

ДК 537.52

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЗАЖИГАНИЯ РАЗРЯДА В ГЕЛИИ НА ЛЕВОЙ ВЕТВИ КРИВОЙ ПАШЕНА

Д. А. Кузьмичёв, В. С. Болдасов, А. И. Кузьмичёв

Киевский политехнический институт, Киев, Украина

Дан анализ численным методом влияния различных факторов на поведение кривых Пашена и проявление их аномальности в виде трехзначной зависимости напряжения зажигания разряда от pd . Аномальность наблюдается при низких значениях коэффициентов вторичной эмиссии катода и отражения электронов от анода, когда разряд возникает при повышенных pd в условиях частых перезарядок анода. Выявлена важная роль электронов, отраженных от анода, в диапазоне 1–100 кВ и быстрых атомов, отраженных от катода, при напряжениях выше 10 кВ.

Исследование особенностей зажигания разряда в гелии при низких pd (p — давление, d — межэлектродное расстояние), соответствующих левой ветви кривой Пашена, представляет интерес в связи с широким использованием этого газа в высоковольтных электронных приборах, плазменных электронных пушках, криогенной сверхпроводящей

технике и ионно-плазменной технологии [1]. Известно, что левая ветвь кривой Пашена для гелия при напряжениях $U \sim 3-5$ кВ имеет зигзагообразную аномальность (рис. 1) в виде трехзначной зависимости U от pd , которая приводит к нестабильной работе импульсных устройств. Обычный ход кривой представлен на рис. 1 штриховой линией.

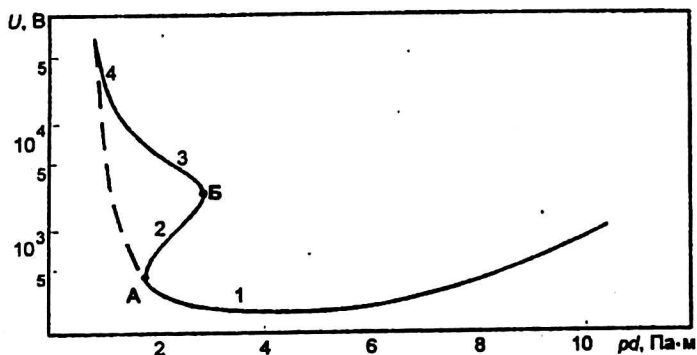


Рис. 1. Общий вид кривой Пашена для гелия: 1—4 — участки кривой

Эту особенность гелия впервые обнаружил Пеннинг [2], она также наблюдалась в работах [3, 4]. В работах [5, 6] выполнены расчеты кривых Пашена для гелия с зигзагообразным участком. Авторы этих работ, исходя из зависимостей сечений ионизации электронами, ионами и коэффициента вторичной эмиссии катода от энергии частиц, связывают аномальное поведение кривых Пашена со специфическим для гелия изменением роли этих процессов при повышении U . Однако в [2—6] при анализе характеристик не все возможные элементарные процессы принимались во внимание, а некоторые представлялись упрощенно. Следует также отметить, что не во всех экспериментах [1, 7, 8] наблюдалась трехзначная зависимость $U(pd)$, и причина аномального поведения кривых Пашена для гелия окончательно не установлена.

В данной работе исследуются численным методом особенности зажигания разряда в гелии при низких pd с учетом более широкого круга элементарных физических процессов. Для этого была создана кинетическая модель самостоятельного разряда для $U = 0,3-100$ кВ.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА НА ЛЕВОЙ ВЕТВИ КРИВОЙ ПАШЕНА

Можно представить следующую схему процессов для слаботоочного разряда при отсутствии плазмы: электроны, эмитируемые катодом и образуемые в промежутке, ускоряются электрическим полем и ионизуют газ; часть электронов отражается от анода и при возврате к нему также ионизует газ. Ионы, образованные в промежутке, ускоряются в направлении к катоду, ионизуют газ и совершают перезарядки с образованием быстрых атомов, вектор скорости которых равен вектору скорости ионов до перезарядки. Атомы, двигаясь к катоду, ионизуют газ и подвергаются обдирке. Бомбардировка катода ионами и быстрыми атомами вызывает вторичную электронную эмиссию. Фотоэмиссия, вызванная ультрафиолетовым и рентгеновским излучениями, и эмиссия под действием метастабильных атомов, как показали оценки [6, 9], несущественна в разряде низкого давления в гелии. При бомбардировке катода часть ионов и быстрых атомов отражается в нейтральном состоянии. Отраженные нейтралы обладают большой энергией, на них не действует электрическое поле, они летят по "косым" траекториям,

равномерно по промежутку ионизуют газ и подвергаются обдирке [9].

