелий [1] и ксенон [2]. Представляет интерес рассмотреть тем же методом механизм размножения электронов в электроотрицательном газе, то есть в газе с большим сечением прилипания электронов к молекулам. Ввиду конкуренции прилипания и размножения электронов заранее не ясно, в какой мере к электроотрицательному газу применимо понятие коэффициента Таунсенда. В то же время электроотрицательные газы широко используются в различных разрядах, в частности, при накачке эксиплексных и химических лазеров. Ниже рассмотрено размножение и убегание электронов в SF_6 , поскольку для молекулы этого газа наиболее хорошо известны характеристики столкновения с электроном.

2. Размножение и прилипание электронов. *Использованная модель.* Моделирование размножения и убегания электронов в гелии было проведено на основе одной из модификаций метода частиц [7]. Рассматривалось размножение и перенос электронов между плоскостями, расположенными на расстоянии d , находящимися под напряжением U (напряженность поля $E = U/d$). Напряжение считалось посто-

¹⁾e-mail: syakov@kapella.gpi.ru

янным и поданным задолго до появления рассматриваемых электронов. Электроны рождались на катоде с хаотически направленной скоростью и начальной энергией распределенной по Пуассону со средним значением $\varepsilon_0 = 0.2$ эВ. На малых временных шагах решались уравнения движения всех электронов и с вероятностями, определяемыми сечениями элементарных процессов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения. Используемые в работе сечения и энергозатраты для различных процессов, основанные на данных работ [8–10], приведены на рис.1.

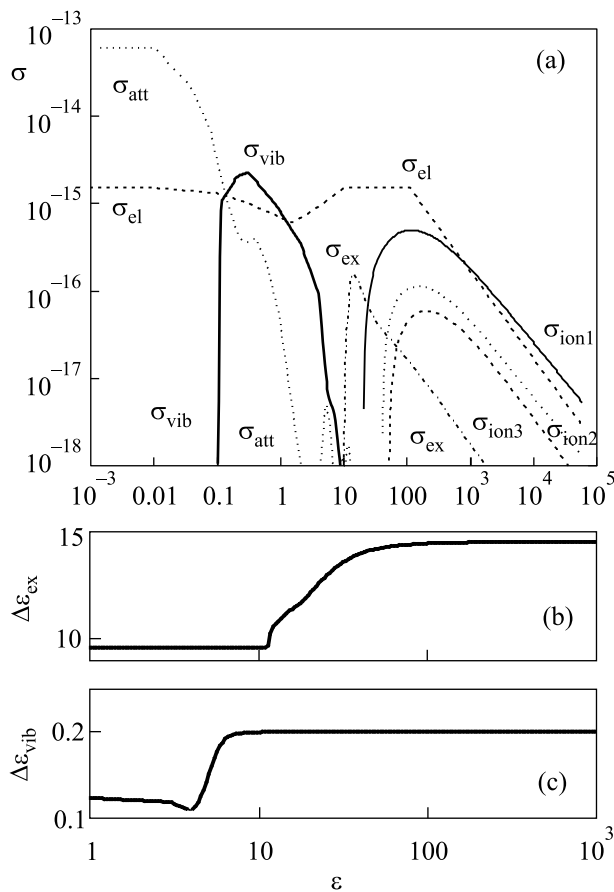


Рис.1. Зависимость сечений столкновения электрона (в см²) с молекулой SF₆ (а) и энергозатрат на возбуждение электронных (b) и колебательных (c) состояний от энергии электрона (в эВ): σ_{el} – сечение упругого столкновения; σ_{att} – сечение прилипания; σ_{vib} – сечение возбуждения колебательных степеней свободы; σ_{ex} – сечение возбуждения электронных степеней свободы; σ_{ion1} , σ_{ion2} , σ_{ion3} – сечения ионизации с разными порогами (по данным работ [8–10])

Таунсендовский режим ионизации. Как и ранее, коэффициент размножения Таунсенда определялся по наклону зависимости логарифма электронного тока от расстояния до катода (см. рис.2). Тот

