

## Оценка вольт-амперной характеристики открытого разряда

© А.И. Головин, Е.К. Егорова, А.И. Шлойдо

Государственный научный центр Российской Федерации — Федеральное государственное унитарное предприятие „Исследовательский центр им. М.В. Келдыша“,  
125438 Москва, Россия  
e-mail: aigolovin@hotmail.ru

(Поступило в Редакцию 19 июля 2013 г. В окончательной редакции 5 февраля 2014 г.)

Рассмотрена простейшая математическая модель для описания процессов в генераторах электронного пучка на основе открытого разряда — высоковольтного тлеющего разряда с убеганием электронов. На основе модели найдена вольт-амперная характеристика разряда. Проведено сравнение полученных зависимостей с результатами экспериментов.

### Введение

В последние годы значительное развитие получили устройства, генерирующие пучки электронов в газовой среде среднего давления (0.1–15 кПа), основанные на эффекте убегания электронов из высоковольтного тлеющего разряда [1–4]. По конструкции такие устройства представляют собой плоский катод с сетчатым анодом (включая предельный случай „сетки“ с единственным отверстием). Расстояние между катодом и анодом, как правило, составляет 0.1–10 мм и обычно меньше размера зоны катодного падения потенциала, что позволяет формально отнести разряд к затрудненным. Однако наличие отверстий в аноде обеспечивает интенсивное поступление ионов из заанодного пространства и это существенно отличает такой тип разрядов от „традиционных“ затрудненных разрядов. В связи с этим весьма удачным представляется термин „открытый разряд“, использованный в [5] и многих последующих работах. Для увеличения затрудненности разряда между катодом и анодом иногда размещают диэлектрик с отверстиями [1–3].

Подобная геометрия разряда затрудняет использование традиционной для тлеющих разрядов терминологии. Так, например, в случае открытого разряда трудно говорить о „положительном столбе“, более удачным является термин „область дрейфа“, относящийся к той области заанодного пространства, в которой ускорение электронов „провисающим“ за анод электрическим полем сменяется их торможением за счет соударений с молекулами газа. Термины „катодный слой“ и „анодный слой“ также следует использовать с учетом специфики геометрии разряда.

В значительной степени такие устройства аналогичны электронным пушкам с высоковольтным тлеющим разрядом [6], однако имеют существенно меньшие размеры рабочей области и работают в значительно более высоком давлении. В результате известные закономерности, описывающие работу таких пушек, оказываются неприменимы к открытому разряду.

Большинство работ по изучению открытого разряда ориентировано на экспериментальные исследования. В рамках дискуссии о механизмах эмиссии электронов проводятся отдельные теоретические оценки [7–9], однако они не направлены на получение зависимостей, позволяющих описывать и предсказывать характеристики разряда. Основное внимание уделяется импульсным разрядам, тогда как непрерывная генерация пучков электронов практически не изучена [9–11].

Известны отдельные публикации о моделировании тлеющих разрядов с убеганием электронов методом Монте-Карло [12–14]. Кроме того, этот же метод использовался для исследования механизма убегания электронов в газе [15]. К сожалению, исследование общих закономерностей с использованием метода Монте-Карло является весьма трудоемким процессом, а результаты моделирования существенно зависят от значительного числа коэффициентов, известных с недостаточной точностью (например, коэффициентов эмиссии).

Существенным отличием открытого разряда от других разновидностей тлеющего разряда является высокая напряженность электрического поля. Поля в разряде настолько велики, что эмитируемые катодом электроны сразу переходят в режим „убегания“ и непрерывно ускоряются практически во всей зоне катодного падения потенциала, что и позволяет сформировать пучок высокоэнергетичных электронов, энергия которых близка к приложенной разности потенциалов и составляет, как правило, от единиц до десятков keV. Это затрудняет использование математических моделей, предложенных для других типов тлеющего разряда, детальный обзор которых содержится, например, в учебном пособии [16].

Вместе с тем в стационарном разряде вблизи катода должна формироваться выраженная область объемного заряда, экранирующего катод, поэтому в отличие от импульсных разрядов с малой длительностью импульса необходимо решать самосогласованную задачу с учетом влияния ионов на распределение электрического поля. Поэтому при исследовании открытых разрядов могут быть успешно использованы существующие представле-

ния о фундаментальных процессах в тлеющем разряде и существующий методический аппарат [16,17].

Целью настоящей работы является попытка дать приближенное математическое описание открытого разряда и получить приближенную аналитическую вольт-амперную характеристику генератора электронного пучка (ГЭП), работающего в непрерывном режиме.

