

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Легенда о фотоэмиссионном разряде

А.Р. Сорокин

Показано, что рекламируемая "новая форма разряда" (открытый разряд) — фотоэмиссионная (фактически, без эрозии катода) с "аномально высоким" энергетическим коэффициентом полезного действия (КПД), равным примерно единице, формирования электронного пучка (ЭП) в ней, — не может быть реализована. В действительности такой разряд укладывается в известные формы тлеющего разряда с преобладанием эмиссии от тяжёлых частиц. Так, в известных источниках ЭП КПД до $\approx 0,8$ обеспечивается быстрыми атомами от перезарядки ионов в сильных полях разряда. Однако размножение зарядов и дрейф ионов на катод пропорциональны потоку электронов с катода, включая фотоэмиссию, и КПД за счёт неё возрасти не может. КПД ≈ 1 — результат ошибочной методики его измерений.

Ключевые слова: открытый разряд, эмиссия электронов с катода, электронные пучки в разряде

PACS number: 52.80.Tn

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.10.038360>

Содержание

1. Введение (1354).
 2. Анализ способов измерения коэффициента полезного действия в источниках электронных пучков. Влияние фотоэмиссии (1355).
 3. Расчёты поведения разрядов и сопоставление их с опытом (1357).
 4. Результаты измерений токов в аномальных и открытых разрядах (1358).
 5. Заключение (1359).
- Список литературы (1359).

1. Введение

В настоящей работе уделено внимание разрядам, генерирующим электронные пучки (ЭП) с высоким энергетическим коэффициентом полезного действия (КПД). В таких разрядах либо основная часть приложенного напряжения U сосредоточена в катодном падении потенциала (КПП) разрядного промежутка d , либо U распределено так, что обеспечивается сильное поле во всём d (КПП в d не сформировано). Энергетический КПД показывает, какая часть энергии (мощности), затраченной на разряд, содержится в ЭП.

В вопросе о существовании фотоэмиссионного разряда, предложенного для открытого разряда (ОР) с сетчатым анодом и КПД ≈ 1 [1], сложилась парадоксальная ситуация.

С одной стороны, обнаружение "новой формы разряда" — фотоэмиссионной — явилось бы большим успехом в расширении представлений о физике разряда. Использование её имело бы и большое практическое значение: КПД ≈ 1 , минимальное распыление катода и, следовательно, большой срок службы — недостижимые в иных разрядах. В [1] принималось: фотоэмиссия поддерживается высвечиванием атомов, возбуждённых электронами до резонансного состояния в области дрейфа (ОД) ЭП за анодной сеткой.

С другой стороны, ошибочность представлений о существовании фотоэмиссионного разряда показана во многих публикациях автора настоящей статьи, начиная с [2]. В разряде, принимаемом за фотоэмиссионный, в действительности преобладает эмиссия от бомбардировки катода тяжёлыми частицами, как в тлеющем разряде. Тем не менее идея фоторазряда растиражирована в российских и зарубежных журналах, представлена главой в энциклопедии [3], присутствует в основном материале, получившем премию правительства Российской Федерации (<http://prometeus.nsc.ru/science/prize/laugovsc.ssi>) в 2016 г. Всё это не может не вводить читателей (кстати, и рецензентов) в заблуждение. Ситуация усугубляется ещё тем, что апологеты модели фотоэмиссионного ОР — П.А. Бохан с сотрудниками (других нет) — не цитируют и не анализируют публикации с изложением иной точки зрения. Исключение — обзорная работа [4] с оппонированием моих публикаций, на которую был дан ответ в [5], оставленный без внимания. Поэтому читатели, полагаясь в своих исследованиях на аргументы оппонентов, будут затрачивать время впустую.

Приведу два простейших, очевидных, не требующих сложных расчётов аргумента, свидетельствующих о несостоятельности представлений о существовании фотоэмиссионного разряда.

А.Р. Сорокин. Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск, Российская Федерация
E-mail: ars@isp.nsc.ru

Статья поступила 7 сентября 2017 г.,
после доработки 24 января 2018 г.

1. Одна из ошибок оппонентов — отождествление энергетического КПД с параметром η , определённым по токам анода и коллектора. Это приводит к завышению реального КПД (он может даже превысить единицу). Так, в [6] получен параметр $\eta = 0,9988$ в He при $U \approx 3$ кВ. Тогда энергетические потери, сопутствующие пролёту электрона от катода до коллектора, составят $-eU(1 - \eta) = 3,6$ эВ, что даже меньше, чем энергия атома в резонансном состоянии — 21,2 эВ. Здесь ещё не учтены основные потери, сопровождающие пролёт электрона. Откуда тогда берутся вакуумно-ультрафиолетовые (ВУФ) фотоны, поддерживающие фоторазряд?

2. Размножение зарядов в промежутке d и поток ионов на катод пропорциональны потоку электронов с катода [7], включая ток от фотоэмиссии, и КПД за счёт неё увеличиться не может. В то же время при существенном возрастании фотоэмиссии (определяющей она в принципе быть не может!) происходило бы пропорциональное увеличению эмиссии от тяжёлых частиц и наблюдался бы выход разряда, например, из аномального режима с резким возрастанием тока, как, например, в разряде с дополнительной ионизацией. Но даже такого возрастания тока в ОР не наблюдается, о чём свидетельствуют измерения в широком диапазоне условий.

На этом можно было бы закончить публикацию. Изложенное выше показывает, что ОР не является фотоэмиссионным и он согласуется с известными свойствами тлеющего разряда. Тем не менее остановимся на обсуждении этих двух пунктов подробнее с привлечением данных из давно и недавно опубликованных работ.

