

03;04

## Механизм убегания электронов в газе и критерий зажигания самостоятельного разряда

© А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 11 марта 2003 г.

На основе моделирования методом частиц показано, что явление убегания электронов в газе определяется не принятыми в настоящее время локальными критериями, а тем, что расстояние между электродами должно быть сравнимым или меньшим таунсендовской длины размножения электронов. Показано, что критическое напряжение между электродами, при котором убегающие электроны составляют значительную долю, является универсальной для данного газа функцией произведения расстояния между электродами на давление газа. Эта функция определяет также условие зажигания самостоятельного разряда, в котором размножение электронов играет существенную роль. Она дополнительно к известной кривой Пашена содержит верхнюю ветвь, описывающую срыв горения самостоятельного разряда при достаточно быстро поданном высоком напряжении на электродах.

### 1. Введение

Суть явления убегания электронов в полностью ионизованной плазме состоит в том, что в достаточно сильном электрическом поле за время свободного пролета электроны набирают большую энергию, чем теряют в столкновениях с частицами плазмы. Если в плазме имеет место внешнее электрическое поле, некоторая доля электронов с большой энергией всегда будет постоянно ускоряться. Явление убегания электронов в плазме предсказано давно [1]. Давно были проведены численные расчеты [2,3] и аналитическое рассмотрение для слабых полей [4]. Это явление существенно для диагностики и энергобаланса примесей в плазме токамаков [5].

Явление убегания электронов наблюдается и в газах [6,7]. На его основе созданы так называемые открытые разряды [8–11], использу-

смые, в частности, для накачки лазеров [2,13]. Ниже показано, что, вопреки принятой точке зрения, в газоразрядной плазме механизм убления электронов совсем не такой, как в полностью ионизованной плазме. Убегание электронов реализуется в рамках таунсендовского механизма ионизации (о нем см., например, [14]), при котором набираемая в поле энергия компенсируется затратами на возбуждение и ионизацию газа. При этом убегающие электроны возникают тогда, когда характерная длина размножения (обратный коэффициент Таунсенда) становится сравнимым или превосходит расстояние между электродами.

## 2. Размножение электронов и убегающие электроны

**Использованная модель.** Для того чтобы подтвердить высказанное выше предположение, было проведено моделирование размножения и убления электронов в гелии и ксеноне на основе одной из модификаций метода частиц [15]. Электроны рождались на катоде с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону со средним значением  $\varepsilon_0 = 0.2 \text{ eV}$ . На малых временных шагах решались уравнения движения всех электронов и с вероятности, определяемыми сечениями элементарных процессов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения. Для гелия учитывалось возбуждение состояний  $2^3S$ ,  $2^1S$ ,  $2^3P$ ,  $2^1P$ , для ксенона — состояния  $5p^56s (J = 1)$  с энергией  $E = 8.44 \text{ eV}$ . Использовались данные работ [16–18] — для гелия и [14,21,22] — для ксенона.

**Таунсендовский режим ионизации.** Расчеты показывают, что при всех рассмотренных значениях приведенной напряженности поля  $E/p = 5 \div 10^4 \text{ V}/(\text{Torr} \cdot \text{cm})$  при достаточно больших расстояниях между электродами  $d$  действительно имеет место таунсендовский режим ионизации, а убегающие электроны практически отсутствуют. С ростом расстояния от катода  $x$  имеет место экспоненциальный рост числа актов возбуждения и рождения электронов, на достаточно больших расстояниях от катода устанавливаются постоянная средняя скорость и энергия электронов. Максимум функции распределения электронов, долетевших до анода, приходится на малые энергии. Наклон логарифма числа актов ионизации и тока определяет коэффициент размножения Таунсенда  $\alpha_i$ . Коэффициент размножения  $\alpha_i$ , как и принято считать, пропорционален плотности газа (давлению) и может быть записан в виде  $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ . Для гелия и ксенона известна следующая

аппроксимация [14,23], базирующаяся на экспериментальных данных:

$$\xi(E/p) = A \cdot \exp\left(-B \cdot \left(\frac{p}{E}\right)^{1/2}\right), \quad (1)$$

где  $A = 4.4 \cdot 1/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ ,  $B = 14 \cdot (\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr}))^{1/2}$  — для гелия;  $A = 65.3 \cdot 1/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ ,  $B = 36.1 \cdot (\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr}))^{1/2}$  — для ксенона.