Интенсивность всех процессов, связанных с генерацией заряженных частиц, такова, что она обеспечивает самоподдержание разряда, условие которого можно представить в виде:

$$\Gamma M = 1, \quad (1)$$

где Γ — интегральный коэффициент ионно-электронной эмиссии катода;

M — коэффициент размножения заряженных частиц в промежутке, численно равный количеству ионов, приходящих на катод при эмиссии из него одного электрона.

Считаем, что разряд — стационарный, концентрация заряженных частиц невысока, и можно не принимать во внимание столкновения этих частиц между собой и "выгорание" газа. Напряжение, приложенное к электродам, намного больше потенциала ионизации гелия, а средняя длина свободного пробега электронов больше d , поэтому можно пренебречь упругими столкновениями, потерями энергии быстрых частиц на возбуждение и ионизацию, их угловым рассеиванием, начальными скоростями частиц, образованных при ионизации и эмиссии, а также тепловой скоростью молекул газа.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗРЯДА

В основу модели положена система уравнений для функций распределения электронов f_e , ионов f_i , атомов перезарядки f_a , потенциала φ и напряженности E электрического поля в промежутке, дополненная интегралами столкновений, учитывающими ионизацию газа быстрыми частицами и перезарядку. Для плоского промежутка со сплошными электродами получим следующую самосогласованную задачу:

$$v_x \frac{\partial f_e(x, v)}{\partial x} - \frac{e}{m} E \frac{\partial f_e(x, v)}{\partial v_x} = 2\nu\delta(v^2)(q_e + q_i + q_a + q_{отр});$$

$$v_x \frac{\partial f_i(x, v_x)}{\partial x} - \frac{e}{m} E \frac{\partial f_i(x, v_x)}{\partial v_x} = 2\nu v_x \delta(v_x^2)(q_e + q_i + q_a + q_{отр}) - \\ - n f_i(x, v_x) \sigma_n(v_x) v_x + 2\nu v_x \delta(v_x^2) \int f_i(x, v'_x) \sigma_n(v'_x) v'_x dv'_x;$$

$$q_e = \int f_e(x, v') \sigma_e(v') v' dv';$$

$$q_\alpha = \int f_a(x, v'_x) \sigma_\alpha(v'_x) v'_x dv'_x, \quad \alpha = i; a;$$

$$q_{отр} = \iint [\Psi_i(v'_x, v') f_i(0, v'_x) + \Psi_a(v'_x v') f_a(0, v'_x)] \sigma_a(v') v' dv'_x dv';$$

$$v f_e(d, v) \Big|_{v_x < 0} = \int_{v'_x > 0} v' f_e(d, v') K(v, v') dv';$$

$$f_i(0, v_x) \Big|_{v_x > 0} = 0, \quad f_e(0, v) = -\frac{2j_0 \delta(v^2)}{e};$$

$$f_i(d, v_x) = 0; \quad f_a(x, v_x) = n \int f_i(x', v_x) \sigma_n(v_x) dx', \quad f_a(0, v_x) \Big|_{v_x < 0} = 0;$$

$$n = \text{const}; j_0 = \text{const}; \frac{j_3}{j_0} = k = 1; j_e = e \int [\gamma_i v'_x f_i(0, v'_x) + \gamma_a v'_x f_a(0, v'_x)] v'_x dv'_x;$$

$$E(x) = -\frac{d\varphi(x)}{dx}; \frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho_e(x) + \rho_i(x)}{\epsilon_0}; \varphi(0) = 0, \varphi(d) = U;$$

$$\rho_e(x) = -e \int f_e(x, v') dv'; \rho_i(x) = e \int f_i(x, v') dv',$$

где x — ось координат, направленная от катода к аноду; v_x — проекция скорости v на ось x ; m и e — масса и заряд электрона; M — масса иона; n — концентрация газовых частиц, температура газа принималась равной 0°C ; δ — дельта-функция Дирака; $\sigma_e, \sigma_i, \sigma_a$ — сечения ионизации тепловых атомов газа электроном, ионом и быстрым атомом, причем σ_a также включает сечение обдирки быстрого атома; σ_n — сечение резонансной перезарядки; $\Psi_{i(a)}$ — функция преобразования спектра скоростей ионов (быстрых атомов) при бомбардировке катода в спектр отраженных атомов; K — функция преобразования спектра скоростей электронов при отражении от анода; j_0 — задаваемая плотность тока инжекции электронов со стороны катода; j_3 — расчетная плотность тока электронной эмиссии катода; k — коэффициент воспроизводства электронов на катоде, равенство его единице выражает условие самоподдержания разряда, аналогичное выражению (1); $\gamma_{i(a)}$ — коэффициент вторичной электронной эмиссии катода при бомбардировке ионами (атомами); $\rho_{e(i)}$ — плотность пространственного заряда электронов (ионов); ϵ_0 — электрическая постоянная.