2. Анализ способов измерения коэффициента полезного действия в источниках электронных пучков. Влияние фотоэмиссии

I. Обширный материал относительно поведения разряда в технологических источниках ЭП, включая измерения КПД, собран в двух монографиях Крейнделя с соавторами. Воспользуемся сведениями одной из них, приведёнными в [8].

Известные формы тлеющего разряда самоподдерживаются ионизационным размножением зарядов в d и обратной связью — γ -эмиссией электронов с катода. Обобщённый коэффициент эмиссии γ — число электронов, выбитых с катода на один ион (выражается через токи ЭП и ионов: $\gamma = j_{\text{ЭП}}/j_i$):

$$\gamma = \gamma_i + \sum \gamma_a + \alpha \gamma_v + \sum \gamma_m, \quad (1)$$

где γ_i — вклад в γ от иона; $\sum \gamma_a$ — от быстрых атомов, возникающих в перезарядках одного иона; γ_v — от фотона, $\sum \gamma_m$ — от метастабильных атомов; α — число фотонов на один ион, попадающих на катод и вызывающих фотоэмиссию. В технологических источниках ЭП γ , по оценкам в [8], фактически зависит только от первых двух слагаемых: $\gamma \approx \gamma_i + \sum \gamma_a$ — и, что очень важно, определяется, так же как и КПД, из калориметрических измерений мощностей рассеяния на аноде $P_{\text{ЭВ}}$ и катоде P_c :

$$\gamma \approx \frac{P_{\text{ЭВ}}}{P_c}, \quad \text{КПД} \approx \frac{P_{\text{ЭВ}}}{P_{\text{ЭВ}} + P_c} \approx \frac{\gamma}{\gamma + 1}. \quad (2)$$

КПД (2) достигает величины до $\approx 0,8$, что соответствует $\gamma = 4$. Первоначальная ошибка в [1], из-за которой

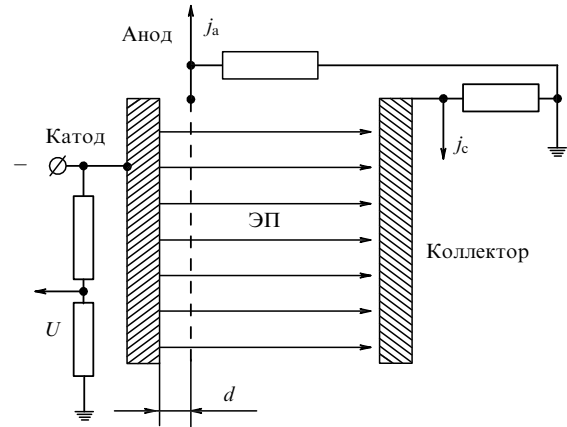


Рис. 1. Схема открытого разряда и измерений его электрических параметров: напряжения U , токов анода и коллектора j_a , j_c .

был привлечён иной механизм для ОР, — это утверждение о том, что в тлеющем разряде КПД не превышает 0,2.

II. Коаксиальная конструкция с сетчатым анодом впервые была предложена для непрерывных лазеров в [9], а планарная — в технологических источниках ЭП [8, с. 124] с заанодной плазмой (КПП в d отсутствует) и преданодной (КПП сформировано). Подробные исследования разряда (рис. 1), получившего впоследствии название открытого разряда в [1], начались с публикации [10]. В ОР обычно используются: U от нескольких киловольт до нескольких десятков киловольт, чаще до 10 кВ; давление p газов (воздух, инертные газы, чаще He) вплоть до атмосферного, преимущественно несколько единиц или десятков Торр. В импульсном ОР параметр pd соответствует левой или правой ветвям Пашена вблизи $(pd)_{\text{min}}$. Используется также стационарный ОР.

Оппоненты определяют энергетический КПД через параметр η — отношение тока пучка $j_{\text{ЭВ}}$ к полному току j . Ток ЭП выражают через ток коллектора j_c с учётом геометрической прозрачности μ сетчатого анода, а полный ток разряда — через сумму анодного тока j_a и j_c :

$$\eta = \frac{j_{\text{ЭВ}}}{j} = \frac{j_c}{\mu(j_c + j_a)}. \quad (3)$$

В [11] без доказательств принимается: при выполнении условия, что диаметр D сечения разряда много больше длины КПП l_{cf} , число α фотонов на один ион, попадающих на катод, становится настолько большим, что остальными коэффициентами эмиссии можно пренебречь и разряд становится фотоэмиссионным:

$$\gamma \approx \gamma_i + \sum \gamma_a + \alpha \gamma_v \approx \alpha \gamma_v. \quad (4)$$

Ещё раз подчеркнём отмеченное во введении: размножение зарядов в d и поток ионов на катод пропорциональны потоку электронов с катода, включая ток от фотоэмиссии, и КПД за счёт неё возрасти не может. Определяющей фотоэмиссия также быть не может! В аномальном разряде на один ион, прошедший область КПП в He, рождается около 20 быстрых атомов [12], что и определяет их основной вклад в эмиссию.

Важный момент связан с числителем для параметра $\eta \approx \gamma_j/(\gamma_j + j_i) = \gamma/(\gamma + 1)$. Это соотношение может нарушаться. Например, даже когда поле в анодной плазме

на порядок ниже поля у катода, оно достаточно велико для непрерывного ускорения электронов, как в измерениях [13, 14], и почти все электроны, рождённые не на поверхности катода, а в самом объёме промежутка d , формируются в пучок: $j_c = j_i$. Ток пучка γj_i , дополненный током j_e , приблизится по величине к полному току разряда, а параметр η — к единице, вне зависимости от величины и происхождения γ . Электроны пучка, рождённые в объёме d , например за КПП, будут иметь несравнимо меньшую энергию, чем исходящие из катода. Ясно, что в таких условиях параметр η никак не связан с реальным энергетическим КПД. Отсюда следуют ответы на вопросы: почему в технологических источниках ЭП, включая разряд с сетчатым анодом, не достигается КПД, столь близкий к единице, а срок их службы определяется эрозией катода [8]?

