

УДК 537.52

## РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕЛИИ И НЕОНЕ

А. Н. Ткачев, А. А. Феденев, С. И. Яковленко

*Проведено моделирование эффективности формирования пучка убегающих электронов в гелии и неоне методом динамики многих частиц. Эффективность определяется как доля электронов, пришедших на анод с энергией, превышающей две трети энергии, набираемой при свободном движении. Расчеты показали, что зависимость напряжения между электродами, при котором формируется заданная доля убегающих электронов, от произведения давления на межэлектродное расстояние имеет вид, качественно согласующийся с введенной ранее кривой убегания. При не очень больших значениях эффективности  $\eta \leq 20\%$  кривые убегания практически совпадают с кривыми равной эффективности.*

В работах [1 – 7] сформировано новое понимание механизма формирования пучка убегающих электронов в газах. На основе моделирования методом динамики многих частиц и с помощью простых аналитических моделей было показано, что Таунсендовский механизм размножения электронов справедлив даже для сильных полей, при которых можно пренебречь ионизационным трением электронов о газ, если расстояние между электродами достаточно велико. Ранее считалось (см., например, [8 – 10]), что при столь сильных полях электроны переходят в режим непрерывного ускорения (просвиста), подобно тому, как это имеет место в полностью ионизованной плазме (см., например, [11]).

В связи с этим был предложен нелокальный критерий убегания электронов в газах [1, 3, 4], радикально отличающийся от принятого ранее локального критерия [8 – 10]. Было предложено считать критерием убегания основного количества электронов

в газе равенство обратного коэффициента Таунсенда расстоянию между электродами. Немонотонность зависимости коэффициента Таунсенда от напряженности поля и нелокальность критерия убегания электронов привели к выявлению некоторой, универсальной для данного газа, двузначной зависимости напряжения от произведения давления на расстояние между электродами. Такая двузначная зависимость разделяет область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться.

Вопросы, связанные с физическими основами критерия убегания электронов в неоне и соответствующие ссылки даны в нашей предыдущей работе [7].

Эта кривая названа кривой ухода. На кривой ухода электронов можно выделить нижнюю и верхнюю ветви. Существование верхней ветви кривой ухода обусловлено падением коэффициента Таунсенда с ростом напряженности поля. Область выше верхней ветви кривой ухода соответствует ситуации, когда электроны, набирая большую энергию за свободный пробег, убегают из разрядного промежутка, не успевая эффективно размножиться ввиду малых сечений ионизации для больших энергий. Поэтому область выше верхней ветви кривой ухода была названа областью убегания (просвиста) электронов, а верхняя часть кривой ухода – кривой убегания.

Нижняя часть кривой соответствует растущей части зависимости приведенного коэффициента Таунсенда от напряженности поля. В этой области электроны за время свободного пробега успевают набрать сравнительно небольшую энергию, которая соответствует растущей части зависимости сечения ионизации от энергии электрона. Область ниже нижней кривой ухода соответствует ситуации, когда электроны дрейфуют от катода к аноду, не набирая энергии, достаточной для эффективного размножения. Поэтому область ниже нижней ветви кривой ухода названа областью дрейфа электронов, а нижняя часть кривой ухода – кривой дрейфа.

Рассмотрение механизма формирования убегających электронов в газе актуально в связи с получением электронных пучков субнаносекундной длительности с рекордной амплитудой тока (до сотен ампер) при атмосферном давлении [12 – 15].

Для практических приложений полезно знать долю убегających электронов, возникающих при пробое разрядного промежутка в зависимости от напряжения на электродах, давления газа и расстояния между электродами. В данной работе проведена табуляция этого параметра для гелия и неона.

*Использованная модель.* Для получения ионизационно-дрейфовых характеристик использовалась та же модель динамики многих частиц, что и в работах [1 – 7]. Она по-

дробно описана в работе [16]. Электроны рождались на катоде с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону со средним значением  $\epsilon_0 = 0.2 \text{ эВ}$ . На малых временных шагах решались уравнения движения всех электронов и с вероятностями, определяемыми сечениями элементарных процессов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения. Движение считалось нерелятивистским (об учете релятивистских эффектов см. [6]). Ниже приведены результаты для плоских электродов, находящихся на расстоянии  $d$  под напряжением  $U$  (напряженность поля  $E = U/d$ ). О методе рассмотрения случая коаксиальных цилиндров см. [16]. Не рассматривалась форма лавин (о ней см. [17]).