Использовались аппроксимации [9] для экспериментальных зависимостей сечений и коэффициентов от скорости частиц. Учитывались зависимости величин потоков и спектров скоростей отраженных частиц от угла их вылета и энергии частиц, бомбардирующих электроды. Полагали, что отраженные электроны и атомы гелия распределены по углам вылета по закону косинуса. Система уравнений решалась численно аналогично [9]. Задаваемое значение j_0 составляло 10^{-8} А/см².

В предлагаемой модели разряда приняты во внимание два механизма вторичной электронной эмиссии катода — потенциальная ионно-электронная эмиссия γ_p , не зависящая от энергии ионов, и кинетическая γ_k , практически не зависящая от зарядового состояния бомбардирующей частицы [10, 11]. Таким образом, $\gamma_i = \gamma_p + \gamma_k$ а $\gamma_a = \gamma_k$. Экспериментальные и теоретические данные [10, 11] свидетельствуют о том, что при энергии частиц гелия до 100 кэВ $\gamma_k \sim v$, при энергиях 150—400 кэВ γ_k достигает некоторого максимального значения и слабо меняется. Кинетическая составляющая вторичной эмиссии имеет порог ϵ_n , лежащий в области энергий до 1 кэВ [10—12]. Данные разных авторов о величине γ_i и γ_a существенно отличаются друг от друга, особенно в области низких энергий, поэтому было использовано несколько аппроксимаций для γ_i и γ_a . Погрешность аппроксимаций $\sim 5\%$ при энергии частиц до 100 кэВ.

Первая аппроксимация γ_1 относится к никелевому катоду, подвергнутому тщательной очистке [10]. Она имеет порог $\epsilon_n = 670$ эВ.

Вторая аппроксимация γ_2 относится к тем же экспериментальным данным [10], но в ней отсутствует указанный порог.

Третья аппроксимация γ_3 относится к экспериментальным данным [12] для катода из золота, подвергнутого только химической очистке, т. е. условно "очищенного". Эти данные близки к γ для катодов из меди и бронзы [12]. Третья аппроксимация содержит порог 20 эВ для γ_a .

Четвертая аппроксимация γ_4 имитирует плохо очищенную поверхность катода, она получена путем умножения γ_{k2} на 5, причем максимальное значение $\gamma_{k4} = 10,5$, что соответствует эксперименту [10]. Эта аппроксимация также содержит порог для γ_{k4} при энергии 100 эВ.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2 приведены расчетные и экспериментальные характеристики $U(pd)$. Как видно, наблюдается разброс данных, что объясняется неодинаковыми условиями экспериментов. Так, данные работы [3] относятся к электродам из Ni, данные [4, 8] — к стальным. Измерения [7] следует отнести к случаю "загрязненного" катода с повышенным Γ , подтверждением чему служит то, что данные [7] расположены гораздо левее остальных. Кривая [2] получена Пеннингом.

Расчетные характеристики укладываются в зону рассеивания результатов измерений, причем кривая 1 и данные [3] для катода из Ni и кривые 3, 4 и данные [7], относящиеся к "загрязненным" катодам с повышенными Γ , достаточно близки друг к другу.

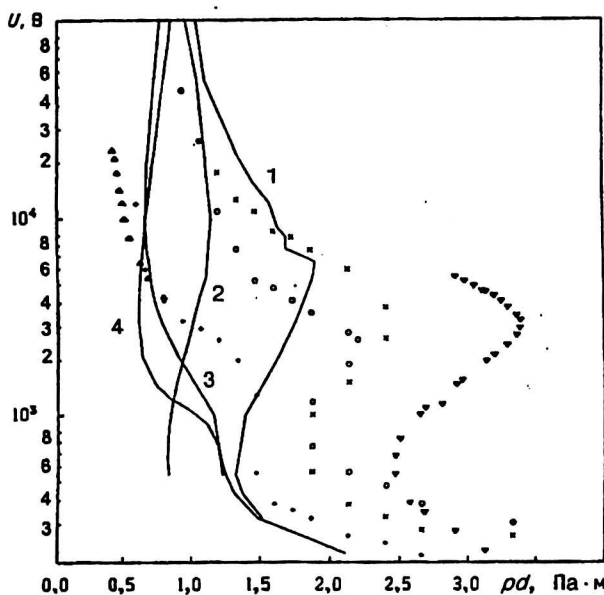


Рис.2. Кривые Пашена. Эксперимент:

∇ — [2]; X — [3]; O — [4]; Δ — [7]; + — [8]; номера 1—4 соответствуют номерам аппроксимаций для $\gamma_{i,\sigma}$

На кривых 1 и 2, как и в эксперименте, наблюдается участок, на котором одному значению pd соответствуют три значения U . В случаях "загрязненного" катода с повышенным Γ и низким порогом начала кинетической эмиссии (кривые 3, 4) подобная аномальность слабо выражена. Она не наблюдалась и в работах [1, 7, 8], где также регистрировалось зажигание разряда при низких значениях pd , т. е. повышенных Γ . Это указывает на то, что аномальность кривых Пашена в гелии сильнее выражена в условиях затрудненного зажигания разряда, когда необходимы большие значения pd .