Проанализируем типичные осциллограммы для ОР (рис. 2) при $p_{\text{He}} = 30,4$ Торр и $\mu = 0,75$ (см. рис. 1 в [4]). В начале разряда ток коллектора начинается раньше анодного, поэтому $\eta = 1/\mu = 1,33 > 1$. В момент, когда $j_c = 0,5(j_c)_{\text{max}}$, параметр η также больше единицы: $\eta = 1,05$. В максимуме j_c величина $\eta = 0,98$. Такое поведение параметра η противоречит законам физики, но легко объясняется для обычного разряда, конечно, без отождествления η с реальным КПД. В начале разряда, в слабо искажённом зарядом электрическом поле E в d , ионы в основном рождаются в ослабленном, провисшем в отверстия анода, поле и, двигаясь вблизи силовых линий, фокусируются на катод по центрам отверстий. Пучок в своём движении к коллектору не затрагивает перемычек сетки. Параметр E/p в d велик, и почти все электроны, рождённые в нём, сформируются в пучок и достигнут коллектора. Кроме того, часть U выносится в ОД за счёт провисания E в отверстия анода и появляется разряд на коллектор. Всё это приводит к $\eta > 1$. По мере формирования КПП пучок частично перекрывается перемычками сетки, провисшее E ослабевает и η снижается. Отметим также, что полный ток достигает максимального значения при $U = 5,5$ кВ и затем по какой-то причине начинает убывать. В [2] отмечено, что в фоторазряде ток должен продолжать возрастать, поскольку уменьшение U приводит к повышению эффективности возбуждения атомов электронами пучка из-за снижения их энергии. Вообще, непонятно, почему фоторазряд требует для возрастания тока пучка и КПД завышения U , как это наблюдается во всех известных опытах, включая эксперименты с лазерными средами. Другой

вопрос: почему для фоторазряда при снижении давления, а следовательно, взаимодействия пучка с газом требуется ещё больше уменьшить это взаимодействие наращиванием U , чтобы сохранить тот же ток? Все эти примеры отражают свойства тлеющего разряда и совершенно не вписываются в фоторазряд. При увеличении U снижается ионизация, но ток возрастает одновременно с эмиссией в связи с появлением более быстрых атомов.

Если $d < l_{cf}$, то в разряде с одним отверстием в аноде действительно можно получать высокоэффективные ЭП, в том числе в непрерывном режиме. В [8, с. 123] отмечается: "Точечный характер эмиссии электронов позволяет формировать тонкие ЭП с малыми углами сходимости и получать потоки электронов с высокими яркостью и удельной мощностью". Диаметр ЭП может быть на порядок меньше отверстия в аноде, что несовместимо с фоторазрядом. Для аномального разряда в He:

$$p_{\text{He}} l_{cf} = 0,49 \text{ Торр см.} \quad (5)$$

В разряде с сетчатым анодом и $d < l_{cf}$ [15] параметр $\eta = 1/\mu$ сохранялся в течение 100 нс при токе вплоть до максимального значения $j = j_c \approx 8 \text{ А см}^{-2}$. Из осциллограмм в [15] следует: при определяющем вкладе фотоэмиссии, вне зависимости от её происхождения, должен формироваться разряд и на узких перемычках сетки, облучаемых фотонами, чего в опытах не наблюдалось. Это относится и к начальной фазе разряда (см. рис. 2).

В аномальном разряде с отверстием в аноде ≈ 17 см (!), $d = 3$ см и расстоянием между катодом и коллектором ≈ 23 см в [16] параметр $\eta = 0,99$ (при этом $\gamma = 1/(1 - \eta) = 100$ (!)) получен при $p_{\text{He}} = 0,3$ Торр, $U = 400$ В. По данным [17] в таких условиях длина пробега электронов с энергией 400 эВ должна составлять 12 см, т.е. ЭП не доходит до коллектора, а коллектором регистрируется ток разряда с катода на коллектор. Подобные примеры можно было бы продолжить.

Завышенное значение КПД, определённого через параметр η , наблюдается также из-за появления в прианодной области результирующего электрического поля, встречного по отношению к полю от источника питания [18]. Встречное поле возникает вследствие инерционности отслеживания положительным объёмным зарядом спада U в промежутке d . Ток на спаде U между положительным объёмным зарядом и анодом приводит к частичной или даже к полной компенсации тока анода от внешнего источника питания. В результате значения параметра η могут превысить единицу даже при спаде U в течение нескольких десятков микросекунд.

III. В выражении (3) для η принимается, что электроны, регистрируемые через токи коллектора и анода, имеют энергию, соответствующую приложенному напряжению, т.е. eU . Это следует из формулы (3) и выражения η через коэффициенты эмиссии: $\eta = \gamma/(\gamma + 1)$, отождествляющих КПД с η . Однако при наличии полей и зарядов в ОД и за КПП в d на коллектор и анод могут попадать и медленные электроны, а КПД не будет равен η . Если искажения в определении истинного КПД через параметр η малозначимы, то $\eta \approx \text{КПД}$, но никогда КПД не будет настолько близким к единице, как это полагают оппоненты.