## Постановка задачи

Будем рассматривать систему из плоского катода площадью  $S$  и параллельного ему плоского сетчатого анода с геометрической прозрачностью  $\mu$ , удаленного на расстояние  $L$ . Ось  $x$  направлена перпендикулярно плоскости катода, находящегося в начале координат, все величины, относящиеся к этой точке, будем обозначать нижним индексом „0“. Задачу будем решать в одномерной постановке.

Для наглядности все токи и скорости будем считать положительными, направления учтем непосредственно в уравнениях. Знак потенциала поменяем на противоположный по отношению к общепринятому, т.е. напряжение между катодом и анодом  $U$  будет положительной величиной.

Представим анод как бесконечно тонкую заряженную плоскость, причем величину поверхностного заряда выразим как

$$\sigma_L = (1 - \mu) \frac{\varepsilon_0}{e} E_L.$$

Здесь  $E_L$  — напряженность электрического поля вблизи анода. В случае  $\mu = 1$  поверхностный заряд отсутствует и анод не влияет на разряд (анодная сетка отсутствует). При  $\mu = 0$  анод является сплошным и поверхностный заряд соответствует заряду на проводящей пластине (соответствует аноду из тонкой фольги, прозрачной для быстрых электронов, но непрозрачной для ионов).

Размер зоны катодного падения потенциала (КПП) обозначим  $d$  и будем считать, что величина катодного падения практически не отличается от приложенного напряжения. Поэтому на расстоянии  $d$  от катода поле должно обращаться в нуль, а потенциал должен отличаться от потенциала катода на величину поданного напряжения. Далее будем считать  $d > L$ , так как противный случай эквивалентен  $\mu = 1$ .

Потери энергии электронов при их движении от катода будем учитывать по формуле Бете [16], которая в системе СИ имеет следующий вид:

$$\kappa = \frac{2\pi e^4 Z N_a}{(4\pi \varepsilon_0)^2 K} \ln \frac{2K}{I}. \quad (1)$$

Здесь  $\kappa$  — „торможение“ электрона, т.е. потери энергии на единицу пути,  $K$  — кинетическая энергия электрона,  $Z$  — заряд ядра рабочего газа,  $N_a$  — концентрация атомов газа (для молекулярных газов равно произведению концентрации молекул на количество атомов в молекуле),  $I$  — средний потенциал ионизации (для

воздуха — 85.2 eV, для гелия — 41.8 eV). Формула справедлива при  $K \gg I$ , однако мы будем использовать ее вплоть до  $K = I/2$ . При меньшей энергии электронов торможение  $\kappa = 0$ . В такой модели торможение и количество образующихся ионов сильно занижены для электронов с энергией  $K \sim I$ , но в случае сильного поля, необходимого для режима убегания, доля таких электронов должна быть невелика.

Так как потери энергии на торможение пренебрежимо малы по сравнению с энергией электронов, набираемой при прохождении зоны КПП, будем учитывать их лишь при оценке скорости образования ионов, которая в расчете на единицу пути электрона составит  $\alpha = \kappa/I_i$ , где  $I_i$  — энергетическая „цена“ образования иона. Строго говоря, цена образования иона зависит от энергии электрона и для электронов с энергией более  $\sim 5$  keV приблизительно в 2 раза меньше, чем для электронов с энергией, близкой к порогу ионизации [17]. Для упрощения выкладок будем считать, что цена иона не зависит от энергии, а ее эффективное значение можно определить из эксперимента.

Образовавшиеся ионы под воздействием электрического поля движутся к катоду и могут испытывать упругие соударения, перезарядку и, при достаточно больших энергиях, неупругие соударения, приводящие к ионизации и возбуждению молекул газа ионным ударом.

Если ионы испытывают только упругие соударения, их скорость пропорциональна напряженности поля. Если преобладающим процессом является резонансная перезарядка, то дрейф является аномальным и скорость ионов пропорциональна корню напряженности поля. Если же предположить, что ионы способны набрать энергию в несколько keV, то значительную роль может играть ионизация ионными ударами, и зависимость скорости дрейфа от напряженности поля может еще замедлиться. Поэтому в качестве начального приближения будем считать, что все ионы движутся с одинаковой скоростью, которую можно представить в виде степенной зависимости от средней напряженности поля с неизвестными пока коэффициентами

$$v_i = \beta_1 \left( \frac{U}{d} \right)^{\beta_2}.$$

В наиболее вероятном случае преобладания резонансной перезарядки [17]

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{2e}{\pi M N \sigma_r}}, \quad \beta_2 = \frac{1}{2}. \quad (2)$$

Здесь  $M$  — молекулярная масса газа,  $N$  — его концентрация,  $\sigma_r$  — сечение резонансной перезарядки.

