

УДК 537.52

КОЭФФИЦИЕНТ ТАУНСЕНДА И КРИВАЯ УХОДА ДЛЯ НЕОНА

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

Проведено моделирование основных ионизационных и дрейфовых характеристик для неона методом динамики многих частиц. Расчеты показали, что в неоне, как и в других ранее исследованных газах, таунсендовский режим ионизации имеет место даже в сильных полях, если расстояние между электродами достаточно велико. Получены зависимости основных ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля. Результаты согласуются с известными экспериментальными данными. Получена кривая ухода для неона, разделяющая область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. На основе кривой ухода построен аналог кривой Пашена.

За последний год произошло существенное продвижение в понимании явления убегающих электронов в газах [1 – 7]. 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. 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]).

Понимание этого факта привело к нескольким важным выводам.

Во-первых, это позволило выявить, что несмотря на немонотонность зависимости коэффициента размножения Таунсенда от напряженности поля (в больших полях с ростом

поля коэффициент Таунсенда уменьшается, что связано с падением сечения ионизации при больших энергиях электронов), само понятие коэффициента Таунсенда не теряет смысла, если расстояние между электродами достаточно велико. Это утверждение основано на том факте, что даже в очень сильных полях имеет место экспоненциальный рост числа электронов с ростом расстояния до катода в то время как их средняя скорость и энергия остаются постоянными.

Во-вторых, ввиду того, что убегание электронов может не иметь места даже тогда, когда можно пренебречь ионизационным трением электронов о газ, был предложен нелокальный критерий убегания электронов в газах [1, 3], 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.

В-третьих, 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, разделяющей область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. На основе этой зависимости были построены аналоги кривых Пашена, содержащие, в отличие от известных кривых Пашена, дополнительную верхнюю ветвь.

Рассмотрение механизма формирования уходящих электронов в газе сейчас приобретает дополнительную актуальность в связи с получением электронных пучков субнаносекундной длительности с рекордной амплитудой тока (в воздухе ~ 70 А, в гелии ~ 200 А [6, 7]) при атмосферном давлении. Действительно, в 2002 – 2003 гг. была проведена серия экспериментов [6, 7, 11 – 16] по получению уходящих электронов в воздухе, гелии и азоте при атмосферном давлении. Зарегистрированные в ходе этих экспериментов пучки с субнаносекундной длительностью и большой амплитудой тока получены в ходе приближения плазмы, сформировавшейся на катоде, к аноду [1 – 7] при значениях напряженности поля меньшей, чем требуется в соответствии с локальным критерием [8 – 10], но удовлетворяющей новому, нелокальному критерию.

Отметим также, что результаты [1 – 7] были использованы при построении модели стримера [17 – 19], позволяющей объяснить движение его головки как к аноду, так и к катоду без привлечения известной фотонной гипотезы.

Ранее численное моделирование процесса размножения электронов и табуляция

ионизационно-дрейфовых характеристик были проведены для гелия [1, 2, 4, 5], ксенона [2, 4, 5], азота [5] и гексафторида серы [3]. Ниже представлены результаты аналогичных расчетов для неона.

Размножение электронов

Использованная модель. Для получения ионизационно-дрейфовых характеристик использовалась та же модель динамики многих частиц, что и в работах [1 – 7]. Она подробно описана в работе [20]. Электроны рождались на катоде с хаотически направленной скоростью и начальной энергией, распределенной по Пуассону со средним значением $\epsilon_0 = 0.2$ эВ. На малых временных шагах решались уравнения движения всех электронов и с вероятностями, определяемыми сечениями элементарных процессов, разыгрывались упругие и неупругие столкновения. Движение считалось нерелятивистским (об учете релятивистских эффектов см. [21]). Ниже приведены результаты для плоских электродов, находящихся на расстоянии d под напряжением U . О методе рассмотрения случая коаксиальных цилиндров см. [20]. Не рассматривалась форма лавин (о ней см. [22]).