В любом случае, поскольку утверждение о существовании "аномально высокого КПД" имеет принципиальное значение, параметр η следовало бы проверять ка-

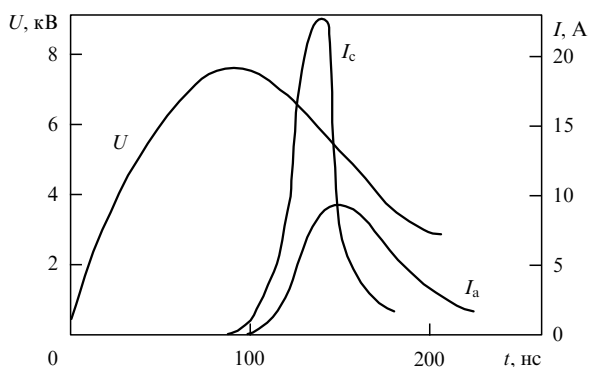


Рис. 2. Типичные осциллограммы U , I_a , I_c открытого разряда [4] в условиях: $p_{\text{He}} = 30,4$ Торр, $d = 0,5$ мм, $D = 10$ мм, $\mu = 0,75$.

лориметрическими измерениями. Во всех опытах с ОР, как продемонстрировано в этом разделе, вклад фотоэмиссии оказывается пренебрежимо малым. В то же время наличие анодной сетки в ОР облегчает развитие разряда началом ионизации газа в ослабленном поле, провисшем в отверстия сетки. Это позволяет сохранять разряд без искрообразования при больших U и токах.

3. Расчёты поведения разрядов и сопоставление их с опытом

1. В работе [12] впервые были представлены результаты расчётов обобщённых коэффициентов эмиссии γ и по ним определены значения КПД для различных условий ОР в He при предположении, что эмиссия электронов с катода происходит под действием его бомбардировки ионами и быстрыми атомами. Значения γ_i и γ_a были взяты из опытов в [19], результаты которых совпадают с измерениями других авторов. В рассматриваемых типичных условиях ОР энергия быстрых ионов находится в пределах до нескольких сотен электронвольт, когда сечения их перезарядки изменяются незначительно, составляя $\sigma_{ce} \approx 1,2 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ [19], что и было принято в расчётах.

Для измеренного в [13] распределения поля E в d для ОР в момент, когда $U = 5,1 \text{ кВ}$, рассчитанный в [12] коэффициент $\gamma = 6,7$, чему соответствует КПД $\approx \gamma/(\gamma + 1) = 0,84$. Через рассчитанные значения γ в [12] определялся КПД (представлен там графически) при U от 0,5 до 5 кВ в условиях слабо искажённого поля ($E \approx \text{const}$) и различных значений pd , а также для аномального разряда (он чаще всего используется в ОР, но не всегда успевает полностью сформироваться за время импульса). Во всех случаях основной вклад в γ обеспечивался быстрыми атомами от перезарядки ионов.

В расчётах для аномального разряда (рис. 3) принималось: всё приложенное U сосредоточено в сформированном КПП с линейным спадом поля E в нём. Для U в диапазоне 1,5–5 кВ получена формула аппроксимации расчётных значений γ (U выражается в вольтах):

$$\gamma = -0,84 + 1,43 \times 10^{-3} U + 1,35 \times 10^{-8} U^2. \quad (6)$$

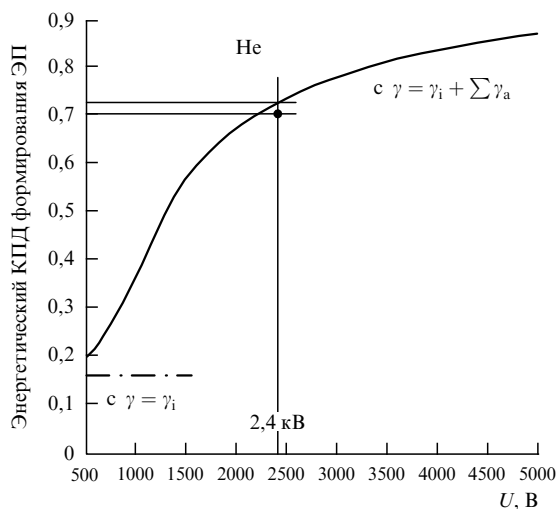


Рис. 3. Рассчитанная зависимость энергетического КПД формирования ЭП от U для открытого и других высоковольтных разрядов аномального типа [12]. Тёмным кружком отмечено значение КПД, измеренное калориметром в [20].

В [20] в аномальном разряде определён КПД с помощью калориметра. При $U = 2,4 \text{ кВ}$ КПД составил 0,7, что хорошо согласуется со значением КПД $\approx 0,73$, полученным с использованием формулы (6) (см. рис. 3). С учётом (5) и постоянства σ_{ce} в He число перезарядок в КПП равняется примерно 20 и не зависит от p и U . Энергия ионов перед последней перезарядкой (следовательно, наиболее быстрых атомов) $\approx 0,1 eU$, что согласуется с измерениями Бондаренко в [21] с помощью "канального луча", проникающего через малое отверстие катода в вакуум.

В работе Туркина [22] проведены оценки параметров КПП стационарного высоковольтного разряда с учётом нелокальной ионизации и изменения плотности газа при нагреве разрядным током. В [22] отмечено что, "расчёты и оценки КПД формирования ЭП в [12] хорошо согласуются с имеющимися данными как по ОР, так и по другим типам высоковольтного тлеющего разряда".