В таком приближении пространственное распределение концентрации ионов  $N_i$ , образующихся под воздействием тока электронов  $J_e$ , описывается уравнением

$$e S v_i \frac{dN_i}{dx} = \alpha J_e. \quad (3)$$

В результате перезарядки образуются движущиеся в сторону катода нейтральные молекулы. Нейтралы могут испытывать упругие соударения и при достаточно высокой скорости участвовать в неупругих процессах возбуждения и ионизации мелких „тепловых“ нейтралов. В последнем случае будут образовываться „вторичные“ ионы. Следует отметить, что сечение ионизации ударом нейтрала имеет максимум при энергиях меньших, нежели сечение ионизации ионом того же сорта. При этом скорость нейтралов в разряде выше, чем средняя скорость ионов, так как при резонансной перезарядке нейтрал получает энергию, равную максимальной энергии, набираемой ионами между соударениями. Поэтому вклад таких процессов может быть заметным. Используя приводимые в [18] оценки, можно ожидать, что при напряжениях в десятки kV вклад ионизации нейтралами будет сравним с ионизацией электронами или даже превысит ее. В качестве первого приближения для умеренных напряжений будем считать, что заряд, переносимый „вторичными“ ионами, пренебрежимо мал по сравнению с током разряда, т.е. к катоду движутся только „первичные“ ионы и нейтралы. Суммарный поток достигающих катода нейтралов представим как отношение разности потенциалов  $\varphi$ , проходимой „первичным“ ионом при его движении к катоду, к эффективной „энергетической цене“ образования нейтрала  $I_n$ :

$$J_n = \frac{J_e}{eI_n} \int_0^d \alpha(\varphi - \varphi_0) dx. \quad (4)$$

В случае если образовавшиеся при резонансной перезарядке нейтралы достигают катода без соударений:

$$I_n = \frac{eE}{N\sigma_r} = \frac{\pi}{2} Mv_i^2. \quad (5)$$

Фотоэмиссия с катода в результате подсветки из заанодного пространства в настоящей работе не учитывается, так как аргументы против фотоэмиссионной природы открытого разряда [7] представляются весьма убедительными. В дальнейшем при необходимости фотоэмиссионное слагаемое легко может быть введено в уравнения.

Так как скорости электронов на много порядков превышают скорости ионов, влиянием заряда электронов на распределение напряженности поля  $E$  можно пренебречь. Тогда для электрического поля выполнено уравнение

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_0} N_i - \frac{e}{\epsilon_0} \sigma_L \delta(x - L). \quad (6)$$

С учетом принятых выше соглашений о знаках величин связь напряженности и потенциала принимает вид

$$E = \frac{d\varphi}{dx}. \quad (7)$$

## Приближенное решение

Воспользуемся методом, широко применяемым для описания зоны катодного падения потенциала [17]. Будем считать, что концентрация положительных ионов везде одинакова и равна средней концентрации

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{d} \int_0^d N_i dx.$$

Тогда напряженность и потенциал можно найти интегрированием формул (6) и (7). В точке  $x = d$  выполнены условия  $D = 0$  и  $\varphi - \varphi_0 = U$ . Это позволяет выразить напряженность поля на катоде и среднюю концентрацию ионов через напряжение и размер зоны КПП:

$$E_0 = \frac{2U}{\mu d} \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad \langle N_i \rangle = \frac{\epsilon_0}{e} \frac{2U}{d^2} \frac{1}{\lambda_2}. \quad (8)$$

Здесь введены обозначения  $\lambda_{=L}$ ,  $\lambda_1 = 1 - (1 - \mu)\lambda$  и  $\lambda_2 = 1 - 2\lambda(1 - \mu)(\lambda_1 - \lambda)$ . Если выполнено  $1 - \mu \ll 1$  или  $\lambda \ll 1$ , то  $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1$ .