На рис. 3 представлены зависимости Γ и M от величины U . При низких напряжениях $\Gamma \cong \gamma_p \sim 0,15$, а M — порядка нескольких единиц.

При больших U , наоборот, $\Gamma > 1$, а M может быть меньше единицы, при этом Γ больше γ_i для отдельных ионов из-за проявления кинетической вторичной эмиссии под воздействием атомов перезарядки.

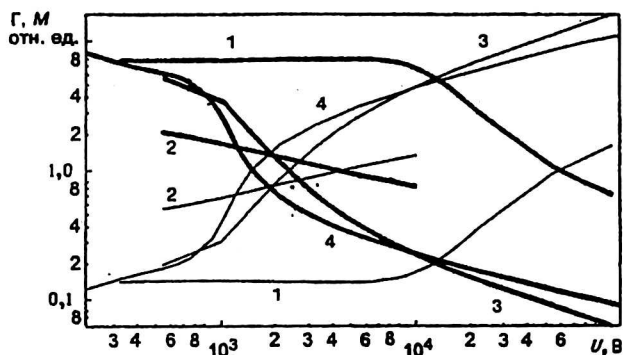


Рис. 3. Зависимости Γ (тонкая линия) и M (жирная линия) от разрядного напряжения для различных аппроксимаций $\gamma_{i,\sigma}$

Токи вторичной эмиссии катода под действием ионов и атомов перезарядки для кривой 1 на рис. 2 соотносятся следующим образом: до 7 кВ $\Gamma = \gamma_p$, затем добавляется кинетическая эмиссия, но до 10 кВ основная роль принадлежит ионно-электронной эмиссии, при 20 кВ эмиссия под действием обоих видов частиц одинакова, а при более высоких U эмиссия под действием атомов примерно в три раза больше.

Генерацию атомов перезарядки можно оценить отношением $j_{a,k} / j_{i,k}$, где $j_{a,k}$ — плотность потока быстрых атомов на катоде, умноженная на e , $j_{i,k}$ — плотность тока ионов на катоде. Рис. 4 показывает, что разряд в гелии поддерживается в условиях интенсивных перезарядок. Так, при $U \sim 3$ кВ их количество около 10—30. Это приводит к повышенному потоку быстрых атомов, бомбардирующих катод, что отмечалось и в [6, 13] для других видов разряда в гелии. Заметим, что в аналогичном разряде в водороде частота перезарядок существенно меньше, $j_{a,k} / j_{i,k} \sim 1$.

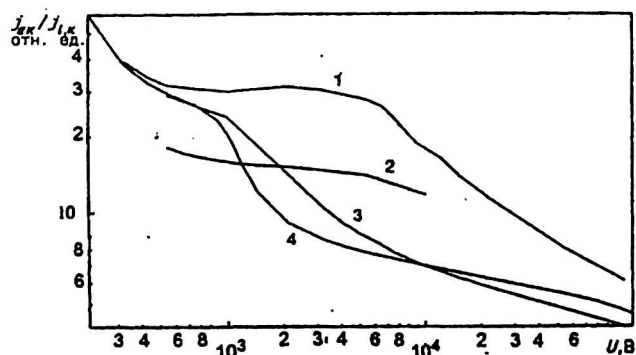


Рис. 4. Зависимость $j_{a,k} / j_{i,k}$ от разрядного напряжения для различных аппроксимаций $\gamma_{i,\sigma}$

Повышенное число перезарядок в гелии связано с тем, что из-за его высокого по сравнению с другими газами потенциала ионизации и низких сечений σ_e , σ_i и σ_a разряд в нем возникает при больших pd . Частые перезарядки существенно снижают энергию ионов и, соответственно, атомов перезарядки. В результате средняя энергия этих частиц на катоде составляет всего несколько процентов от eU во всем диапазоне U .

Для исследования роли различных элементарных процессов воспользуемся методикой, основанной на варьировании сечений и коэффициентов интересующих нас процессов.