2. В [23] приведены результаты численного моделирования динамики ОР в широком диапазоне давлений гелия. Для расчётов использовались модифицированная для формирования тока нестационарная кинетическая модель гелиевой плазмы и комплекс программ "Плазер", а γ_i и γ_a были взяты, так же как в пункте 1 этого раздела, из [19]. Технологию расчётов и перечень элементарных процессов, учтённых в них, можно найти в [24]. В частности, было учтено: в сторону катода направляется лишь одна шестая часть излучения. Также учитывалось пленение резонансного излучения, что практически исключало попадание таких фотонов на катод из ОД. Для типичных условий ОР, упомянутых в пункте 1 раздела 2, отображённых осциллограммами на рис. 2, получена хорошая корреляция между рассчитанными и приведёнными на рисунке осциллограммами токов. Парциальные вклады процессов, участвующих в развитии разряда, составили: атом-электронная эмиссия — 96 %; размножение электронов в разрядном промежутке — 2,3 %; ион-электронная эмиссия — 1,7 %; электронная эмиссия под действием метастабильных атомов — 2×10^{-3} %; фотоэмиссия с катода — 2×10^{-4} %. Заметим, что использованный в [23] коэффициент $\gamma_v = 0,03$ занижен. В [8] он составляет $\approx 0,1$, а в измерениях оппонентов — 0,3, однако это не сказывается на величинах основных вкладов в эмиссионные процессы ОР.

3. В [7] численно методом Монте-Карло рассчитана кривая Пашена в He. Показано: основными процессами образования заряженных частиц в разряде являются эмиссия электронов под действием бомбардировки катода ионами и быстрыми атомами от перезарядки ионов, а также ионизация газа электронами. Оценка вклада в эмиссию от высвечивания возбуждённых электронами атомов показала, что этот вклад мал по сравнению с γ_i и в расчётах он не учитывался. Значения γ_i и γ_a были взяты, как и ранее, из [19]. Наибольший вклад в γ , как показали расчёты, на восходящей левой части кривой Пашена даёт эмиссия под воздействием быстрых атомов, что и приводит к известному трёхзначному, Z-образному, виду всей левой кривой для He, что хорошо согласуется с опытными данными, например, в [25]. Без учёта эмиссии от быстрых атомов в [7] получается двузначная кривая Пашена, как и в [26].

4. В заслуживающей внимания публикации [27] оппонентов представлены расчёты процессов в разряде на встречных ЭП, сформированных в He между двумя

плоскими катодами размерами $16,8 \times 3 \text{ см}^2$ с общим сетчатым анодом ($\mu = 0,98$, диаметр отверстий сетки 1,5 мм) между ними. Расстояния между каждым катодом и сеткой по $d = 3 \text{ мм}$. Использовались предпробные напряжения U_0 до 24 кВ. Такой разряд применялся в быстродействующем коммутаторе. Прежде всего отметим, что разряд, обсуждаемый в [27], по своим свойствам выходит за рамки традиционного ОР. Однако часть полученных результатов представляет интерес для процессов, происходящих в ОР и в источниках ЭП на тлеющем разряде в целом. Поэтому остановимся на обсуждении работы [27] подробнее. Термин ОР для разряда из [27] использовать не будем.

Приведём наиболее важные результаты из [27]. Благодаря субнаносекундному возрастанию тока в импульсном разряде происходил быстрый сброс U в d , а встречные ЭП, преодолевая области КПП у противоположно расположенных катодов, вызывали вторичную электронную эмиссию с катодов. Эта эмиссия оказалась определяющей. Другой результат: с учётом пленения излучения оценено время дрейфа фотонов к катодам после высвечивания атомов, возбуждённых электронами, которое составило $0,1 - 1 \text{ мкс}$. Следовательно, в ОР за время его протекания в несколько сотен наносекунд фотоны даже из малых прианодных областей разряда не успеют достичь катода. Однако ещё годом ранее, до публикации [27], оппоненты в [28] продолжали утверждать, что в "классическом" ОР фотоэмиссия поддерживается высвечиванием атомов, возбуждённых электронами в ОД. Возражения, отмеченные, например, в [2], и расчёты в [12, 23] (см. пункты 1 и 2 этого раздела) во внимание не принимались.

При определении вклада фотоэмиссии в [27] учитывалось, что возбуждение атомов быстрыми тяжёлыми частицами сопровождалось передачей атомам части импульса налетающих частиц. В результате доплеровского смещения частоты излучения таких атомов оно распространяется без пленения и участвует в фотоэмиссии, так же как и фотоны от налетающих атомов, которые могут оказаться в возбуждённом состоянии после столкновения.

Не вдаваясь в технологию расчётов в [27] (вероятно, она верна), приведу ряд замечаний, касающихся в том числе использованных в них исходных данных.

В [27] кроме импульсного разряда Р1, реализованного в опытах, подробно анализировался гипотетический пробой в разряде Р2 без спада $U = U_0$ в d и был сделан вывод о преобладании в Р2 фотоэмиссии. В обоих случаях в начале разряда, когда быстрые тяжёлые частицы из-за их инерционности достигают катодов ещё в малом количестве, в заметном вкладе фотоэмиссии нет сомнений. Это происходит при малых токах, несопоставимых с токами последующего развития разряда, когда вклад в ток от j_a становится сравнимым с током от j_v и даже может его превзойти (см. рис. 11, 12 в [27]).

В Р2 наибольшее превышение вклада в ток от суммы j_a, j_i над вкладом фотонов доходит до двух раз (см. рис. 11 в [27]). Только в заключительной стадии пробоя в Р2 имеет место существенное преобладание фотоэмиссии. Отметим: по мере развития пробоя уменьшается l_{cf} (см. рис. 5 в [27]) вплоть до $l_{cf} \approx \lambda_{ce}$ — длины перезарядки ионов (для $eU = 20 \text{ кэВ}$ величина $\sigma_{ce} \approx 5,6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ [29], чему при $p_{He} = 6 \text{ Торр}$ соответствует $\lambda_{ce} = 0,09 \text{ мм}$), как в разряде с дополнительной ионизацией у катода [30].