Однако наши расчеты показывают (рис. 1), что эта аппроксимация верна лишь для сравнительно небольшой приведенной напряженности поля  $E/p < (E/p)_{cr}$ :  $(E/p)_{cr} = 200 \text{ V}/(\text{Torr} \cdot \text{cm})$  — для гелия;  $(E/p)_{cr} = 1500 \text{ V}/(\text{Torr} \cdot \text{cm})$  — для ксенона. При больших значениях  $E/p$  коэффициент размножения  $\alpha_i$  начинает падать. Падение  $\alpha_i$  с ростом  $E/p$  связано с падением сечения ионизации при больших энергиях.

В связи с этим мы предлагаем аппроксимацию коэффициента Таунсенда, описывающую его падение:

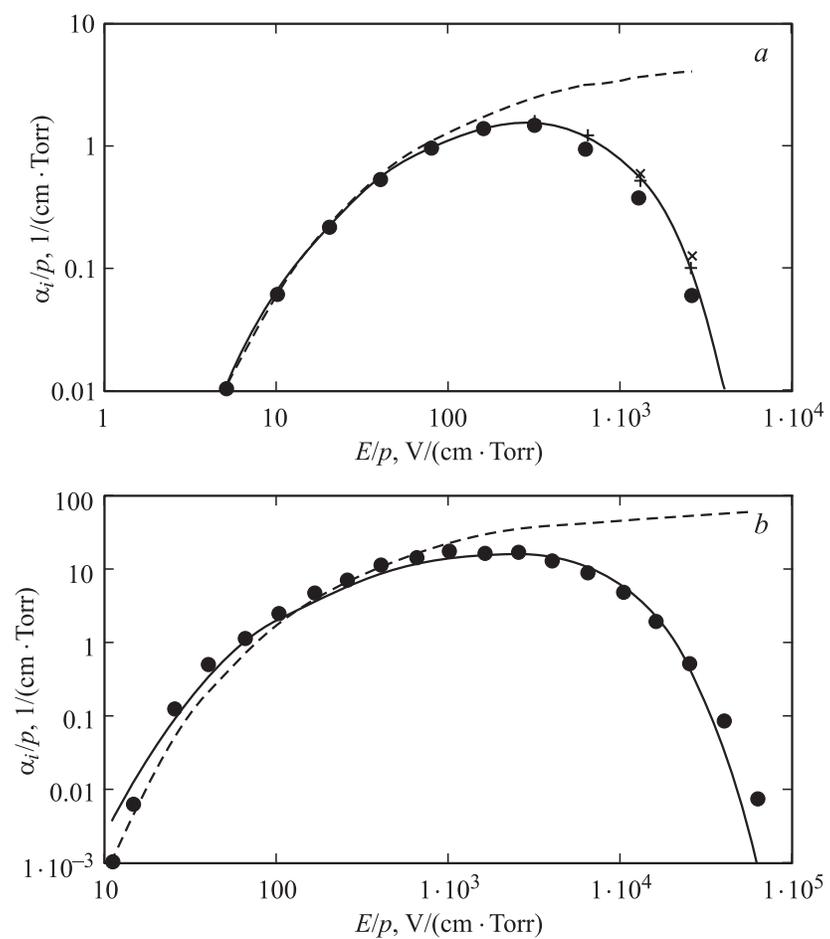
$$\xi(E/p) = A \cdot \exp\left(-B \left(\frac{p}{E}\right)^{1/2} - C \frac{E}{p}\right), \quad (2)$$

где  $A = 5.4 \cdot 1/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ ,  $B = 14 \cdot (\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr}))^{1/2}$ ,  $C = 0.0017 \times (\text{cm} \cdot \text{Torr}/\text{V})$  — для гелия;  $A = 45 \cdot 1/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ ,  $B = 31.1 \times (\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr}))^{1/2}$ ,  $C = 1.7 \cdot (\text{cm} \cdot \text{Torr}/\text{V})$  — для ксенона.