Проанализируем влияние коэффициента вторичной эмиссии катода. Так, для кривых 2 и 4 на рис. 2 коэффициенты γ_i и γ_a отличаются в 5 раз, однако значение pd для одинаковых U отличается всего лишь на 50%. Это указывает на то, что снижение γ для ионов и быстрых атомов компенсируется небольшим увеличением pd , которого достаточно для существенного нарастания ионизации с участием всех частиц. Это также показывает, что неизбежные погрешности аппроксимаций для γ несильно влияют на расчет кривых $U(pd)$.

Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 2 позволяет оценить влияние энергетического порога для начала кинетической эмиссии катода. Кривая 1, рассчитанная с учетом порога для γ_{k1} , имеет большой зигзагообразный участок с выпуклостью вправо при 7 кВ. Это напряжение соответствует точке $B(U_B)$ кривой Пашена на рис. 1. При расчете кривой 2 использовалась аппроксимация γ_{k2} , которая близка к γ_{k1} , но не учитывает порога. В результате кривая 2 сдвинута относительно кривой 1 параллельно влево при напряжениях меньше 7 кВ. При более высоких U кривые 1 и 2 приближаются друг к другу. Напряжение U_B соответствует концу горизонтальных участков кривых 1 на рис. 3, где начинает проявляться кинетическая вторичная эмиссия под воздействием ионов и быстрых атомов перезарядки. Начиная с этого напряжения, $\Gamma > \gamma_p$. Величина U_B примерно в 10 раз больше ϵ_n/e .

В аппроксимациях $\gamma_{a,3}$ и $\gamma_{a,4}$, использованных при расчете кривых 3 и 4 на рис. 2, $\epsilon_n \leq 100$ эВ. Это привело к появлению на кривых небольшого изгиба при $U_B \sim 0,8 - 1$ кВ, которое также в 8—10 раз превосходит ϵ_n/e .

Указанные соотношения между ϵ_n/e и U_B объясняются тем, что средние энергии ионов и быстрых атомов перезарядки на катоде аналогичным образом соотносятся с eU_B .

На рис. 3 кривые 3 и 4, как и кривая 1, показывают, что при напряжении eU_B наблюдается резкий рост Γ , однако на кривых 3 и 4 в отличие от кривой 1 отсутствует горизонтальный участок. Это означает, что на кривых Пашена 3 и 4 на рис. 2 кинетическая эмиссия уже проявляется в нижней части (или на участке 1 при $U < U_B$), и в результате на этих кривых отсутствует участок 2 с положительным наклоном и нельзя идентифицировать точку А.

Учитывая ранее сказанное о роли процесса перезарядки, было проведено исследование влияния величины сечения ϵ_n . На рис. 5 приведены расчетные кривые 3 и 5, отличающиеся увеличением в 2 раза ϵ_n для кривой 5. Как видно, увеличение ϵ_n приводит к появлению более выраженного зигзагообразного участка, к увеличению вдвое U_B и соответствующего ему pd . Подобную деформацию характеристики зажигания разряда можно объяснить снижением средней энергии ионов и быстрых атомов на катоде и повышением напряжения U_B , при котором эта энергия становится сравнимой с ϵ_n .

Определим роль процесса ионизации газа ионами. Для этого сравним кривые 3 и 6 на рис. 5 (для последней кривой $\sigma_i = 0,5\sigma_a$, т. е. снижено в несколько раз [9]). Как видно, ионизация ионами наблюдается уже в киловольтном диапазоне напряжений, но существенное снижение σ_i , не приводит к сильному изменению характеристики зажигания разряда.

В то же время ионизация быстрыми атомами перезарядки и отраженными от катода очень важна для самоподдержания разряда. Так, снижение σ_a в два раза для кривой 7 на рис. 5 приводит к заметному ее сдвигу вправо относительно кривой 1. Зануление σ_a приводит к изменению вида всей зависимости $U(pd)$ (см. кривую 8 на

рис. 5). При устранении из модели разряда процесса отражения ионов и атомов перезарядки от катода ($\Psi_{i,a} = 0$) получаем кривую 9. Отметим, что кривые 1, 7–9 начинают расходиться при напряжении $U \sim 4$ кВ, поэтому можно сделать вывод, что при этом напряжении уже начинает проявляться ионизация гелия быстрыми атомами, а при напряжениях в десятки киловольт она становится основным механизмом генерации заряженных частиц в промежутке. Важная роль быстрых атомов в разряде в гелии обусловлена их более высокой концентрацией по сравнению с ионами.