С уменьшением l_{cf} происходит сокращение числа перезарядок быстрых ионов с одновременным убыванием вклада в эмиссию от j_a .

Остановимся на использованных в [27] исходных данных. Значения γ_a в [27] (см. там рис. 4) занижены без достаточных обоснований, по сравнению с согласующимися с опытными значениями γ_a [19], применёнными в расчётах выше в пунктах 1–3. Расхождение возрастает одновременно с энергией w_a атомов, например, при $w_a = 200, 400, 1000 \text{ эВ}$ — в 3, 4, 5 раз соответственно. Для больших w_a , особенно важных для Р2, использовались значения γ_a , полученные в измерениях при сверхвысоком вакууме в [31]. Измерения γ_i, γ_a в [19] проводились при энергиях до $w_{a,i} = 1 \text{ кэВ}$ в условиях технического вакуума, $p = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ Торр}$, когда катод покрыт монослоями остаточного газа [32] и происходит имплантация тяжёлых частиц в катод, т.е. в условиях, приближенных к разрядным, когда, по мнению тех же оппонентов, происходит существенное возрастание эмиссии с катода по сравнению с эмиссией, полученной при сверхвысоком вакууме.

В [27] утверждается: на катод попадает 90 % излучённых фотонов (по-видимому, по 45 % на один катод). Даже если это верно, то не все фотоны, попадающие на катод, вызывают эмиссию, поскольку с уменьшением угла падения излучения на катод возрастает его отражение, вплоть до 100 %.

Из изложенного выше следует: вклад в эмиссию тяжёлых частиц в обоих разрядах занижен во много раз. Это происходит из-за некорректно использованных исходных данных, предоставленных моими основными оппонентами для расчётов, в чём можно убедиться из текста в [27]. В результате для реального разряда Р1 вклад фотоэмиссии, кроме слаботочной начальной фазы разряда, окажется пренебрежимо малым по сравнению с вкладом от быстрых тяжёлых частиц. То же самое должно происходить и в Р2, в особенности после переходных процессов во время пробоя, когда исчезнут быстрые ионы вне КПП.

5. Подводя итог вышеизложенному, можно заключить, что расчёты, представленные в пунктах 1–3 этого раздела, согласуются с опытными данными и свидетельствуют о пренебрежимо малом вкладе фотоэмиссии. В то же время расчёты в [27] (описанные в пункте 4) требуют коррекции ввиду существенного занижения в них коэффициентов эмиссии $\gamma_{a,i}$.

4. Результаты измерений токов в аномальных и открытых разрядах

Обратимся к энергетическим характеристикам ОР, определяющим связь между полным током j и U , и их сопоставлению с характеристиками аномального тлеющего разряда. Аномальный разряд чаще всего применяется в ОР, хотя в импульсном режиме КПП не всегда может успеть полностью сформироваться. Поэтому для однозначности измерений следует использовать режимы разрядов с полностью сформированным КПП.

Формулы аппроксимации параметров подобия j_{ad}/p^2 в аномальном разряде для различных газов получены из опытов ещё Гюнтершультцем [33]. Для снижения краевых эффектов использовался катод диаметром $D = 40 \text{ см}$ (проявление краевых эффектов хорошо заметно в ОР на фотографии, приведённой в [34]). Опыты с He проводи-

лись в условиях: $p_{\text{He}} = 0,03 - 0,25$ Торр, $U_{\text{cf}} = 0,3 - 1,5$ кВ, где U_{cf} — величина КПП. Для j_{ad}/p^2 можно подобрать формулы аппроксимации, охватывающие более широкий диапазон p и U , чем в [33], с включением и данных опытов из [33].

Результаты опытов из [33] хорошо графически сопригались с измерениями [35] в более широком диапазоне условий для разрядов в Ne и N₂. Например, для разряда в Ne использовались $p_{\text{Ne}} = 0,17 - 1$ Торр и $U = 0,5 - 12,5$ кВ.

Наиболее интересные результаты приведены в [36] для ОР в Ne в широком диапазоне условий: $p_{\text{Ne}} = 2,5 - 40$ Торр, $d = 0,5 - 28$ мм, $U = 0,8 - 6,8$ кВ, площадь катода $S = 1 - 65$ см². Измерения проводились в стадии установившегося КПП. Для этого разряд возбуждался прямоугольными импульсами U продолжительностью ≈ 160 нс, сформированными на кабельных линиях. Для параметра j_{ad}/p^2 использовалась формула аппроксимации, охватывающая опытные данные [33] и измерения в [36]:

$$\frac{j_{\text{ad}}}{p_{\text{He}}^2} = 2,5 \times 10^{-12} U_{\text{cf}}^3 [\text{А см}^{-2} \text{Торр}^{-2}]. \quad (7)$$

В [36] при высоких напряжениях горения разряда U регистрировались несколько меньшие токи, чем рассчитанные по формуле (7), поскольку в (7) подставлялась величина U вместо U_{cf} , а с возрастанием U всё большая его часть падает на анодной плазме.

Согласие с результатами работ [33, 36] наблюдалось также в опытах [37, 38]. В опытах [38] с Ne реализованы наиболее благоприятные условия для фотоподсветки катода из ОД. Использовалась коаксиальная ячейка длиной 33 см с диаметром цилиндра катода $D_c = 10$ см. Для осциллограмм, приведённых на рис. 2а в [38], когда $p_{\text{Ne}} = 2,3$ Торр, $U = 2,2$ кВ, можно получить: $D_c = 10$ см, что примерно равно длине пробега электронов 10,7 см, измеренный ток составил $j = 0,6 \approx j_{\text{ad}} = 0,52$ А см⁻², где ток j_{ad} определён из формулы для $j_{\text{ad}}/p_{\text{Ne}}^2$, приведённой в [33], без её коррекции для условий в [38]. Как видно, и в этом случае фотоэмиссия за счёт высвечивания атомов, возбуждённых в ОД, себя не проявила.