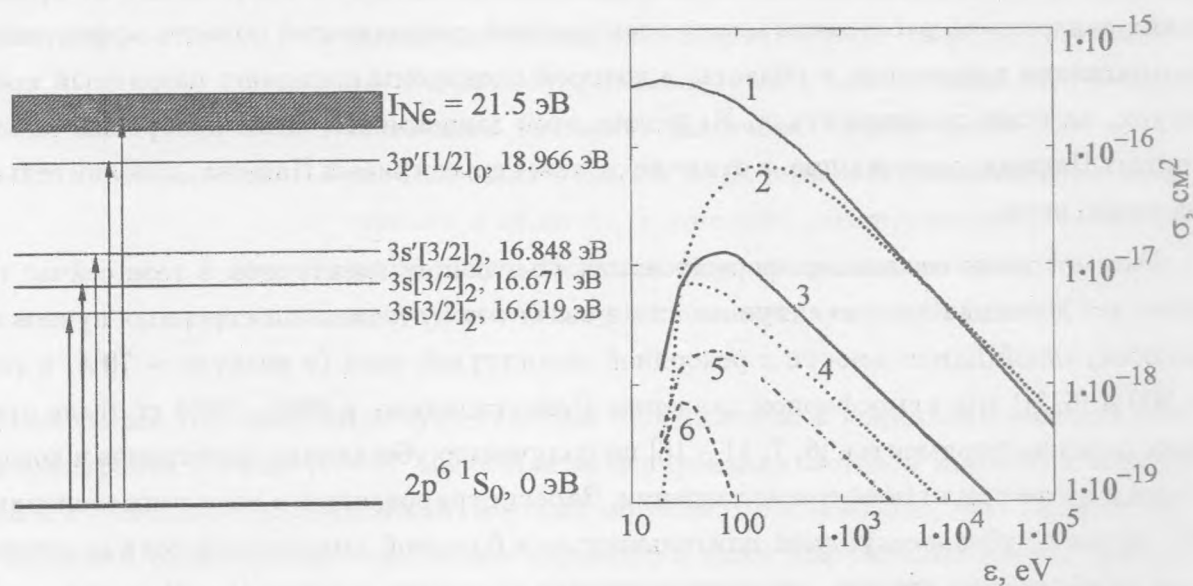


Рис. 1. Рассматриваемые в модели переходы в атоме неона. Справа указаны идентификация состояния и энергия возбуждения уровня.

Рис. 2. Зависимость сечений столкновения электрона с атомом неона от энергии: 1 – сечение упругих столкновений $\sigma_{el}(\epsilon)$; 2 – сечение ионизации $\sigma_i(\epsilon)$; 3 – сечение возбуждения уровня $3s'[1/2]_1$; 4 – сечение возбуждения уровня $3p'[1/2]_0$; 5 – сечение возбуждения уровня $3s[3/2]_1$; 6 – сечение возбуждения уровня $3s[3/2]_2$ (по данным работ [23 – 25]).

Учитывались элементарные акты, схематически представленные на рис. 1. Рассматривались акты упругого рассеяния электронов на атомах неона, ионизации атомов неона электронами и возбуждение уровней неона $3s'[1/2]_1, 3p'[1/2]_0, 3s[3/2]_2$. Многократная и ступенчатая ионизация не учитывались. Используемые сечения элементарных актов, основанные на данных работ [23 – 25], приведены на рис. 2.