После несложных преобразований найдем пространственное распределение потенциала

$$\varphi = \varphi_0 + U\psi\left(\frac{x}{d}\right), \quad (9)$$

где

$$\psi(\chi) = \frac{2}{\mu} \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left( \chi - \frac{\chi^2}{2\lambda_1} - (1 - \mu)(\chi - \lambda)\Theta(\chi - \lambda) \right).$$

Теперь, считая, что энергия электрона равна пройденной им разности потенциалов, можно найти скорость ионизации. Далее из уравнения (3) можно найти распределение концентрации ионов, включая ток ионов на катод  $J_i = eSv_i N_i(0)$ . Повторным интегрированием можно найти среднюю концентрацию. При этом необходимо помнить, что интегрирование следует начинать не от катода, а от точки  $x_1$ , в которой  $K = I/2$ , т.е. от решения уравнения  $\psi(\chi_i) = I/(2eU)$ , где  $\chi_1 = x_1/d$ . Тогда

$$J_i = J_e \frac{e^3 Z N_a d}{8\pi \epsilon_0^2 I_i U} \xi_1, \quad (10)$$

$$\langle N_i \rangle = J_e \frac{e^2 Z N_a}{8\pi S \beta_2 \epsilon_0^2 I_i} \left( \frac{d}{U} \right)^{1+\beta_2} \left( \xi_2 + \xi_1 \frac{x_1}{d} \right). \quad (11)$$

Здесь

$$\xi_1 = \int_{x_1}^1 \frac{1}{\psi} \ln \frac{2eU\psi}{I} d\chi, \quad \xi_2 = \int_{x_1}^1 \int_{x_1}^{\xi} \frac{1}{\psi} \ln \frac{2eU\psi}{I} d\chi d\xi.$$

Эти интегралы могут быть найдены в аналитическом виде, однако даже в простейшем случае  $\mu = 1$  (а значит,  $\psi(\chi) = 2\chi - \chi^2$ ) являются чрезвычайно громоздкими. Для общего анализа вольт-амперной характеристики

достаточно помнить, что обе эти величины логарифмически зависят от безразмерной величины  $2eU/I$ , т.е. от приложенного напряжения.

Приравнявая (8) и (11), найдем зависимость тока эмиссии от напряжения (в принятом приближении совпадает с током пучка электронов)

$$J_e = \frac{16\pi S\beta_1 \varepsilon_0^3 I_i}{e^3 Z N_a \lambda_2} \frac{U^{2+\beta_2}}{d^{3+\beta_2}} \left( \xi_2 + \xi_1 \frac{x_1}{d} \right)^{-1}.$$

Полный ток разряда  $J = J_e + J_i$ .

Для получения вольт-амперной характеристики осталось только установить связь между приложенным напряжением и размером зоны КПП. Такую связь дает уравнение для эмиссии электронов с катода под воздействием бомбардировки ионами и нейтралами с коэффициентами эмиссии  $\gamma_i$  и  $\gamma_n$  соответственно

$$J_e = \gamma_i J_i + e \gamma_n J_n.$$

Из (4) и (10) легко видеть, что ток электронов здесь сокращается и уравнение связывает  $d$  и  $U$ .

Подставляя в (4) выражения (1) и (9), представим поток нейтралов в следующем виде:

$$J_n = J_e \frac{e^3 Z N_a d}{8\pi \varepsilon_0^2 I_i I_n} \xi_0,$$

где

$$\xi_0 = \int_{\chi_1}^1 \ln \frac{2eU\psi}{I} d\chi.$$

Окончательно для размеров зоны КПП и тока разряда

$$d = \frac{8\pi \varepsilon_0^2 I_i}{e^3 Z N_a} \frac{U}{\gamma_i \xi_1 + \gamma_n \frac{eU}{I_n} \xi_0}, \quad (12)$$

$$J = \frac{16\pi S\beta_1 \varepsilon_0^3 I_i}{e^3 Z N_a \lambda_2} \frac{U^{2+\beta_2}}{d^{3+\beta_2}} \left( \xi_2 + \xi_1 \frac{x_1}{d} \right)^{-1} \left( 1 + \frac{1}{\gamma_i + \gamma_n \frac{eU}{I_n} \frac{\xi_0}{\xi_1}} \right). \quad (13)$$

В предположении, что появившиеся в результате перезарядки быстрые нейтралы достигают катода без соударений, следует использовать (5). Тогда

$$d = \frac{\sqrt{\gamma_i^2 \xi_1^2 + \frac{32\pi \varepsilon_0^2 I_i \gamma_n N \sigma_r \xi_0 U}{e^3 Z N_a}}}{2\gamma_n N \sigma_r \xi_0}. \quad (14)$$

## Анализ результатов

Прежде всего следует отметить, что в приведенных выше выкладках не учитывался эффект нагрева газа в разряде. Нагрев газа при постоянном давлении приведет к уменьшению концентрации, что, в свою очередь, приведет к уменьшению тока разряда. Очевидно, данный эффект тем сильнее, чем выше мощность разряда. Данный эффект заслуживает отдельного серьезного рассмотрения, которое выходит за рамки настоящей работы.