Из приведённых экспериментальных результатов следует: выхода ОР из аномального режима с резким возрастанием тока из-за возможного увеличения фотоэмиссии не происходит. Это свидетельствует о том, что в ОР нет никакого заметного увеличения фотоэмиссии, а её роль в ОР остаётся пренебрежимо малой, как и в высоковольтных тлеющих разрядах. Вклад фотоэмиссии от высвечивания атомов, возбуждённых быстрыми тяжёлыми частицами, также оказывается несущественным, о чём свидетельствуют опыты и расчёты, описанные в разделах 2, 3.

Замечания. В ряде опытов оппонентов для регистрации ЭП вместо плоского коллектора (см. рис. 1) использовался цилиндр Фарадея. Это не меняет сути дела. Цилиндр Фарадея, так же как и плоский коллектор (см. раздел 2), регистрирует не энергию электронов, а их ток, в том числе от низкоэнергетичных электронов, а не только от испускаемых с катода. В опытах [39] (см. также обзор [40] и ссылки в нём) с импульсами ~ 1 нс, $U > 100$ кВ и анодом из фольги спектр энергии электронов оценивался отсеканием менее энергетичных электронов с помощью различных сплошных фильтров, устанавливаемых перед цилиндром Фарадея.

5. Заключение

В настоящей статье обобщены результаты опытов и расчётов по открытому разряду, показывающие пренебрежимо малый вклад фотоэмиссии в развитие и генерацию ЭП в нём, что согласуется с работой других известных источников ЭП на высоковольтном разряде.

Приведём цитаты из недавно опубликованных работ со ссылками на публикации автора настоящей статьи. Из [41]: "Катоды после проведения исследований всегда имеют ярко выраженные следы эрозии, подтверждающие вывод об ионной бомбардировке как основном канале эмиссии электронов [12]". Из [42]: "Фотоэмиссия с катода в результате подсветки из заанодного пространства в настоящей работе не учитывается, так как аргументы против фотоэмиссионной природы ОР [43] представляются весьма убедительными". Из теоретической работы [22]: "Выполненные расчёты и оценки КПД формирования ЭП [12] хорошо согласуются с имеющимися данными как по ОР, так и по другим типам высоковольтного тлеющего разряда".

Иное, противоречащее известным законам физики, суждение о механизме ОР предложено моими оппонентами, утверждающими, что ОР есть "новая форма разряда" — фотоэмиссионная.

Любая новая идея должна согласовываться с давно установленными известными фактами, в особенности если эти факты выдержали испытание временем и являются общепринятыми.

Спорные вопросы решаются в полемике. Вне дискуссии познание невозможно. Однако если оппоненты не отвечают на высказываемые возражения и даже не упоминают о них (исключение — работа [4]) и начинают предлагать новые подтверждения своей идеи, используя некритический подход к отбору фактов, то такой спор может продолжаться бесконечно.

Для того чтобы понять предлагаемую идею, следует по возможности упростить её рассмотрение. В своих публикациях оппоненты до предела усложняют доказательства существования фотоэмиссионного разряда, пытаясь привести их в стройную систему, что не удаётся, поскольку замена старых аргументов новыми не меняет сути дела. Категоричность выводов оппонентов (без соответствующих ссылок на известные публикации и анализа имеющихся возражений) может вводить читателей в заблуждение, и эти выводы могут быть приняты за истину, что и происходит при рецензировании работ оппонентов. Не следует затрачивать больших усилий на дополнительные исследования в поддержку представлений о существовании фотоэмиссионного разряда, заведомо обречённые на неудачу. Тем более что они противоречат давно установившимся представлениям о физике тлеющего разряда. Понятия, не согласующиеся с опытом, должны быть удалены из науки.

Список литературы

1. Бохан П А, Сорокин А Р *ЖТФ* **55** 88 (1985); Bokhan P A, Sorokin A R *Sov. Phys. Tech. Phys.* **30** 50 (1985)
2. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **21** (20) 37 (1995); Sorokin A P *Tech. Phys. Lett.* **21** 832 (1995)
3. Бохан П А, в сб. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* Т. XI-4 (Отв. ред. С И Яковленко) (М.: Физматлит, 2005) с. 316
4. Бохан А П, Бохан П А *Оптика атмосферы и океана* **15** 216 (2002)