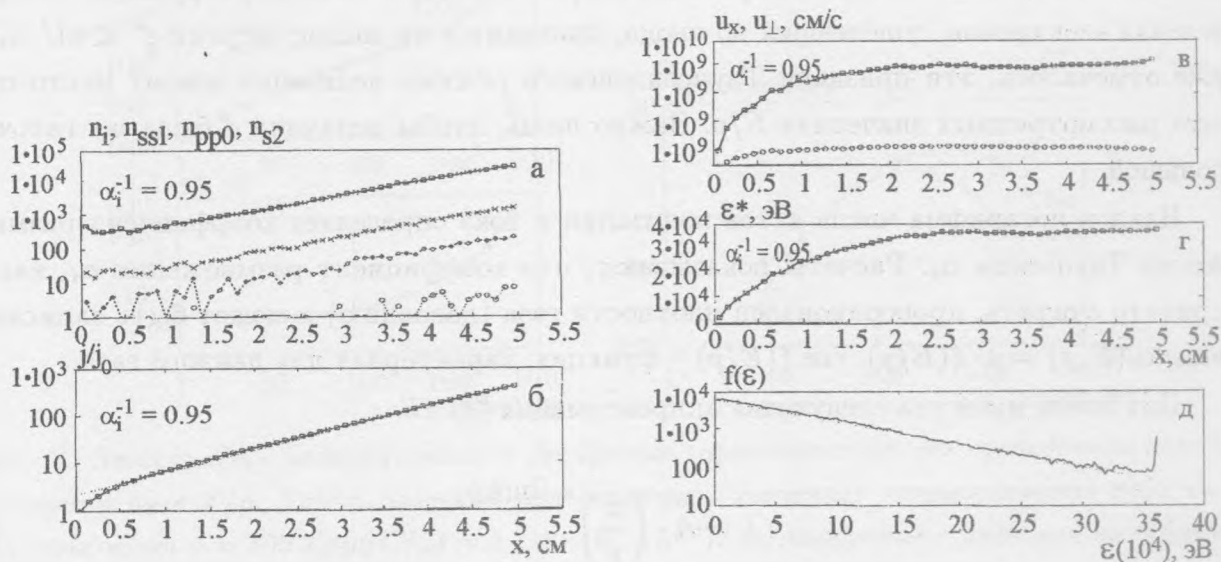


Рис. 3. Характеристики размножения электронов в таунсендовском режиме в зависимости от расстояния до катода x при следующих параметрах: $N_{Ne} = 3.219 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($p = 10 \text{ Торр}$), $U = 360 \text{ кВ}$, $d = 50 \text{ мм}$, $E = 72 \text{ кВ/см}$ ($E/p = 7200 \text{ В/(см} \cdot \text{Торр)}$): а) Квадраты – количество рожденных ионов n_i ; $n_{s2}, n_{s1}, n_{ss1}, n_{pp0}$ – число актов возбуждения состояний $3s[3/2]_2$ (кружки), $3s[3/2]_1, 3s'[1/2]_1$ (крестики), $3p'[1/2]_0$ (ромбы). Для данных условий $\alpha_i = 1.05 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_i d \approx 5$; б) Отношение потока электронов в данной точке $j(x)$ к потоку электронов, вылетевших с катода j_0 , пунктир – зависимость $2.2 \cdot \exp(1.05x)$; в) Проекция скорости электронов на ось x , направленную по электрическому полю u_x (квадраты), и модуль скорости u_{\perp} в плоскости, перпендикулярной оси x (кружки); г) Средняя энергия электронов; д) Функция распределения электронов, достигших анода (произвольные единицы) по энергии (эВ). Сплошная кривая – расчет, пунктир – зависимость $5.4 \cdot 10^3 \cdot \exp(-\epsilon/75 \text{ кэВ})$.

Таунсендовский режим ионизации. Расчеты показывают, что в случае неона, как и для других рассмотренных ранее газов [1 – 5], при всех рассмотренных значениях приведенной к давлению p напряженности поля $E/p = 5 – 5000 \text{ В/(см} \cdot \text{Торр)}$ при достаточно больших расстояниях между электродами d действительно имеет место таунсендовский

режим ионизации, а убегающие электроны практически отсутствуют (рис. 3).

Тот факт, что режим ионизации именно Таунсендовский, подтверждается тем, что с ростом расстояния от катода x всегда, начиная с некоторых значений x , имеет место экспоненциальный рост числа актов возбуждения и рождения электронов. При этом на достаточно больших расстояниях от катода устанавливаются не зависящая от x средняя энергия электронов ϵ^* и средняя проекция скорости на ось x . Максимум функции распределения электронов, долетевших до анода, приходится на малые энергии $\epsilon^* \ll eU$. Как уже отмечалось, эти признаки Таунсендовского режима ионизации имеют место при всех рассмотренных значениях E/p . Важно лишь, чтобы величина d была достаточно большой.

Наклон логарифма числа актов ионизации и тока определяет коэффициент размножения Таунсенда α_i . Расчеты показывают, что коэффициент размножения α_i , как и принято считать, пропорционален плотности газа (давлению) и может быть записан в виде $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$, где $\xi(E/p)$ – функция, характерная для данного газа.

Для неона известна следующая аппроксимация [9]:

$$\xi = A \cdot \left(\frac{E}{p}\right)^{s-b \ln(E/p)}, \quad (1)$$

где $A = 1.584 \cdot 10^{-4} (\text{см} \cdot \text{Торр})^{-1}$, $s = 3.052$, $b = 0.23$. Однако расчеты показывают, что данная аппроксимация верна лишь для значений $E/p < 300 \text{ В/см} \cdot \text{Торр}$. При больших значениях E/p коэффициент α_i начинает падать. Такое падение с ростом E/p вызвано уменьшением числа актов ионизации, то есть уменьшением сечения ионизации при $\epsilon > 170 \text{ эВ}$, а при $E/p = 300 \text{ В/см} \cdot \text{Торр}$ средняя энергия электронов составляет близкую величину.