Для удобства сравнения результатов с другими работами, для описания газа вместо концентрации далее будем использовать давление  $p$ . Тогда из (13) получаем при больших напряжениях

$$J \sim \beta_1 \frac{(pU)^{2+\beta_2}}{(pd)^{3+\beta_2}}. \quad (15)$$

Из соотношения (12) видно, что размер зоны КПП  $pd$  практически не зависит от напряжения  $U$ , если последнее достаточно велико:

$$U \gg \frac{I_n}{e} \frac{\gamma_i}{\gamma_n} \frac{\xi_1}{\xi_0}. \quad (16)$$

В таком случае  $pd$  слабо убывает за счет логарифмической зависимости от напряжения коэффициентов  $\xi_0$  и  $\xi_1$ .

В случае нормального дрейфа ионов получим  $J/p^2 \sim U^3$ . Именно такое соотношение использовано в [7] и других работах того же автора. В случае аномального дрейфа с соотношениями (2)  $J/p^2 \sim U^{5/2}$ . Наконец, можно предположить, что скорость движения ионов к катоду определяется соударениями, сечения которых растут с ростом энергии иона. В предельном случае очень больших сечений это приведет к движению ионов с постоянной скоростью, ограниченной сечением процесса, а не приложенным полем. Тогда  $\beta_1 \sim 1/p$ ,  $\beta_2 = 0$  и  $J/p^2 \sim U^2/p$ .

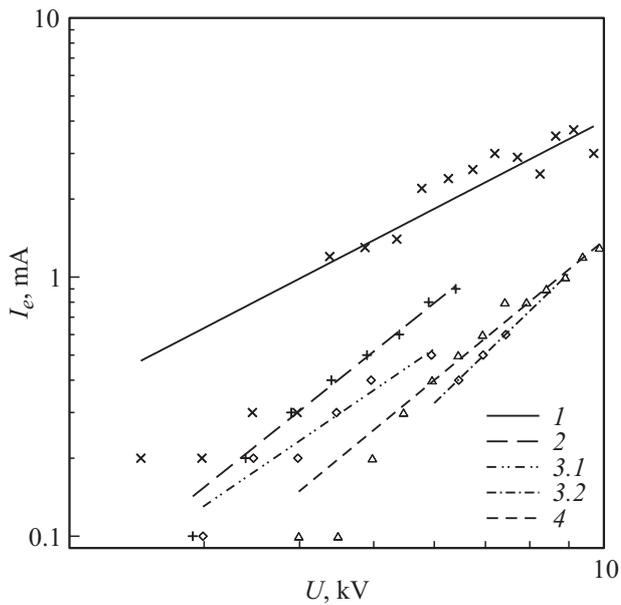
В случае аномальной диффузии и бесстолкновительного движения нейтралов, т.е. когда выполнены соотношения (2), (5) и, следовательно, (14), зависимость тока разряда от напряжения принимает вид  $J/p^2 \sim U^{3/4}$ .

Если учесть, что быстро движущиеся к катоду нейтралы могут путем упругих соударений „увлекать за собой“ тепловые нейтралы, которые, в свою очередь, снова будут испытывать соударения и направлять к катоду новые частицы и т.д., то степень в зависимости тока от напряжения будет возрастать, стремясь в пределе бесконечного развития <лавины нейтралов> к полученной ранее степени 2.5. Однако влияние упругих соударений приведет к уходу нейтралов в поперечном направлении, что в случае относительно небольших размеров катода (по сравнению с размером зоны КПП) приведет к уменьшению потока частиц на катод.