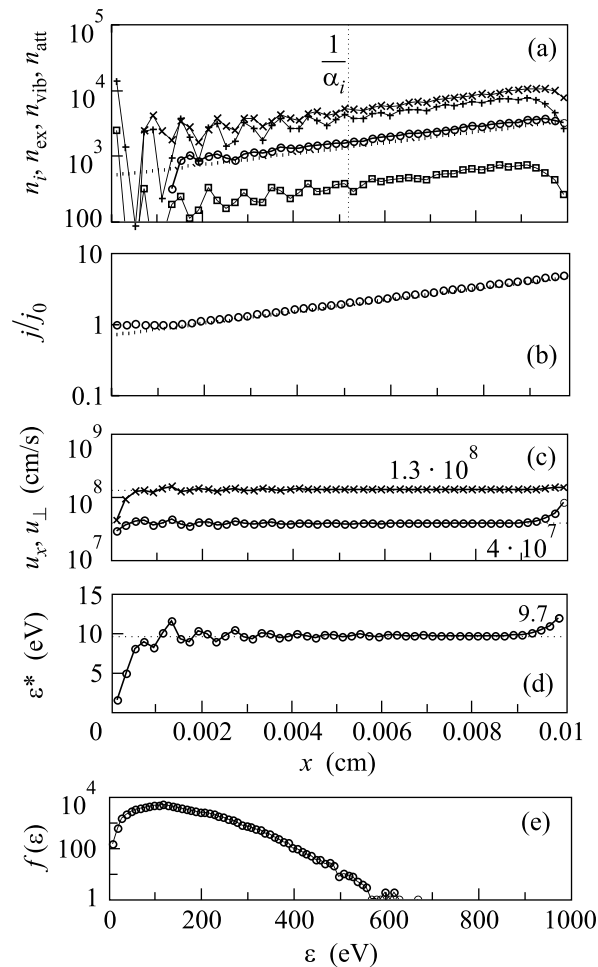


Рис.2. Характеристики размножения электронов в таунсендовском режиме в зависимости от расстояния до катода x при следующих параметрах: $N = 3.22 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($p = 100$ торр), $U = 1.6$ кВ, $d = 0.1$ мм, $E = 16$ кВ/см, ($E/p = 160$ В/см · торр). (а) Количество рожденных ионов n_i (кружки), актов возбуждения электронных состояний (косые крестики), актов возбуждения колебательных состояний (прямые крестики), актов прилипания (квадраты), пунктир – зависимость $500 \cdot \exp(192x/cm)$. Соответственно $\alpha_i = 192$ см⁻¹, $\alpha_i d \approx 1.92$. (b) Отношение потока электронов в данной точке $j(x)$ к потоку электронов с катода j_0 . Пунктир – зависимость $0.7 \cdot \exp(192x/cm)$. (c) Проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю u_x (кружки), и модуль скорости u_{\perp} в плоскости, перпендикулярной оси x (косые крестики). (d) Средняя энергия электронов. (e) Функция распределения электронов, достигших анода (произвольные единицы), по энергии (эВ)

же наклон имеет место для логарифма числа актов ионизации, прилипания и возбуждения. Разумеется, расстояние между электродами должно превышать

обратный коэффициент Таунсенда (длину размножения α_i^{-1}).

Расчеты показывают, что при достаточно большой приведенной к давлению p напряженности поля $E/p > 94 \text{ В/торр} \cdot \text{см}$ и при достаточно больших расстояниях между электродами, $d > \alpha_i^{-1}$, действительно имеет место таунсендовский режим ионизации (см. рис.3). Основные характеристики этого

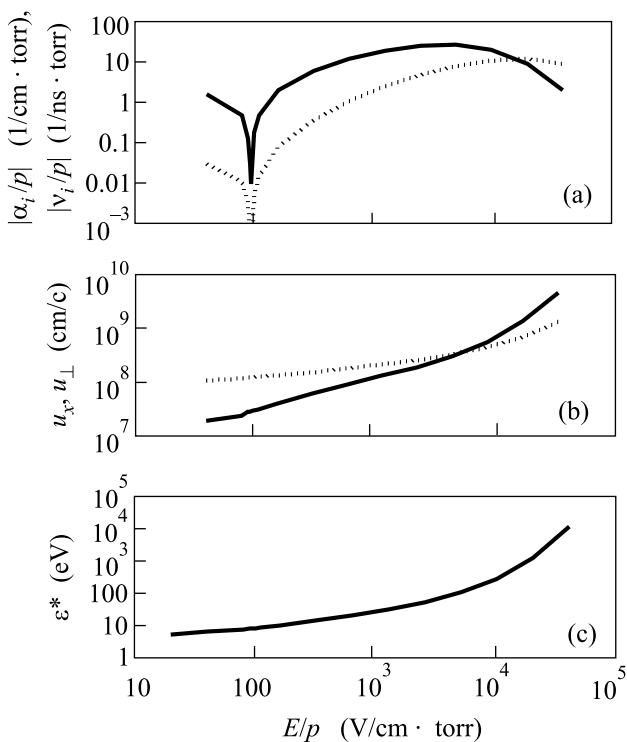


Рис.3. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля E/p (в $\text{В/см} \cdot \text{торр}$). Точки получены при различных значениях напряженности поля при $p = 100 \text{ торр}$. (а) Нормированные на давление значения модуля коэффициента Таунсенда α_i/p (сплошная кривая) и частоты ионизации ν_i/p (пунктир). (б) Средняя проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю u_x (сплошная кривая), и средний модуль скорости u_{\perp} в плоскости, перпендикулярной оси x (пунктир). (с) Средняя энергия электрона