5. Сорокин А Р *Оптика атмосферы и океана* **17** 266 (2004)
6. Бохан П А, Закревский Д Э *Письма в ЖТФ* **28** (11) 21 (2002); Bokhan P A, Zakrevsky D E *Tech. Phys. Lett.* **28** 454 (2002)
7. Ульянов К Н, Чулков В В *ЖТФ* **58** 328 (1988); Ulyanov K N, Chulkov V V *Sov. Phys. Tech. Phys.* **33** 201 (1988)
8. Завьялов М А и др. *Плазменные процессы в технологических электронных пушках* (М.: Энергоатомиздат, 1989)
9. Rózsa K et al. *Opt. Commun.* **23** 162 (1977)
10. Бохан П А, Колбычев Г В *Письма в ЖТФ* **6** 418 (1980); Bokhan P A, Kolbychev G V *Sov. Phys. Tech. Phys. Lett.* **6** 180 (1980)
11. Бохан П А, Закревский Д Э *ЖТФ* **77** 109 (2007); Bokhan P A, Zakrevsky D E *Tech. Phys.* **52** 104 (2007)
12. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **26** (24) 89 (2000); Sorokin A R *Tech. Phys. Lett.* **26** 1114 (2000)
13. Колбычев Г В, Пташник И В *Оптика атмосферы и океана* **12** 1070 (1999)
14. Демкин В П, Королев Б В, Мельничук С В *Физика плазмы* **21** 81 (1995); Demkin V P, Korolev B V, Mel'nichuk S V *Plasma Phys. Rep.* **21** 76 (1995)
15. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **22** (13) 17 (1996); Sorokin A R *Tech. Phys. Lett.* **22** 526 (1996)
16. Бохан А П, Бохан П А, Закревский Д Э *Письма в ЖТФ* **29** (20) 81 (2003); Bokhan A P, Bokhana P A, Zakrevsky Dm E *Tech. Phys. Lett.* **29** 873 (2003)
17. LaVerne J A, Mozumder A J. *Phys. Chem.* **89** 4219 (1985)
18. Сорокин А Р *Оптика атмосферы и океана* **25** 456 (2012)
19. Hayden H C, Utterback N G *Phys. Rev.* **135** A1575 (1964)
20. Yu Z, Rocca J J, Collins G J J. *Appl. Phys.* **54** 131 (1983)
21. Бондаренко А В *ЖТФ* **43** (4) 821 (1973); Bondarenko A V *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18** 515 (1973)
22. Туркин А В *ЖТФ* **84** (11) 14 (2014); Turkin A V *Tech. Phys.* **59** 1591 (2014)
23. Карелин А В, Сорокин А Р *Физика плазмы* **31** 567 (2005); Karelin A V, Sorokin A R *Plasma Phys. Rep.* **31** 519 (2005)
24. Karelin A V *Laser Phys.* **14** (1) 15 (2004)
25. Гусева Л Г *ЖТФ* **40** 2253 (1970); Guseva L G *Sov. Phys. Tech. Phys.* **15** 1760 (1971)
26. Тарасенко В Ф, Яковленко С И *УФН* **174** 953 (2004); Tarasenko V F, Yakovlenko S I *Phys. Usp.* **47** 887 (2004)
27. Швейгерт И В и др. *Физика плазмы* **42** 658 (2016); Schweigert I V et al. *Plasma Phys. Rep.* **42** 666 (2016)
28. Бохан П А и др. *ЖТФ* **85** (10) 58 (2015); Bokhan P A et al. *Tech. Phys.* **60** 1472 (2015)
29. Голятина Р И, Майоров С А *Усп. приклад. физики* **1** (1) 10 (2013)
30. Сорокин А Р *Оптика атмосферы и океана* **25** 250 (2012)
31. Baragiola R A, Alonso E V, Oliva Florio A *Phys. Rev. B* **19** 121 (1979)
32. Арифов У А *Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела* (М.: Наука, 1968); Пер. на англ. яз.: Arifov U A *Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface* (New York: Consultants Bureau, 1969)
33. Güntherschulze A Z. *Phys.* **59** 433 (1930)
34. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **29** (4) 86 (2003); Sorokin A R *Tech. Phys. Lett.* **29** 171 (2003)
35. Власов В В, Гусева Л Г *ЖТФ* **41** 1060 (1971); Vlasov V V, Guseva L G *Sov. Phys. Tech. Phys.* **16** 836 (1971)
36. Клименко К А, Королев Ю Д *ЖТФ* **60** (9) 138 (1990); Klimentenko K A, Korolev Yu D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **35** 1084 (1990)
37. Сорокин А Р *ЖТФ* **76** (5) 47 (2006); Sorokin A R *Tech. Phys.* **51** 580 (2006)
38. Бохан П А, Сорокин А Р *ЖТФ* **61** (7) 187 (1991)
39. Тарасова Л В и др. *ЖТФ* **44** 564 (1974); Tarasova L V et al. *Sov. Phys. Tech. Phys.* **19** 351 (1974)
40. Бабич Л П, Лойко Т В, Цукерман В А *УФН* **160** (7) 49 (1990); Babich L P, Loiko T V, Tsukerman V A *Sov. Phys. Usp.* **33** 521 (1990)
41. Бобров В А и др. *ЖТФ* **83** (8) 121 (2013); Bobrov V A et al. *Tech. Phys.* **58** 1205 (2013)
42. Головин А И, Егорова Е К, Шлоидо А И *ЖТФ* **84** (10) 27 (2014); Golovin A I, Egorova E K, Shloido A I *Tech. Phys.* **59** 1445 (2014)
43. Сорокин А Р *Письма в ЖТФ* **28** (9) 14 (2002); Sorokin A R *Tech. Phys. Lett.* **28** 361 (2002)

A legend about the photoemission discharge

A.R. Sorokin

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrent'eva 13, 630090 Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: ars@isp.nsc.ru

It is shown that the currently advertised 'new form of discharge' (open discharge) — photoemission with virtually noneroding cathode and the 'anomalously high' (near unity) energy efficiency of electron beam (EB) formation — cannot in fact be realized. In reality, such a discharge fits well into the familiar pattern of glow discharges controlled by heavy particle emission. Thus, in known EB sources, the energy efficiency of up to $\approx 0,8$ is ensured by fast atoms from ion charge exchange in strong discharge fields. However, charge multiplication and the cathode-directed ion drift are both proportional to the flow of cathode electrons (including photoemitted ones), implying that the energy efficiency cannot increase. It is incorrect efficiency measurement methodology, which gives a result of about unity efficiency.

Keywords: open discharge, electron emission from the cathode, electron beams in discharge

PACS number: 52.80.Tn

Bibliography — 43 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (12) 1354–1360 (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.10.038360>

Received 7 September 2017, revised 24 January 2018

Physics–Uspekhi **61** (12) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.10.038360>