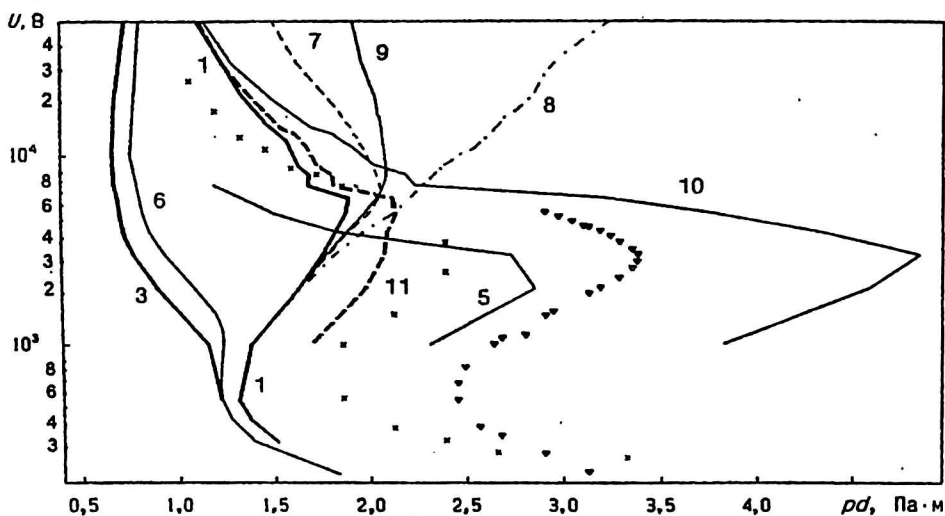


Рис. 5. Кривые Пашена для различных моделей разряда в гелии.

Эксперимент: ∇ — [2]; X — [3]; 1 и 3 соответствуют кривым 1 и 3 на рис. 2;

1, 7–11 — 1-я аппроксимация для $\gamma_{i,a}$; 3, 5, 6 — 3-я аппроксимация для $\gamma_{i,a}$

Отметим, что уменьшение pd , при которых зажигается разряд, или переход от кривой 1 к 3 на рис. 5 приводит к снижению напряжения, при котором начинает проявляться ионизация ионами и атомами. Это следует из сравнения напряжений, при которых кривые 6 и 7 расходятся с кривыми 3 и 1, соответственно.

Для определения роли электронов, отраженных от анода, были рассчитаны кривые $U(pd)$, для которых интегральный коэффициент отражения был занулен (см. кривую 10 на рис. 5) или был уменьшен до 70 % от своего нормального значения (см. кривую 11). За нормальное значение был взят интегральный коэффициент отражения электронов от никеля, равный 0,34 [9]. Последнее значение было использовано при расчете всех кривых на рис. 2–5, за исключением кривых 10 и 11 на рис. 5. Сравнение кривых 1, 10 и 11 показывает, что ионизация отраженными электронами является весьма важным процессом, приводящим к уменьшению pd , при которых возможно зажигание разряда в гелии. Снижение коэффициента отражения электронов от анода приводит к расширению зигзагообразного участка кривой $U(pd)$.

Значимость отражения электронов обусловлена значительным увеличением длины траектории электронов в межэлектродном промежутке и вероятности ионизации ими газа. При этом одновременно возрастают интенсивность генерации ионов вблизи анода, длина пробега ионов и атомов перезарядки и вероятность ионизации ими газа.

рис. 5). При устранении из модели разряда процесса отражения ионов и атомов перезарядки от катода ($\psi_{i,a} = 0$) получаем кривую 9. Отметим, что кривые 1, 7—9 начинают расходиться при напряжении $U \sim 4$ кВ, поэтому можно сделать вывод, что при этом напряжении уже начинает проявляться ионизация гелия быстрыми атомами, а при напряжениях в десятки киловольт она становится основным механизмом генерации заряженных частиц в промежутке. Важная роль быстрых атомов в разряде в гелии обусловлена их более высокой концентрацией по сравнению с ионами.

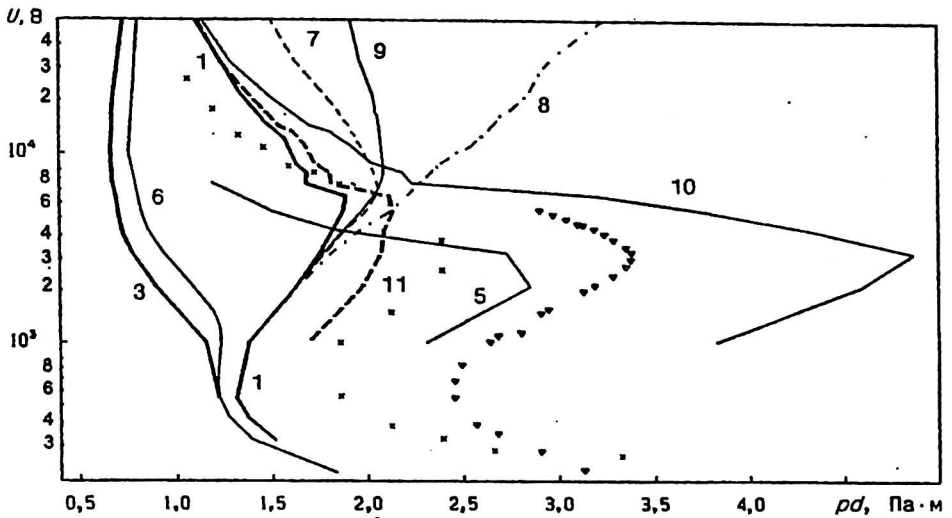


Рис. 5. Кривые Пашена для различных моделей разряда в гелии.