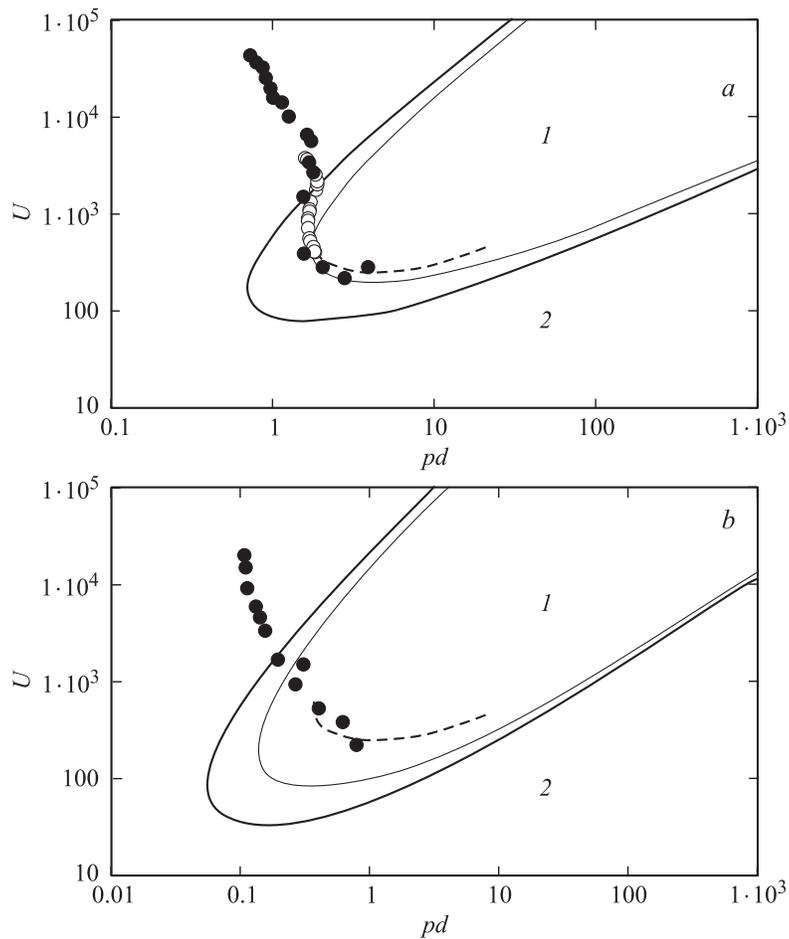
**Убегающие электроны.** Расчеты показывают, что таунсендовский режим ионизации устанавливается на некотором расстоянии от катода  $x \sim \alpha_i^{-1}$ , соответствующем характерной длине размножения. Это было проверено численными расчетами. Если же  $d < \alpha_i^{-1}$ , картина размножения электронов радикально меняется. Существенная часть электронов непрерывно ускоряется с увеличением расстояния до катода. 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 отличие от преобладающей сейчас точки зрения наши расчеты показали, что сам таунсендовский механизм размножения электронов остается в силе для любых значений  $E$  и  $p$ , если значение  $d$  достаточно велико. Соответственно для критерия появления заметного числа убегающих электронов положим

$$\alpha_i(E_{cr}, p)d = 1. \quad (3)$$



**Рис. 1.** Нормированные на давление значения коэффициента Таунсенда  $\alpha_i/p$  для гелия (a) и ксенона (b). Черные кружки — результаты расчетов  $\alpha_i/p$  при  $p = 100$  Torr ( $N_{\text{He}} = 3.22 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ); прямые крестики — при  $p = 10$  Torr, косые крестики — при  $p = 1$  Torr, жирные сплошные кривые соответствуют аппроксимациям (2); штрихпунктирные кривые — аппроксимации (1).



**Рис. 2.** Кривые  $U_{cr}(pd)$ , характеризующие критерий убегания электронов в гелии (а) и в ксеноне (b) (сплошные жирные кривые), и кривые  $U_{br}(pd)$ , характеризующие критерий зажигания разряда (сплошные тонкие кривые,  $L = \ln(1 + 1/\gamma) = 2.45$ ). Черные точки — результаты экспериментов [25]. а: штриховая кривая — экспериментальные данные из книги [14]; кружки — эксперименты Пеннинга [24]. 1 — область размножения электронов самостоятельного разряда; 2 — область ухода электронов из разрядного промежутка без размножения.

Обычно же считают, что убегающие электроны возникают, когда значение  $E/p$  превышает некоторую критическую величину, не зависящую от  $d$  [6,7,14].