режима выглядят качественно так же, как в случае гелия и ксенона. С ростом расстояния от катода x имеет место экспоненциальный рост числа рождений электронов, а также числа актов неупругих столкновений. При этом устанавливаются не зависящие от x значения: средней энергии электронов ϵ^* ; средней проекции скорости на направление поля u_x ; средней проекции скорости на плоскость, поперечную полю u_{\perp} . Максимум функции распределения электронов,

долетевших до анода, приходится на малые энергии, $\epsilon^* \ll eU$.

Коэффициент размножения Таунсенда α_i пропорционален плотности газа (давлению p) и может быть записан в виде $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$, где $\xi(E/p)$ – функция, характеризующая данный газ. Расчеты показывают, что функция $\xi(E/p)$ имеет максимум при $(E/p)_{\text{max}} \approx 5 \text{ кВ/торр} \cdot \text{см}$. Этот максимум обусловлен наличием максимума у сечения ионизации.

Конкуренция прилипания и размножения электронов. Существенной особенностью электроотрицательного газа является то, что при напряженности поля, меньше некоторой (для SF_6 – при $E/p < 94 \text{ В/торр} \cdot \text{см}$), электроны, испущенные с катода, не размножаются, а преимущественно прилипают к молекулам. При этом устанавливается режим прилипания, в некотором смысле противоположный режиму размножения (см. рис.4). Он, как и режим

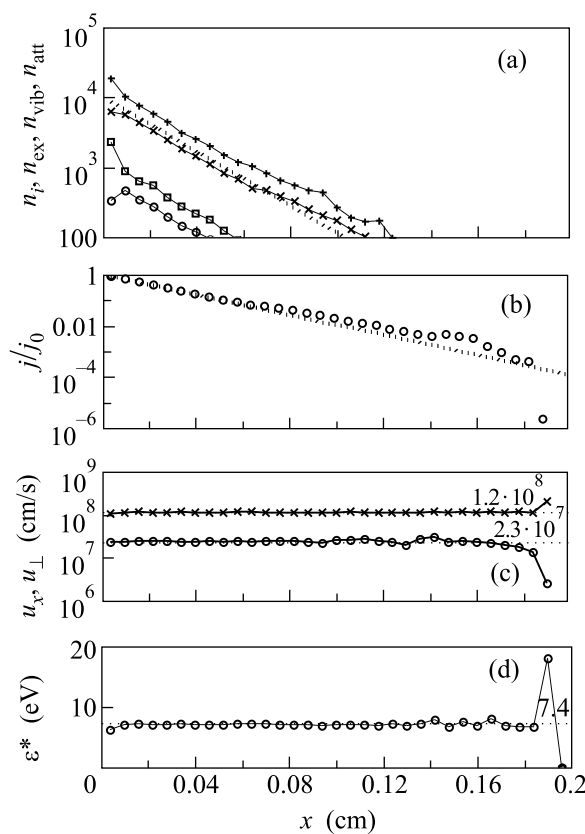


Рис.4. То же, что на рис.2 в режиме прилипания электронов: $E/p = 80 \text{ В/см} \cdot \text{торр}$, $p = 100 \text{ торр}$, $U = 2.4 \text{ кВ}$, $d = 3 \text{ мм}$.

размножения, характеризуется экспоненциальной зависимостью как электронного тока, так и числа актов неупругих столкновений. В то же время средняя энергия электронов ϵ^* и скорости u_x , u_{\perp} не зависят

от x . Однако коэффициент размножения становится в этом режиме отрицательным.

Отметим, что преобладание прилипания имеет место не столько в связи с большим сечением прилипания, сколько в связи с падением сечения ионизации при малых энергиях. Прилипание преобладает при таких полях $E/p < 94$ В/торр·см, когда средняя энергия электронов $\varepsilon^* < 10$ эВ становится существенно меньше первого порога ионизации газа (20 эВ).

Обратим также внимание на то, что в области смены знака коэффициент размножения линейно зависит от приведенной напряженности поля (см. рис.5).