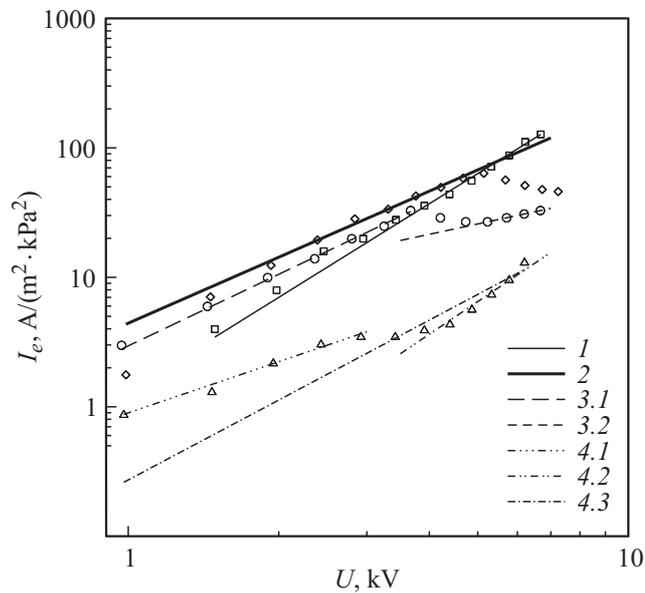
Таким образом, с точностью до логарифмических членов, зависимость тока открытого разряда от напряжения при выполнении условия (16) является степенной, причем в зависимости от принятой модели дрейфа ионов и образования бомбардирующих катода вторичных частиц степень может изменяться от 0.75 до 3. Если же ограничиться аномальным дрейфом в сильном электрическом поле, то степень не должна превышать 2.5.

## Сравнение с экспериментом

В связи с вышеизложенным представляется полезным аппроксимировать имеющиеся экспериментальные данные степенной зависимостью. На рис. 1 представлены



**Рис. 1.** Аппроксимация вольт-амперных характеристик стационарного разряда в воздухе [1] степенной зависимостью. Показатель степени кривой 1 — 1.17 с коэффициентом детерминации  $R^2 = 0.8$ , кривой 2 — 2.36 с  $R^2 = 0.991$ , кривой 3.1 — 2.01 с  $R^2 = 0.96$ , кривой 3.2 — 2.39 с  $R^2 = 0.995$ , кривой 4 — 2.39 с  $R^2 = 0.995$ .

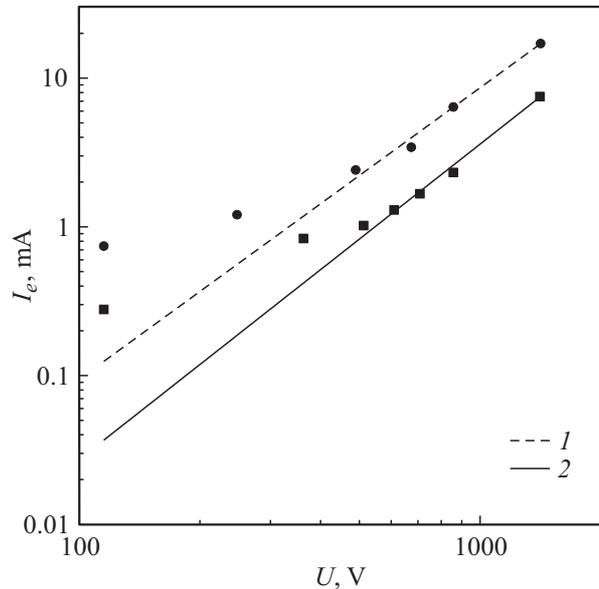


**Рис. 2.** Аппроксимация вольт-амперной характеристики стационарного разряда в гелии [2] степенной зависимостью. Показатель степени кривой 1 — 2.4 с  $R^2 = 0.996$ , кривой 2 — 1.86 с  $R^2 = 0.994$ , кривой 3.1 — 1.84 с  $R^2 = 0.998$ , кривой 3.2 — 0.83 с  $R^2 = 0.999$ , кривой 4.1 — 1.31 с  $R^2 = 0.982$ , кривой 4.2 — 2.6 с  $R^2 = 0.975$ , кривой 4.3 — 2.05 с  $R^2 = 0.911$ .

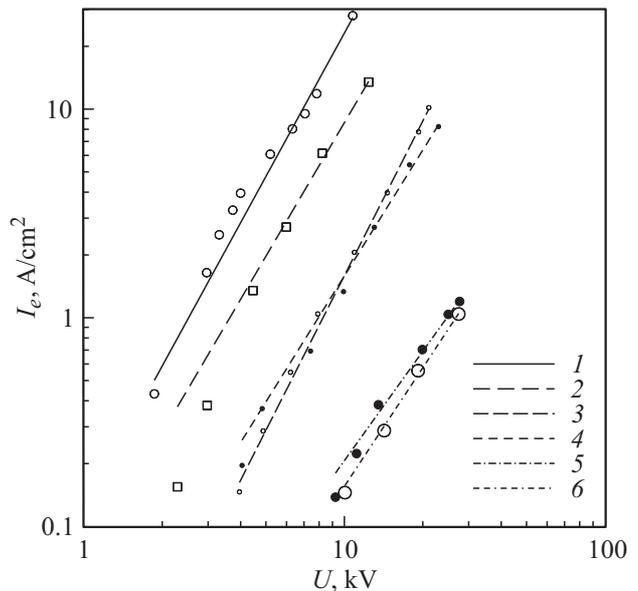
результаты аппроксимации наших измерений, выполненных в воздухе [1], а на рис. 2 — в гелии [2]. Измеренные в [11] характеристики представлены на рис. 3.