Из рис. 46 видно, что при $E/p < 1 \text{ кэВ}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$ скорость u_x , направленная вдоль поля, значительно меньше, чем скорость u_{\perp} , направление которой перпендикулярно полю. При малых E/p скорость u_x почти линейно зависит от напряженности поля.

Для средней энергии электронов можно записать следующую аппроксимацию:

$$\epsilon^* = 7.0 \cdot \exp(E/75p). \quad (2)$$

На рис. 5 приведены зависимости приведенного коэффициента Таунсенда α_i/p для гелия и неона. Видно, что максимальное значение α_i/p в неоне больше, чем в гелии, и достигается при большей приведенной напряженности поля E/p . Функцию $\xi(E/p)$,

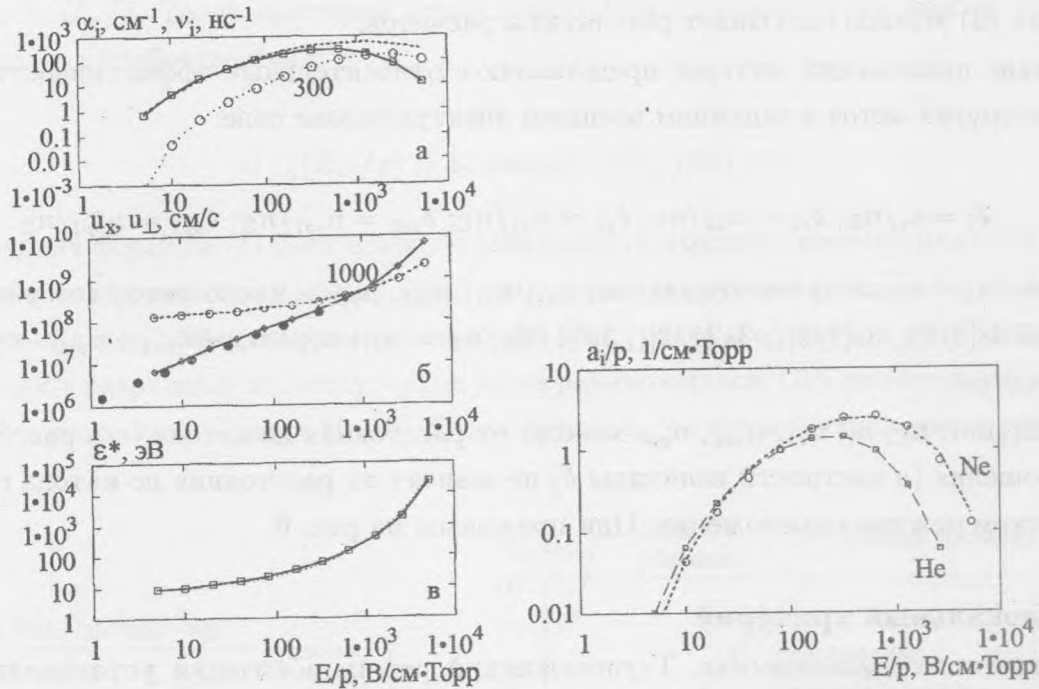


Рис. 4. Зависимость ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля E/p . Точки получены при различных значениях напряженности поля для давления неона $p = 100 \text{ Торр}$ ($N_{Ne} = 3.219 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). (а) квадраты – значения коэффициента ударной ионизации Таунсенда α_i , кружки – частоты ионизации ν_i , штрих-кривая – аппроксимация (1) для неона [9]; (б) ромбы – средняя проекция скорости u_x на направление электрического поля (ось x), кружки – средний модуль скорости u_{\perp} , перпендикулярной оси x ; черные кружки – экспериментальные точки (u_x), взятые из [26]; (в) квадраты – среднее значение энергии электронов при разной напряженности поля для давления неона $p = 100 \text{ Торр}$. Пунктир – аппроксимация формулой (2).

Рис. 5. Сравнение зависимостей приведенного коэффициента Таунсенда α_i/p для неона (кружки) и гелия (квадраты); пунктир – аппроксимация (3) для неона [9].