Эксперимент: ∇ — [2]; \times — [3]; 1 и 3 соответствуют кривым 1 и 3 на рис. 2;

1, 7—11 — 1-я аппроксимация для $\gamma_{i,o}$; 3, 5, 6 — 3-я аппроксимация для $\gamma_{i,o}$

Отметим, что уменьшение pd , при которых зажигается разряд, или переход от кривой 1 к 3 на рис. 5 приводит к снижению напряжения, при котором начинает проявляться ионизация ионами и атомами. Это следует из сравнения напряжений, при которых кривые 6 и 7 расходятся с кривыми 3 и 1, соответственно.

Для определения роли электронов, отраженных от анода, были рассчитаны кривые $U(pd)$, для которых интегральный коэффициент отражения был занулен (см кривую 10 на рис. 5) или был уменьшен до 70% от своего нормального значения (см кривую 11). За нормальное значение был взят интегральный коэффициент отражения электронов от никеля, равный 0,34 [9]. Последнее значение было использовано при расчете всех кривых на рис. 2—5, за исключением кривых 10 и 11 на рис. 5. Сравнение кривых 1, 10 и 11 показывает, что ионизация отраженными электронами является весьма важным процессом, приводящим к уменьшению pd , при которых возможно зажигание разряда в гелии. Снижение коэффициента отражения электронов от анода приводит к расширению зигзагообразного участка кривой $U(pd)$.

Значимость отражения электронов обусловлена значительным увеличением длины траектории электронов в межэлектродном промежутке и вероятности ионизации ими газа. При этом одновременно возрастают интенсивность генерации ионов вблизи анода, длина пробега ионов и атомов перезарядки и вероятность ионизации ими газа.

ОБСУЖДЕНИЕ МЕХАНИЗМА РАЗРЯДА

Рассмотрим поведение кривой Пашена (см. рис. 1) на ее различных участках с учетом полученных результатов моделирования и данных, изложенных в [2—6]. На нижнем участке 1 основную роль в ионизации газа играют электроны различного происхождения (катодные, вторичные, образованные в промежутке, отраженные от анода). Энергия ε большинства электронов соответствует восходящему участку зависимости $\sigma_e(\varepsilon)$, поэтому условие самоподдержания разряда (1) выполняется при одновременном снижении pd и повышении U до $U_A \sim 0,5$ кВ. Дальнейший рост U приводит к снижению $\sigma_e(\varepsilon)$ для большинства электронов, так как $\sigma_e(\varepsilon)$ проходит через максимум, и при $pd < pd_A$ разряд поддерживаться не может. Газ на участках кривой вблизи точки A ионизируют в основном вторичные электроны, образованные в промежутке, и отраженные от анода. Роль катодных электронов существенно ниже, так как их энергия соответствует падающему участку зависимости $\sigma_e(\varepsilon)$, к тому же их общее число невелико, поскольку мал коэффициент γ_p , а кинетическая вторичная эмиссия катода еще не проявляется.

На участке 2 снижение $\sigma_e(\varepsilon)$ при увеличении U компенсируется увеличением pd , т. е. суммарной по межэлектродному промежутку частотой столкновений электронов с тепловыми атомами гелия, поэтому условие самоподдержания разряда (1) выполняется при одновременном увеличении U и pd . На этом участке газ ионизируют, главным образом, отраженные от анода электроны.

На участке 2 также начинается ионизация газа ионами и быстрыми атомами перезарядки. Энергетический порог для этих процессов мал — порядка потенциала ионизации газа [14], и при разрядном напряжении в сотни вольт — единицы киловольт уже имеются частицы, способные ионизовать газ. Повышение U на участке 2 кривой Пашена стимулирует ионизацию этими частицами, но здесь одновременно растет частота перезарядок из-за увеличения pd , которые замедляют рост средних энергий ионов и быстрых атомов и интенсивности ионизации ими газа.

При $U \geq U_B$ начинает проявляться кинетическая вторичная эмиссия катода, в межэлектродном промежутке возрастает количество ионизирующих частиц, и условия самоподдержания разряда выполняются при $pd < pd_B$, а кривая Пашена поворачивает влево.