Представленные на рис. 1–3 результаты получены в стационарном режиме работы ГЭП.

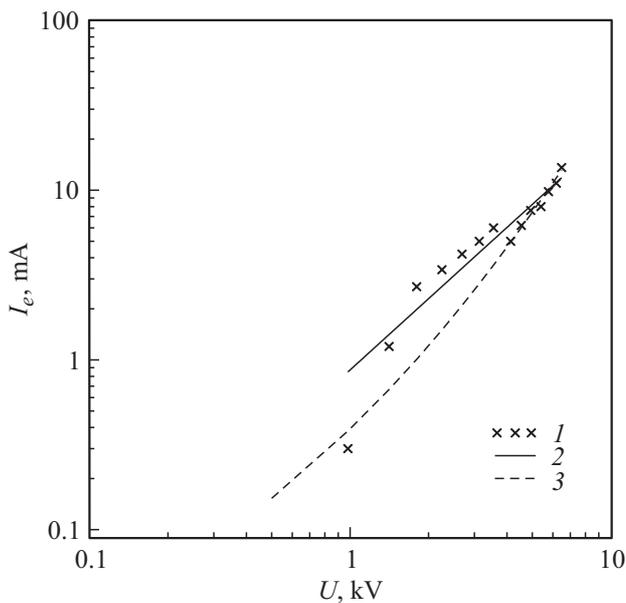
Для сравнения на рис. 4 представлены данные работы [4], измеренные в гелии в импульсном режиме через 400 и 600 ns после подачи высокого напряжения.



**Рис. 3.** Аппроксимация вольт-амперных характеристик стационарного разряда в гелии [11] степенной зависимостью. Показатель степени кривой 1 — 1.96 с  $R^2 = 0.994$ , кривой 2 — 2.12 с  $R^2 = 0.991$ .



**Рис. 4.** Аппроксимация вольт-амперных характеристик импульсного разряда в гелии [4] степенной зависимостью. Показатель степени кривой 1 — 2.28 с  $R^2 = 0.989$ , кривой 2 — 2.13 с  $R^2 = 0.997$ , кривой 3 — 2.01 с  $R^2 = 0.995$ , кривой 4 — 2.46 с  $R^2 = 0.998$ , кривой 5 — 1.74 с  $R^2 = 0.995$ , кривой 6 — 1.89 с  $R^2 = 0.998$ .



**Рис. 5.** Аппроксимация вольт-амперных характеристик стационарного разряда без анода в гелии при давлении 116 Па ( $I$  — экспериментальные данные для катода диаметром 6 мм, 2 — показатель степени кривой 1.39 с  $R^2 = 0.94$ , 3 — аппроксимация результатов измерений зависимостью (13)).

Из рисунков видно, что аппроксимация экспериментальных данных степенной зависимостью, как правило, дает степень от 1.5 до 2.8. При этом в большинстве случаев степень близка к 2, реже достигает 2.5.

Следовательно, можно сделать вывод о неприменимости предположения об эмиссии с катода под воздействием бомбардировки только ионами и образовавшимися при перезарядке быстрыми нейтралами, достигающими катода без столкновений (степень 0.75). Кроме того, использованная в ряде работ кубическая зависимость не находит подтверждения.

Необходимо отметить, что в работе [4] расхождения между кубической зависимостью и результатами измерений объясняются падением напряжения в анодной плазме, т.е. различием между КПП и приложенным напряжением. Действительно, падение напряжения в анодной плазме определяется распределением концентрации электронов в плазме и конфигурацией заземленных элементов экспериментальной установки; его сколько-нибудь точный расчет не представляется возможным. О величине падения напряжения можно судить по потенциалу создаваемой пучком электронов плазмы, однако распределение потенциала может быть весьма неоднородным. Более надежные оценки можно получить, измеряя длину пробега пучка электронов в газе. Это позволит определить начальную энергию электронов, т.е. пройденную ими разность потенциалов — величину КПП.