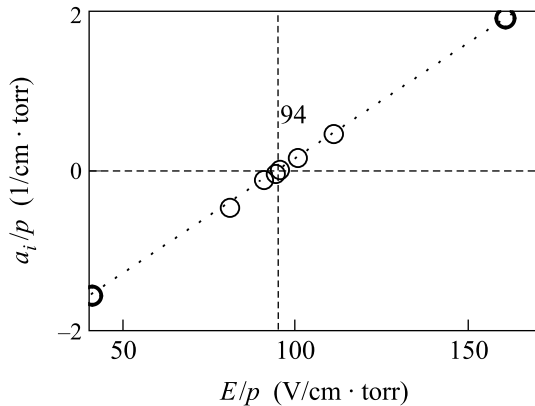


Рис.5. Зависимость коэффициента размножения в переходной области. Пунктир – линейная зависимость $2.87 \cdot 10^{-2} (E \cdot \text{торр} \cdot \text{см}/p \cdot \text{В}) - 2.7$

3. Размножение электронов и убегающие электроны. Локальный критерий убегания электронов. Обычно используют локальный критерий убегания электронов (подробнее см., например, [3, (с.53); 4, (с.71); 5, (с.74)]). Считается, что в установившемся потоке электронов от катода к аноду распределение близко к моноэнергетическому [5]. Для энергии ε электрона, находящегося в электрическом поле напряженности E , используется следующее уравнение баланса [3–5]:

$$d\varepsilon/dx = eE - F(\varepsilon). \quad (1)$$

Здесь $F(\varepsilon)$ – сила трения, обусловленная столкновениями электрона с атомами газа.

Зависимость силы трения от энергии электрона имеет максимум $F_{\max} = F(\varepsilon_{\max})$. Поэтому, согласно традиционному подходу, условием получения убегающих электронов в газе является требование большой напряженности поля, $E > E_{\text{cr1}}$, где критическая напряженность поля E_{cr1} определяется максимальным значением силы торможения, $E_{\text{cr1}} = F_{\max}/e$.

Приведем простые соображения, объясняющие, почему режим просвиста, то есть непрерывного уско-

рения основной доли электронов в газах, на самом деле не реализуется даже при $E \gg E_{\text{cr1}}$, если расстояние до катода достаточно велико.

Ограничение средней энергии размножением. Обратим внимание на важный факт. Даже при выполнении условия $E > E_{\text{cr1}}$ средняя энергия электронов вовсе не будет неограниченно расти с ростом x . Дело в том, что приведенное выше рассмотрение не учитывает принципиальный момент – размножение электронов. Для определения средней энергии электронов ε^* надо исходить не из (1), а из уравнения, учитывающего изменение числа электронов:

$$d(N_e \varepsilon^*)/dx = eEN_e - F(\varepsilon^*)N_e. \quad (2)$$

Здесь $N_e(x)$ – плотность электронов в точке x . Учитывая, что $dN_e/dx = \alpha_i N_e$, имеем:

$$d\varepsilon^*/dx = eE - F(\varepsilon^*) - \alpha_i \varepsilon^*. \quad (3)$$

В отличие от (1), это уравнение содержит в правой части отрицательный член $\alpha_i \varepsilon^*$, описывающий “размазывание” энергии, приобретаемой электронами от поля, на все электроны, включая новорожденные. Поэтому даже при полном пренебрежении торможением о газ (при $F(\varepsilon) = 0$) средняя энергия электронов ограничена: $\varepsilon^* < \varepsilon_{\max}^* = eE/\alpha_i$. Соответственно, придавать уравнению (1) смысл уравнения для среднего значения электронов и считать распределение электронов моноэнергетическим, нельзя. Также нельзя и считать, что таунсендовский режим невозможен при $E > E_{\text{cr1}}$. Величина же E_{cr1} определяет в действительности не условие непрерывного ускорения основной массы электронов с ростом x , а условие падения коэффициента размножения Таунсенда при $E > E_{\max} \approx E_{\text{cr1}}$.

Нелокальный критерий. Таунсендовский режим ионизации устанавливается на некотором расстоянии от катода, $x \sim \alpha_i^{-1}$, соответствующем характерной длине размножения. Если же расстояние между электродами невелико, $d < \alpha_i^{-1}$, картина размножения электронов радикально отличается от таунсендовской. Существенная часть электронов непрерывно ускоряется: с увеличением расстояния до катода x растет как проекция скорости u_x на ось x , так и средняя энергия ε^* . При этом пик функции распределения по энергии электронов, долетевших до анода, приходится на максимальное значение энергии $eU = eEd$, приобретаемой электроном при пролете от катода до анода.