Рассматривались акты упругого рассеяния электронов на атомах, ионизации атомов электронами и возбуждения уровней. Многократная и ступенчатая ионизация не учитывались. В гелии учитывались состояния  $2^3S, 2^1S, 2^3P, 2^1P$  (подробнее см. [1]); в неоне —  $3s'[1/2]_1, 3p'[1/2]_0, 3s[3/2]_2, 3s[3/2]_1$  (подробнее см. [7]).

Различные характеристики дрейфа и размножения электронов приведены в работах [1, 7]. Здесь основное внимание уделено расчету эффективности формирования электронов пучка. При этом эффективность определяется как доля электронов, пришедших на анод с энергией, превышающей две трети энергии, набираемой при свободном движении  $\epsilon > 2eU/3$ .

*Кривые убегания.* 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 (подробнее см. [1]). Существенная часть электронов непрерывно ускоряется: с увеличением расстояния до катода  $x$  растет как проекция скорости на ось  $x$   $u_x$ , так и средняя энергия  $\epsilon^*$ . 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 – 7], в отличие от обычно принятого подхода [8 – 10], предложено считать, что убегаящие электроны начинают преобладать в том случае, когда расстояние между электродами  $d$  становится сравнимым с характерной длиной размножения, т.е. обратным коэффициентом Таунсенда  $\alpha_i^{-1}$ . При  $\alpha_i d < 1$  убегаящие электроны преобладают и в спектре электронов, долетевших до анода. Соответственно критерий, определяющий граничное значение напряженности поля  $E_{cr}$ , имеет вид:

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

Выделим в коэффициенте Таунсенда множителем давление или плотность газа, и используем то, что оставшийся множитель является функцией только приведенной напряженности поля  $E/p$ :  $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ . Для плоских электродов  $E = U/d$ , при этом  $E_{cr} = U_{cr}/d$ . Тогда критерий ухода электронов из промежутка между плоскими электродами приобретает вид:

$$pd \cdot \xi(E_{cr}/p) = 1, \text{ или } pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \quad (2)$$

Последняя формула (2) дает неявную зависимость критического напряжения  $U_{cr}(pd)$  от произведения расстояния между электродами на давление  $pd$  (рис. 1). Кривая  $U_{cr}(pd)$  разделяет область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. Она является универсальной для данного газа. Следуя [1 – 7], будем называть ее кривой ухода электронов.