описывающую эффект падения коэффициента Таунсенда с ростом напряженности поля, для инертных газов можно представить в виде [1, 2]:

$$\xi(E/p) = A \cdot \exp \left[-B \left(\frac{p}{E} \right)^{1/2} - C \frac{E}{p} \right]. \quad (3)$$

На основе проведенного моделирования для неона было получено: $A = 7.2 (\text{см} \times \text{Торр})^{-1}$, $B = 16.1 (\text{В/см} \cdot \text{Торр})^{1/2}$, $C = 7 \cdot 10^{-3} (\text{см} \cdot \text{Торр/В})$. Как видно из рис. 5,

функция (3) хорошо описывает результаты расчетов.

В ряде приложений интерес представляют относительные эффективности различных неупругих актов в заданном внешнем электрическом поле:

$$\delta_i = n_i/n_\Sigma; \delta_{s2} = n_{s2}/n_\Sigma; \delta_{s1} = n_{s1}/n_\Sigma; \delta_{ss1} = n_{ss1}/n_\Sigma; \delta_{pp1} = n_{pp1}/n_\Sigma.$$

Здесь n_i – число актов ионизации; $n_{s2}, n_{s1}, n_{ss1}, n_{pp0}$ – число актов возбуждения состояний $3s[3/2]_2, 3s[3/2]_1, 3s'[1/2]_1, 3p'[1/2]_0$; $n_\Sigma = n_i + n_{s2} + n_{s1} + n_{ss1} + n_{pp0}$ – суммарное число актов.

Величины $n_\Sigma, n_i, n_{s1}, n_{ss1}, n_{pp0}$ зависят от расстояния до катода (см. рис. 3), однако их отношения (в частности величины δ) не зависят от расстояния до катода при Таунсендовском режиме размножения. Они приведены на рис. 6.

Нелокальный критерий

Критическое напряжение. 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 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 – 7], в отличие от обычно принятого подхода [8 – 10], предложено считать, что убегающие электроны начинают преобладать в том случае, когда расстояние между электродами d становится сравнимым с характерной длиной размножения, т.е. обратным коэффициентом Таунсенда 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:

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

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:

$$pd \cdot \xi(E_{cr}/p) = 1, \text{ или } pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1. \quad (4)$$

Последняя формула (4) дает неявную зависимость критического напряжения $U_{cr}(pd)$ от произведения расстояния между электродами на давление pd (рис. 7). 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 – 5], будем называть ее кривой ухода электронов.

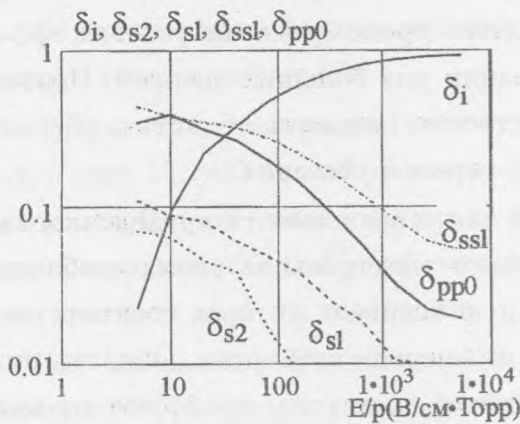


Рис. 6. Эффективности различных неупругих процессов в зависимости от приведенной напряженности поля.

Рис. 7. Кривая $U_{cr}(pd)$, разграничивающая области ухода и размножения электронов в неоне (жирная сплошная линия) и кривая $U_{br}(pd)$, характеризующая критерий зажигания разряда при $L = 3, \gamma = 0.05$ (сплошная тонкая линия). Пунктирная кривая – экспериментальные данные из книги [10].

Нижняя и верхняя ветви кривой ухода. Наличие максимума у зависимости $\xi(E/p)$ определяет тот факт, что зависимость $U_{cr}(pd)$ для самых разных газов имеет подковообразную форму. Расчеты для неона представлены на рис. 7. На кривой ухода электронов $U_{cr}(pd)$ можно выделить нижнюю и верхнюю ветви. Граничной точкой между ними

будем считать точку поворота, т.е. точку, соответствующую минимальному значению $pd = (pd)_{min}$. Эта точка соответствует максимуму функции $\xi(x)$. Покажем это.