Описание экспериментов по определению длины пробега пучка и полученных результатов будет нами опу-

бликовано позднее. Предварительные оценки показывают, что измеренная длина пробега электронов близка к вычисленной по формуле Канайя—Окаямы [19]. Следовательно, практически вся разность потенциалов сосредоточена в КПП.

Рассмотренные выше степенные зависимости справедливы при выполнении условия (16). На рис. 5 показана аппроксимация результатов измерений зависимостью (13) с размером зоны КПП по (12) и коэффициентами (2). Измерения выполнены в гелии при давлении 116 Па на установке, описанной в [1]. Катод — молибденовый, анод ГЭП отсутствовал, т.е. анодом являлись стенки вакуумной камеры. Такая конфигурация специально использовалась для воспроизведения наиболее простого для расчетов случая  $\mu = 1$ .

Для аппроксимации использовались следующие значения:  $\sigma_r \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$ ,  $I_i \approx 42 \text{ eV}$ ,  $\gamma_i \approx 0.4$ ,  $I_n/\gamma_n \approx 1000 \text{ eV}$ . При этом параметр  $\frac{I_n \gamma_i \xi_1}{eU \gamma_n \xi_0}$  изменялся от 1.4 при напряжении 500 В до 0.16 при напряжении 6000 В. Таким образом, условие (16) при аппроксимации выполнялось только для напряжений более  $\sim 5 \text{ kV}$ .

## Заключение

Предложенная простейшая оценка вольт-амперных характеристик открытого разряда показывает, что имеющиеся экспериментальные данные не укладываются в модель эмиссии электронов с катода под воздействием бомбардировки ионами и быстрыми нейтралами, достигающими катода без соударений.

Таким образом, дальнейшие теоретические исследования должны включать более тщательный анализ кинетики бомбардирующих катод частиц. Кроме того, в предложенной модели предполагалось равномерное распределение ионов в зоне КПП, что, очевидно, не соответствует действительности. Вносимые этим приближением погрешности можно оценить лишь путем решения системы уравнений, описывающих движение частиц в разряде. Наконец, в приведенном рассмотрении не учитывался нагрев газа, который может весьма существенно повлиять на параметры разряда.

Несмотря на указанные недостатки, предложенная модель обеспечивает неплохое совпадение с результатами измерений, поэтому ближайшие работы будут направлены на аппроксимацию накопленного нами значительного объема экспериментальных данных, включающих как исследования вольт-амперных характеристик, так и измерения КПД разряда.

## Список литературы

- [1] Бобров В.А., Войтешонок В.С., Головин А.И. и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 8. С. 121–126.
- [2] Головин А.И., Голубев М.М., Егорова Е.К., Туркин А.В., Шлойдо А.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 5. С. 41–45.

- [3] *Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н.* Генератор электронного пучка. Пат. РФ № 2172575. 2000.
- [4] *Сорокин А.Р.* // ЖТФ. 2006. Т. 76, Вып. 5. С. 47–55.
- [5] *Бохан П.А., Колбычев Г.В.* // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 51. Вып. 9. С. 1235–1247.
- [6] *Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А.* Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [7] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 9. С. 14–21.
- [8] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 17. С. 1–7.
- [9] *Бохан А.П., Закревский Дм.Э.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 11. С. 21–27.
- [10] *Бохан А.П., Бохан П.А.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 6. С. 7–12.
- [11] *Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н.* и др. Непрерывная генерация пучков быстрых электронов в аномальном тлеющем разряде в газе среднего давления. XXVII Междунар. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС. 2000.
- [12] *Бакаев А.В., Кривоносов А.В., Толмачев Г.Н.* и др. Эффективность формирования убегающих электронов в различных типах поперечных разрядов. XXXIII Междунар. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС. 2006.
- [13] *Акишиев Ю.С., Дятко Н.А., Напартович А.П.* и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 8. С. 14–16.
- [14] *Кудрявцев А.А., Морин А.В., Мустафаев А.С.* 2D моделирование и основные правила подобия для затрудненных разрядов постоянного тока. XXXIV Междунар. (Звенигородская) конф. по физике плазмы и УТС. 2007.
- [15] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* О механизме убегания электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда для гелия, ксенона и азота. VII Забабахинские научные чтения. 2003.
- [16] *Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д.* Физика тлеющего разряда: Учебное пособие. СПб.: Изд-во Лань, 2010.
- [17] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский дом Интеллект, 2009.
- [18] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 24. С. 89–94.
- [19] *Капуа К., Окаята С.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. Vol. 5. P. 43–58.