Расчеты показывают, что поворот влево и отрицательный наклон кривой на участке 3 при $U > U_B$ (см. рис. 1) обусловлены увеличением как γ_k , так и сечений ионизации σ_i и σ_a для большей части частиц при увеличении разрядного напряжения. При расчетах с зануленными σ_i и σ_a поворота влево не наблюдается, при расчете с зануленным коэффициентом вторичной эмиссии катода для атомов перезарядки ($\gamma_a = 0$) поворот влево наблюдался, но при более высоких pd_B .

Следует отметить, что уход кривой Пашена влево в сторону меньших pd способствует увеличению средних энергий ионов и атомов перезарядки и повышению σ_i и σ_a из-за снижения частоты перезарядок.

Отсутствие явно выраженных зигзагообразных участков на кривых $U(pd)$ в случае "загрязненной" поверхности катода, что характерно для технологических систем с непрерывной откачкой [7, 8], связано с повышенными коэффициентами γ_i и низким порогом ε_n для кинетической эмиссии γ_k [11]. Это приводит к появлению тока кинетической вторичной эмиссии уже при $U \sim 0,5 - 0,8$ кВ, а вследствие низких pd и малой частоты перезарядок ионы и атомы получают энергию, достаточную для ионизации газа при напряжении порядка 1 кВ. В результате отсутствует необходимость в повышении pd для выполнения условия самоподдержания разряда при возрастании U , а кривые Пашена не имеют участка 2 с положительным наклоном. В то же время в системах с низким значением γ_k и высоким порогом ε_n , а также уменьшенным коэффициентом отражения электронов от анода для поддержания разряда тре-

буются большие pd . Это приводит к тому, что ионизация ионами и атомами перезарядки и кинетическая вторичная эмиссия под их воздействием проявляются при более высоких напряжениях, а на кривых Пашена появляется зигзагообразный участок, сдвинутый в сторону больших pd .

На участках 3 и 4 (см. рис. 1) по мере повышения U снижается эффективность ионизации газа электронами, но растет роль ионизации газа ионами и атомами перезарядки, причем на участке 4 при $U > 10$ кВ газ ионизуется также быстрыми атомами, отраженными от катода.

Таким образом, полученные данные позволили уточнить механизм самостоятельного разряда в гелии на левой ветви кривой Пашена; выявить важную роль высокоэнергетичных частиц, отраженных от электродов: электронов от анода во всем диапазоне разрядных напряжений, быстрых атомов от катода при напряжениях выше 10 кВ.

Л и т е р а т у р а

1. Gerhold J., Dakin T. W. // *Electra*. 1977. № 52. P. 80.
2. Мик Д ж., Крэгс Д ж. Электрический пробой в газах. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. — 605 с.
3. Дикиджи А. Н., Клярфельд Б. Н. // *ЖТФ*. 1955. Т. 25. Вып. 6. С. 1038.
4. Гусева Л. Г. // Там же. 1970. Т. 40. Вып. 10. С. 2253.
5. Ульянов К. Н. // Там же. С. 2138.
6. Ульянов К. Н., Чулков В. В. // Там же. 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 328.
7. Quinn R. B. // *Phys. Rev.* 1939. V. 55. P. 482.
8. Schonhuber M. J. // *IEEE Trans. P.A.S.* 1969. V. 88. № 2. P. 100.
9. Болдасов В. С., Денисов С. С., Кузьмичёв А. И. и др. Математическое моделирование электронной пушки с несамостоятельным высоковольтным разрядом в гелии: Препринт НИИЭФА. Л-0855. М.: ЦНИИАтоминформ, 1990. — 15 с.
10. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью тела. — М.: Наука, 1968. — 370 с.
11. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. — М.: Мир, 1967. — 506 с.
12. Hayden H. C., Utterback N. G. // *Phys. Rev.* 1964. V. 135. № 6A. P. 1575.
13. Болдасов В. С., Кузьмичёв А. И. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1992. Т. 35. № 3/4. С. 363.
14. Хастед Д ж. Физика атомных столкновений. — М.: Мир, 1965. — 710 с.

THE STUDY OF PECULIARITIES OF DISCHARGE FIRING IN HELIUM ON THE LEFT BRANCH OF PASCHEN-CURVE

D. A. Kuzmichev, V.S. Boldasov, A.I. Kuzmichev
Kiev Polytechnical Institute, Kiev, Ukraine

The influence of different factors on Paschen-curve and appearance of their abnormality in a form of three-value dependence a discharge firing voltage versus pd is analysed by numerical simulation. The abnormality is observed when the coefficients of cathode secondary emission and electron reflection from an anode are low and the discharge is firing at higher pd with frequent charge exchanges of ions. The important role of electrons reflected from an anode in range 1–100 kV and fast atoms reflected from a cathode at voltages above 10 kV is revealed.