Рассмотрим pd как функцию U_{cr} . Для условия $\frac{d(pd)}{dU_{cr}} = 0$, соответствующего минимуму зависимости pd от U_{cr} , из выражения (4) имеем $\xi'(x) = 0$, что соответствует максимуму зависимости $\xi(x)$. Итак, граничная точка, определяемая как минимальное значение pd на кривой $U_{cr}(pd)$, как раз соответствует тому значению приведенной напряженности поля $E/p = (E/p)_{max}$, при котором приведенный коэффициент Таунсенда $\alpha_i/p = \xi(E/p)$ проходит через максимум.

Существование верхней ветви кривой ухода $U_{cr}(pd)$ обусловлено падением коэффициента Таунсенда с ростом E/p . Падение коэффициента Таунсенда, в свою очередь, обусловлено падением сечения ионизации с ростом энергии налетающего электрона и тем, что с ростом E/p энергия размножающихся электронов растет. 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 естественно называть областью убегания (просвиста) электронов, а верхнюю часть кривой – кривой убегания.

Нижняя часть кривой соответствует растущей части зависимости приведенного коэффициента Таунсенда α_i/p от E/p . 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 $U_{cr}(pd)$ соответствует ситуации, когда электроны дрейфуют от катода к аноду, не набирая энергии, достаточной для эффективного размножения. Поэтому область ниже нижней ветви кривой ухода естественно называть областью дрейфа электронов, а нижнюю часть кривой – кривой дрейфа.

О критерии зажигания самостоятельного разряда

Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда. Кривую, определяющую критерий зажигания разряда обычно находят из условия того, что каждый электрон должен породить достаточное число ионов, чтобы за счет вторичной электронной эмиссии на катоде родился еще один электрон. Соответственно, потенциал зажигания разряда $U_{br}(pd)$, определяют следующим условием (см., например, [10]):

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

Здесь γ – коэффициент вторичной эмиссии электронов.

Сравнивая выражения для критериев зажигания разряда (5) и критерия убега-ния электронов (4), получаем связь кривых ухода и кривых зажигания $U_{br}(pd) = L \cdot U_{cr}(pd/L)$.

Полученная зависимость $U_{br}(pd)$ содержит принципиально новую информацию, по сравнению с известной кривой зажигания Пашена. Как известно, кривые Пашена характеризуют правой и левой ветвями, направленными от минимума $U_{br}(pd)$ в область больших и малых значений pd . Однако согласно [1 – 7] кривая зажигания самостоятельного разряда должна содержать еще и верхнюю ветвь, обусловленную падением α ; с ростом E/p . Важным следствием проведенного выше рассмотрения является и наличие минимального значения $(pd)_{min}$, при котором еще возможно зажигание самостоятельного разряда за счет размножения электронов путем ионизации газа в газоразрядном промежутке (см. рис. 7).

Отметим, что на факт возможного срыва горения разряда при больших напряжениях было указано в работе [26].

Сравнение с экспериментами при низком давлении. Отметим, однако, что кривая зажигания $U_{br}(pd)$ не имеет такого общего характера, как кривая ухода $U_{cr}(pd)$. Кривая ухода $U_{cr}(pd)$ 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.

Как показал еще Пеннинг в 1932 г. [28], кривая Пашена для гелия имеет некоторую петлю с точкой поворота при $pd \approx 1.5 T_{opp} \cdot \text{см}$. Эта точка поворота хорошо согласуется с результатами расчетов [1 – 5]. Пеннинг высказал правильное предположение о том, что эта петля связана с наличием максимума зависимости сечения ионизации от энергии электрона. Однако эта точка зрения не получила широкой поддержки. По-видимому, это связано с тем (см., например, [29]), что у других инертных газов такой петли не наблюдается, хотя сечения ионизации для всех элементов имеют максимум. Такого рода петля, кроме гелия, наблюдалась лишь для ртути [30].

Дело в том, что 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 [29]. Механизм, описывающий левую ветвь кривых Пашена для гелия, исследовался в работе [31]. Там было установлено, что трехзначность кривой $U_{br}(pd)$ в области $pd \sim (pd)_{min}$ обусловлена конкуренцией

различных механизмов образования электронов в объеме и на электродах: таунсендовской ионизации; вторичной электронной эмиссией с катода под воздействием быстрых ионов и образующихся при перезарядке ионов атомов; рассеянием электронов на аноде.

Результаты экспериментов с газами атмосферного давления по получению электронных пучков представлены в работах [6, 7, 12 – 16]. Современная наносекундная техника позволила до того как газоразрядная плазма полностью закоротила межэлектродный промежуток, "проскочить" нижнюю ветвь кривой Пашена и оказаться вблизи кривой убегания.