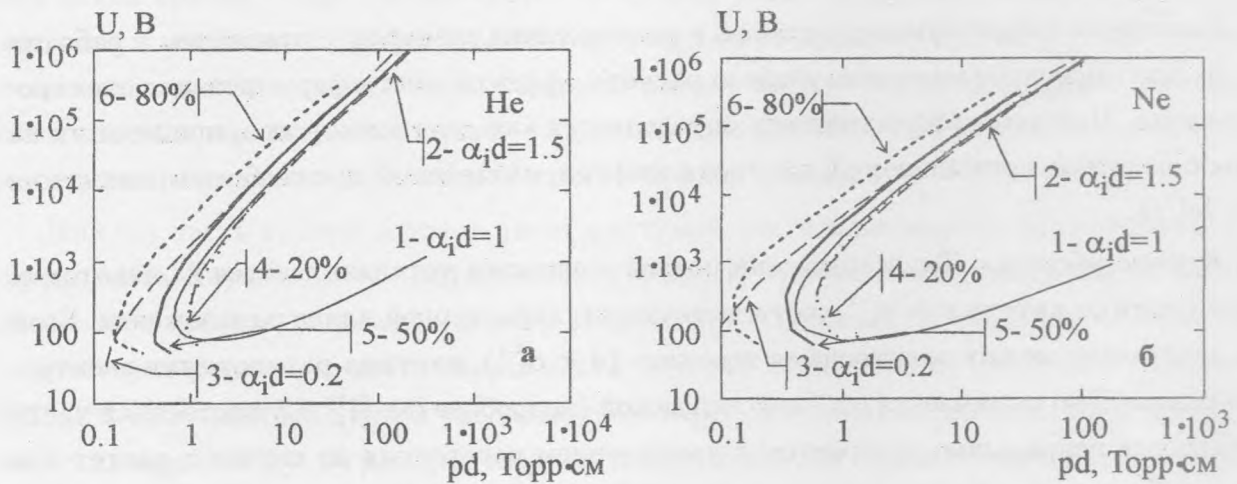


Рис. 1. Кривые равной эффективности и кривые ухода в гелии (а) и неоне (б). 1 – кривые ухода  $\alpha_i d = 1$ ; 2 – кривые убегания при  $\alpha_i d = 1.5$ ; 3 – кривые убегания при  $\alpha_i d = 0.2$ ; 4 – кривые эффективности при  $\eta = 20\%$ ; 5 – кривые эффективности при  $\eta = 50\%$ ; 6 – кривые эффективности при  $\eta = 80\%$ .

Кривые эффективности формирования электронного пучка. Из определения кривой убегания ясно, что она качественно характеризует долю убегających электронов. Вообще говоря, в выборе правой части выражения (1) имеет место некоторый произвол. Правые части в (1), (2) можно положить равными не единице, а, например,  $\pi$  или  $1/\pi$ . Однако ясно, что выбор константы в правой части не принципиален. Полагая, например,  $\alpha_i d = A = \text{const}$ , имеем для новой величины  $U'_{cr}$  уравнение  $pd \cdot \xi(U'_{cr}/pd) = A$ .

Отсюда ясна простая связь этих величин  $U_{cr}(pd) = U'_{cr}(pd/A)/A$ . При использовании логарифмических масштабов кривая  $U'_{cr}(pd)$  получается из кривой  $U_{cr}(pd)$  сдвигом по осям.

Хотя кривая ухода качественно характеризует границу размножения и убегания электронов, она не определяет непосредственно долю убегающих электронов. Для выявления количественных характеристик были проведены расчеты непосредственно доли убегающих электронов  $\eta$ , как функции  $U$  и  $pd$ . Результаты расчета представлены в виде кривых равной эффективности на плоскости  $U, pd$ .

Расчеты показывают (рис. 1), что при не очень больших значениях эффективности  $\eta \leq 20\%$  кривые убегания практически совпадают с кривыми равной эффективности. При больших значениях эффективности кривые убегания совпадают с кривыми равной эффективности лишь при больших значениях  $U$  и  $pd$ .

Итак, в данной работе методом многих частиц вычислены значения эффективности формирования электронного пучка как функция напряжения на плоских электродах и произведения давления на расстояние между электродами. Показано, что кривые равной эффективности согласуются с кривыми убегания, введенными ранее в работах [1 – 5].

Актуальность рассмотрения кривых равной эффективности обусловлена, в частности, тем, что современная наносекундная техника позволяет получать мощные пучки в плотном газе на основе быстрого выхода на нужные параметры разряда вблизи этих кривых [12 – 15].

Авторы признательны В. Ф. Тарасенко за стимулирующие обсуждения. Работа поддержана грантом МНТЦ N 2706.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 5, 264 (2003).
- [2] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **29**, вып. 16, 54 (2003):
- [3] Бойченко А. М., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖЭТФ, **78**, вып. 11, 1223 (2003).
- [4] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 7, 14 (2004).
- [5] Y a k o v l e n k o S. I. and T k a c h e v A. N. On the mechanism of the runaway of electrons in a gas: the universal escape curves for  $He, Xe, N_2$ . International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers III, SPIE, **5483**, 2003.
- [6] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 43 (2004).

- [7] Ткачев А. Н., Феденев А. А., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5, 9 (2004).
- [8] Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. УФН, **160**(7), 49 (1990).
- [9] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов, М., Наука, 1991.
- [10] Райзер Ю. П. Физика газового разряда, М., Наука, 1992.
- [11] Сивухин Д. В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме, в: Вопросы теории плазмы. Вып. 4. Под ред. М. А. Леонтовича, М., Госатомиздат, 1964, с. 81.
- [12] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И., Орловский В. М. и др. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 11, 737 (2003).
- [13] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И., Орловский В. М. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 4, 8 (2003).
- [14] Алексеев С. Б., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф. и др. Письма в ЖТФ, **29**, вып. 16, 45 (2003).
- [15] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И., Орловский В. М. и др. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 8, 68 (2004).
- [16] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser physics, **12**(7), 1022 (2002).
- [17] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **74**, вып. 3, 91 (2004).

Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 6 апреля 2004 г.