В работах [1, 2] в отличие от обычно принятого подхода [3–5], предложено считать, что убегающие электроны начинают преобладать в том случае,

когда расстояние между электродами d становится сравнимым с характерной длиной размножения α_i^{-1} . При $\alpha_i d < 1$ убегающие электроны преобладают и в спектре электронов, долетевших до анода. Соответственно, критерий, определяющий граничное значение напряженности поля E_{cr} имеет вид

$$\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1. \quad (4)$$

Для плоских электродов ($E_{cr} = U_{cr}/d$) имеем:

$$pd \cdot \xi(E_{cr}/p) = 1, \text{ или } pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \quad (5)$$

Последняя формула (5) дает неявную зависимость критического напряжения $U_{cr}(pd)$ от произведения расстояния между электродами на давление pd (см. рис.6). Кривая ухода $U_{cr}(pd)$ разделяет область эф-

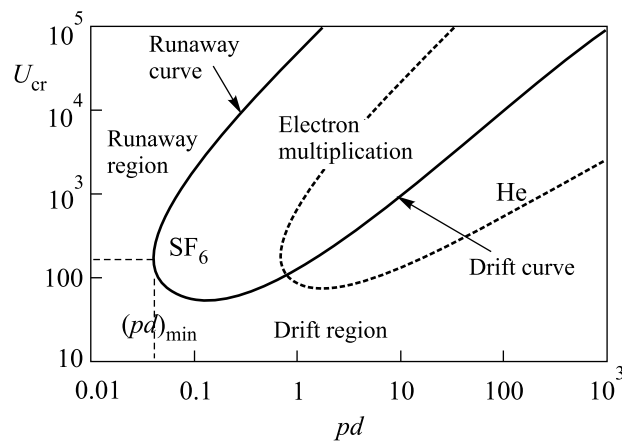


Рис.6. Кривые ухода $U_{cr}(pd)$, разграничивающие область размножения электронов и область ухода электронов из объема без размножения. Сплошная кривая – для SF_6 ; пунктирная – для He (из работы [1]). U_{cr} в В, pd – в торр·см

фективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. Она является универсальной для данного газа. На кривой ухода электронов $U_{cr}(pd)$ можно выделить нижнюю и верхнюю ветви (см. рис.6). Граничной точкой можно считать точку поворота, то есть точку, соответствующую минимальному значению $pd = (pd)_{min}$. Эта точка соответствует максимуму функции $\xi(x)$.

4. Заключение. Итак, в данной работе рассмотрен режим изменения числа электронов в электроотрицательном газе (SF_6), находящемся в электрическом поле. Показано, что при любых значениях напряженности поля с ростом расстояния до катода

устанавливается режим экспоненциального изменения числа электронов. При этом средняя скорость и энергия электронов выходят на постоянные значения. При малых значениях приведенной напряженности поля $E/p < 94$ В/торр·см имеет место режим преобладания прилипания электронов, характеризуемый отрицательным показателем экспоненты (отрицательным коэффициентом Таунсенда). При $E/p > 94$ В/торр·см имеет место обычный таунсендовский режим размножения, характеризуемый положительной экспонентой. В переходной области при $E/p = (40 \div 160)$ В/торр·см имеет место линейная зависимость коэффициента торможения от E/p . Протабулированные значения коэффициента Таунсенда, частоты ионизации и дрейфовой скорости электронов как функции E/p могут быть использованы для построения диффузионно-дрейфовых моделей, описывающих свойства разрядов.

На основе простой модели и подробных численных расчетов показано, что таунсендовский режим размножения имеет место даже при столь больших полях, при которых ионизационным торможением можно пренебречь. Получена универсальная функция, характеризующая критерий убления электронов в SF_6 .

Авторы признательны В.Ф. Тарасенко за стимулирующие обсуждения. Работа поддержана грантом МНТЦ-1270.

1. А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, Письма в ЖЭТФ **77**, 264 (2003).
2. А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко, Письма в ЖТФ **29**, 54 (2003).
3. Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**, 49 (1990).
4. Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, Физика импульсного пробоя газов, М.: Наука, 1991.
5. Ю. П. Райзер, Физика газового разряда, М.: Наука, 1992.
6. В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко, В. М. Орловский и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 737 (2003).
7. A. N. Tkachev and S. I. Yakovlenko, Laser Phys. **12**, 1022 (2002).
8. T. Stanski and B. Adamchyk, J. Mass Spectr. Ion Phys. **46**, 31 (1983).
9. J. P. Novak and M. F. Frechette, J. Appl. Phys. **55**, 107 (1984).
10. L. E. Kline, D. K. Davies, C. L. Chen, and P. J. Chantry J. Appl. Phys. **50**, 6789 (1979).