В данной работе методом динамики многих частиц было проведено моделирование ионизационных и дрейфовых характеристик неона, аналогичное работам [1 – 5], и подтверждены общие результаты этих работ. Численные расчеты показали, что и для неона таунсендовский режим ионизации выполняется при достаточно больших полях, если выполнено условие $\alpha_i d \gg 1$. Были получены зависимости основных ионизационных и дрейфовых характеристик от приведенной напряженности поля E/p . Результаты согласуются с известными экспериментальными данными. Для неона получена зависимость критического напряжения от произведения давления на расстояние между электродами, т.е. кривая ухода, разделяющая область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться. На основе кривой ухода построены модифицированные кривые Пашена. В отличие от обычных кривых Пашена модифицированные кривые содержат дополнительно верхнюю ветвь, характеризующую убегание электронов.

Актуальность рассмотрения кривых убегания (верхних ветвей кривых ухода) обусловлена, в частности, тем, что современная наносекундная техника позволяет получать мощные пучки в плотном газе на основе быстрого выхода на нужные параметры разряда вблизи кривой убегания [6, 7, 11 – 16]. Возможно, такой способ получения субнаносекундных электронных пучков сможет конкурировать с традиционным подходом [31].

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] Yakovlenko S. I. and Tkachev A. N. On the mechanism of the runaway of electrons in a gas: the universal escape curves for He, Xe, N₂. International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers III, SPIE, **5483**, 2003.
- [6] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И., Орловский В. М., Ткачев А. Н. Краткие сообщения по физике ФИАН N 4, 8 (2003).
- [7] Тарасенко В. Ф., Яковленко С. И., Орловский В. М., и др. Письма в ЖЭТФ, **77**, вып. 11, 737 (2003).
- [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 сборнике: Вопросы теории плазмы, вып. 4, под ред. М. А. Леонтовича. М., Госатомиздат, 1964, с.81.
- [12] Алексеев С. Б., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф. Письма в ЖТФ, **29**, вып. 10, 29 (2003).
- [13] Алексеев С. Б., Орловский В. М., Тарасенко В. Ф. и др. Письма в ЖТФ, **29**, вып. 16, 45 (2003).
- [14] Алексеев С. Б., Губанов В. П., Орловский В. М. и др. ПТЭ, N 4, 81 (2003).
- [15] Тарасенко В. Ф., Орловский В. М., Шунайлов С. А. Изв. вузов Физ., N 3, 94 (2003).
- [16] Тарасенко В. Ф., Шпак В. Г., Шунайлов С. А. и др. Письма в ЖТФ, **29**, вып. 21, 1 (2003).
- [17] Яковленко С. И. Механизм распространения стримера к аноду и к катоду, обусловленный размножением электронов фона. Электронный журнал "Исследовано в России", **9**, 86 (2004) <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/009.pdf>
- [18] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 10, 27 (2003).
- [19] Яковленко С. И. Письма в ЖТФ, **30**, вып. 9, 12 (2004).
- [20] Tkachev A. N. and Yakovlenko S. I. Laser physics, **12**(7), 1022 (2002).
- [21] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 43 (2004).
- [22] Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖТФ, **74**, вып. 3, 91 (2004).

- [23] Register D. F. and Trajmar S. Phys. Rev., **A29**, N 4, 1785 (1984).
- [24] Meneses G. D., Clark R. E. H., Abdallah Jr. J., et al. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys, **35**, 3119 (2002).
- [25] Sharpton F. A., John R. M. St., Lin C. C., and Fajen F. E. Phys. Rev., **A2**, N 4, 1305 (1970).
- [26] Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах, М., Энергоатомиздат, 1985.
- [27] Колбычев Г. В. ЖТФ, **52**(3), 511 (1982).
- [28] Penning F. M. Physica (Amsterdam), **12**(4), 65 (1932).
- [29] Дикиджи А. Н., Клярфельд Б. Н. ЖТФ, **25**(6), 1038 (1955).
- [30] Гусева Л. Г., Клярфельд Б. Н. ЖТФ, **24**(7), 1169 (1955).
- [31] Ульянов К. Н., Чулков В. В. ЖТФ, **58**(2), 328 (1988).
- [32] Желтов К. А. Пикосекундные сильноточные электронные ускорители. М., Энергоатомиздат, 1991. ISBN 5-283-03978-1.

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 10 марта 2004 г.