Критерий (3) можно переписать в универсальном виде, опираясь на характер зависимости  $\alpha_i$  от  $E$  и  $p$ . Полагая  $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ , где  $\xi(E/p)$  — функция, характерная для данного газа, для критерия (4) имеем

$$pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \quad (4)$$

Эта формула дает неявную зависимость критического напряжения  $U_{cr}$ , при котором имеет место массовое уделение электронов, от произведения расстояния между электродами на давление  $pd$ . 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.

Построенные на основе данных численных расчетов и формулы (4) кривые  $U_{cr}(pd)$  для гелия и ксенона представлены на рис. 2. Отметим, что при  $pd$ , меньшем некоторого значения  $pd_{\min}$  (для гелия  $pd_{\min} \approx 0.17$  Торг-см, для ксенона  $pd_{\min} \approx 0.055$ ), электроны всегда покидают разрядный промежуток без существенного размножения. При низких напряжениях имеет место дрейф электронов с низкой энергией, которые не могут эффективно ионизовать газ. При больших напряжениях электроны убегают из объема ввиду малого сечения ионизации.

### 3. О критерии зажигания самостоятельного разряда

#### *Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда.*

Кривую, определяющую критерий зажигания разряда, обычно определяют из условия того, что каждый электрон рождает достаточное число ионов, чтобы за счет вторичной электронной эмиссии на катоде родился еще один электрон. Соответственно потенциал зажигания разряда  $U_{br}(pd)$  определяется следующим условием (см., например, [14]):

$$\alpha_i(E, p)d = \ln(1 + 1/\gamma) \quad \text{или} \quad pd \cdot \xi(U_{br}/pd) = L, \quad (5)$$

где  $L \equiv \ln(1 + 1/\gamma)$ ;  $\gamma$  — коэффициент вторичной эмиссии электронов.

Сравнивая выражения для критериев зажигания разряда (5) и критерия убления электронов (4), получаем связь  $U_{br}(pd) = L \cdot U_{cr}(pd/L)$ , использованную при построении кривых  $U_{br}(pd)$  на рис. 2.

Полученная зависимость  $U_{br}(pd)$  содержит принципиально новую информацию по сравнению с известной кривой Пашена. Как известно, кривые Пашена характеризуют правой и левой ветвями, направленными от минимума  $U_{br}(pd)$  в область больших и малых значений  $pd$ . Эти ветви действительно имеют место. Однако, согласно нашему рассмотрению, кривая зажигания самостоятельного разряда должна содержать еще и верхнюю ветвь, обусловленную падением  $\alpha_i$  с ростом  $E/p$ . Важным следствием нашего рассмотрения является и обнаружение минимального значения  $pd_{\min}$ , при котором еще возможно зажигание самостоятельного разряда за счет размножения электронов.

Существование верхней ветви кривой зажигания самостоятельного разряда достаточно понятно из общих соображений. Она обусловлена падением неупругих сечений с ростом энергии электрона.

**Сравнение с экспериментами.** Отметим, однако, что зависимость  $U_{br}(pd)$  имеет не такой общий характер, как зависимость  $U_{cr}(pd)$ . „Кривая убегания“  $U_{cr}(pd)$  является универсальной характеристикой данного газа, в то время как „кривая зажигания“  $U_{br}(pd)$  зависит от модели, описывающей зажигание разряда, в частности от свойств электродов. Это видно из сравнения результатов наших расчетов с экспериментальными данными (рис. 2).

Как показал еще Пеннинг [24], кривая Пашена для гелия имеет некоторую петлю с точкой поворота при  $pd \approx 1.5 \text{ Torr-cm}$ . Эта точка поворота хорошо согласуется с результатами наших расчетов. Пеннинг высказал правильное предположение, что эта петля связана с наличием максимума зависимости сечения ионизации от энергии электрона. Однако эта точка зрения не получила поддержки. По-видимому, это связано с тем (см., например, [25]), что у других инертных газов такой петли не наблюдается, хотя сечения ионизации для всех элементов имеют максимум. Такого рода петля наблюдалась лишь для ртути [26].

По-видимому, та часть кривой Пашена, которая лежит левее точки  $pd_{\min}$ , отражает другой механизм зажигания разряда, слабо связанный с размножением электронов в газе. Об этом говорит и тот факт, что кривые Пашена в этой области зависят не только от свойств материала катода, но и от материала анода [25]. Механизм, описывающий эту часть кривых Пашена, нуждается в дополнительном исследовании.

#### 4. Заключение

Итак, показано, что убегание электронов в газе возникает тогда, когда расстояние между электродами оказывается сравнимым или меньшим характерной длины размножения электронов. В этом состоит принципиальная разница явлений убегания в кулоновской плазме и в газе. Это различие обусловлено тем, что в полностью ионизованной плазме не рождаются новые электроны со сравнительно малыми скоростями, а ускоряются имеющиеся. В газе же при достаточно больших расстояниях между электродами число родившихся электронов экспоненциально велико. На их фоне становится исчезающе малой некоторое количество быстрых электронов, не испытавших столкновений.

Показано также, что критическое напряжение между электродами, при котором убегающие электроны составляют значительную долю, является универсальной для данного газа функцией произведения расстояния между электродами на давление газа. Эта функция определяет также условие зажигания самостоятельного разряда, для которого существенно размножение электронов в газе. Она содержит дополнительно верхнюю ветвь, описывающую срыв самостоятельного разряда при достаточно быстро поданном высоком напряжении на электродах. Дана аппроксимация этой функции для гелия и ксенона.

Авторы признательны В.Ф. Тарасенко за стимулирующие обсуждения.

Работа поддержана грантом МНТЦ-1270.

#### Список литературы

- [1] *Giovanelli R.G.* // *Phil. Mag.* 1949. V. 40. P. 206.
- [2] *Dreiser H.* // *Phys. Rev.* 1959. V. 115. P. 238; 1960. V. 117. P. 329.
- [3] *Kurlsruud R.M., Sun Y.C., Winson N.K., Fallon H.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1973. V. 31. P. 690.
- [4] *Гуревич А.В.* // *ЖЭТФ.* 1960. Т. 39 (5). С. 1296–1307.
- [5] *Марченко В.С., Яковленко С.И.* // *Физика плазмы.* 1979. Т. 5 (3). С. 590–599.
- [6] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // *УФН.* 1990. Т. 160 (7). С. 49–82.
- [7] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* *Физика импульсного пробоя газов.* М.: Наука, 1991. 224 с.
- [8] *Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Пташник И.В.* // *ЖТФ.* 1996. Т. 66. В. 2. С. 59–67.

- [9] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. (24). С. 89–94.
- [10] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 14–21.
- [11] *Бохан А.П., Бохан П.А.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 11. С. 21–27.
- [12] *Держиев В.И., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Янчарина А.М.* // Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов. Труды ИОФАН. Т. 21 / Под ред. С.И. Яковленко. М.: Наука, 1989. С. 5–41.
- [13] *Яковленко С.И.* Газовые и плазменные лазеры. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Форгова. Вводный том IV. С. 262–291.
- [14] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. С. 43 (рис. 3.3).
- [15] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // Proceedings of SPIE. 2002. V. 4747. P. 271; *Laser physics.* 2002. V. 12 (7).
- [16] *Krishnakumar E., Srivastava S.K.* // J. Phys. B. 1988. V. 21 (6). P. 1055–1082.
- [17] *Fursa D.V., Bray I.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 52 (2). P. 1279–1297.
- [18] *Nickel J.C., Imre K., Register D.F., Trajmar S.* // J. Phys. B. 1985. V. 18 (1). P. 125–133.
- [19] *Surendra M., Graves D.B., Jellum G.M.* // Phys. Rev. A. 1990. V. 41 (2). P. 1112–1125.
- [20] *Физические величины: Справочник* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [21] *Krishnakumar E., Srivastava S.K.* // J. Phys. B. 1988. V. 21. N 6. P. 1055–1082.
- [22] *Елецкий А.М., Смирнов Б.М.* Физические процессы в газовых лазерах. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 44 (табл. 3.4).
- [23] *Ward A.L.* // J. Appl. Physics. 1962. V. 33. N 9. P. 2789–2794.
- [24] *Penning F.M.* Nieuwe metingen over de doorslagspanningen van edelgassen. Physica. V. 12. N 4. P. 65–81.
- [25] *Дикиджи А.Н., Клярфельд Б.Н.* // ЖТФ. 1955. Т. 25. В. 6. С. 1038–1044.
- [26] *Гусева Л.Г., Клярфельд Б.Н.* // ЖТФ. 1954. Т. 24. № 7. С. 1169–1178.