

А.Р. Сорокин

Свойства открытого разряда: замечания к публикациям*Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск*

Поступила в редакцию 25.12.2003 г.

Подведены итоги дискуссии по механизму открытого разряда (ОР). Проанализированы собранные воедино основные аргументы за и против фотоэлектронной природы ОР, в том числе ранее не освещенные в печати. Впервые представлены простые и непротиворечивые оценки вклада фотоэлектронов в кпд формирования электронных пучков в ОР. Подтверждено: открытый разряд принадлежит к разновидности тлеющего разряда.

«Аномально высокий» кпд формирования электронных пучков (ЭП) в открытом разряде (ОР) с сетчатым анодом лежит в основе утверждения о том, что ОР является «новым типом разряда» — фотоэлектронным, поддерживаемым фотоэмиссией с катода, и отсюда столь пристальное внимание к механизму ОР. По мнению автора, цикл работ [1–6] достаточен для ответа на вопрос: является ли в действительности ОР фотоэлектронным, или он принадлежит к разновидности тлеющего. В этих работах продемонстрирована несостоятельность всех принципиальных положений, выдвинутых сторонниками фотоэлектронного ОР, и выполнены расчеты атом-электронной эмиссии с катода в ОР, подтверждающие ее определяющий вклад. Однако публикации в поддержку фоторазряда продолжаются.

В первом разделе настоящей статьи кратко представлена история вопроса и проанализированы собранные воедино из разных публикаций основные аргументы за и против фотоэлектронной природы ОР, в том числе не затронутые в [1–6].

Во втором разделе впервые приведены простейшие и непротиворечивые оценки вклада фотоэлектронов в общую эмиссию электронов с катода, которые сравниваются с результатами расчетов [1] вклада атом-электронной эмиссии (от атомов ионизованных γ_i и нейтральных γ_a). Сравнение этих вкладов позволяет сделать окончательный вывод: ОР является разновидностью тлеющего разряда, который, как известно, поддерживается ионизацией газа и атом-электронной эмиссией с катода.

Везде обращается внимание на моменты, важные для тлеющего разряда в целом. Наиболее значимые, а также не обсужденные в [1–6] вопросы освещены подробнее. Если специально не оговорено, рассматривается разряд в гелии.

1. Анализ публикаций по механизму открытого разряда

1.1. Подробные исследования разряда с сетчатым анодом, получившего впоследствии название

открытый разряд, были начаты с публикаций [7, 8]. Подобный разряд с отверстиями разной формы был известен и раньше, в частности разряд с полым анодом (одно отверстие в аноде) давно применяется в технологических электронных пушках [9]. Коаксиальный вариант конструкции с сетчатым анодом был также предложен ранее в [10] для возбуждения непрерывных газовых лазеров. В ОР, благодаря использованию в нем малых разрядных промежутков $d = 0,5 \div 1$ мм и сетчатых анодов с отверстиями $A \leq 0,5$ мм, удалось в импульсном режиме существенно повысить рабочее давление газа — до нескольких десятков торр, что расширило возможности ОР в возбуждении лазерных сред [11].

Первоначальная трактовка механизма ОР заключалась в следующем [12]. В электронной лавине, инициируемой стартующим с катода одним электроном, лишь некоторая k часть электронов ($k < 1$) будет рождена в сильном поле катодного падения потенциала (КПП) и может быть переведена в режим убегания. Возникшее при этом количество ионов N_i движется к катоду и выбивает из него γN_i электронов, которые также попадут в режим убегания. Поэтому предельная эффективность генерации убегающих электронов может быть оценена следующим образом:

$$\eta = \mu \xi = \mu (kN_i + \gamma N_i) / (\gamma N_i + N_i) = \mu (k + \gamma) / (\gamma + 1), \quad (1)$$

где ξ — эффективность внутри промежутка d ; μ — геометрическая прозрачность сетчатого анода; γ — обобщенный коэффициент эмиссии электронов с катода, приходящихся на один ион, под действием бомбардировки поверхности катода ионами, фотонами и т.д. В типичных условиях тлеющего разряда, как считали авторы [12], $\gamma \approx 0,2$, а размер катодного падения потенциала меньше длины свободного пробега электрона. Поэтому $k \approx 0$ и $\eta \leq 17\%$. Отсюда, для объяснения практически достигнутого высокого $\eta \approx \mu$ в ОР, следует вывод, что переходная стадия разряда, генерирующая пучок, когда k

близка к единице, ограничена во времени моментом формирования катодного падения потенциала. Эта стадия не является тлеющим разрядом, утверждали авторы, так как не имеет ясно выраженной области катодного падения потенциала. Существование этой стадии возможно лишь при выполнении условия непрерывного ускорения электронов во всем разрядном промежутке, т.е. когда $E/p > (E/p)_{cr}$ [для гелия $(E/p_{He})_{cr} = 150 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{торр})$].

Таким образом, из [12] следует, что эффективная генерация ЭП в ОР возможна лишь в отсутствие КПП.

Однако в [13] было продемонстрировано, что вне зависимости от наличия КПП в оптимальных условиях ОР реализуется $\eta \approx \mu$. Тогда, в соответствии с (1), электроны должны рождаться в основном на поверхности катода, а γ должен быть $\gg 1$. В этом случае $\eta \approx \mu$ и при $k = 0$. В [12], а также в [13] опыты свидетельствовали о важной роли фотопроцессов в формировании ОР. Это не удивительно, поскольку, в отличие от разряда со сплошными электродами, в ОР имеется область дрейфа ЭП, из которой идет дополнительная фотоподсветка разрядного промежутка. Объем дрейфа может в 100 раз превышать объем самого промежутка. Исходя из этого и из косвенных опытов, в [13] и было высказано предположение, что $\gamma \gg 1$ обеспечивается фотоподсветкой катода из пространства дрейфа. Это предположение стало общепринятым, а разряд стал именоваться открытым разрядом. С этой публикации параметр η , который может быть выражен через ток ЭП, измеряемый с помощью коллектора j_c и анодный ток j_a как

$$\eta = j_c / j = j_c / (j_c + j_a) = \mu \xi = \mu j_e / (j_e + j_i) \quad (2)$$

(j_e, j_i – токи ЭП и ионов внутри d), стал отождествляться с КПД, измеряемым в технологических электронных пушках с помощью калориметров [9].

1.2. В [13] был также рассмотрен очень важный для выяснения механизма ОР вопрос – о распределении потенциала в d . Для объяснения появления ЭП, формирующихся в перезарядочном слое ионов за сетчатым катодом при смене полярности питания ОР, было предположено, что длина КПП l_{cf} при достаточных токах может быть $\sim \lambda_{ct}$ – длины перезарядки ионов, а все приложенное напряжение U сосредоточено в КПП. Измерения распределения потенциала [14] в промежутке $d = 1 \text{ мм}$ с помощью сетчатых зондов, расположенных через интервалы – $0,2 \text{ мм}$, оказались в согласии с этими предположениями.

В [15], а затем в [16] были высказаны сомнения в правильности предположений в [13] и измерений в [14]. В [15] было обращено внимание на недопустимо высокие поля на катоде, если $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, а в [16], исходя из опытов в [17], на то, что параметры разряда после начального переходного процесса будут автоматически определяться величиной зазора между катодом и ближайшей к нему сеткой зонда. Наконец, измерения распределений поля в d с помощью поляризационной спектроскопии в [18] (в [18] не отмечено, в какой фазе импульса тока

проводились измерения, но в [19] прямо сказано, что «степени поляризации для спектральных линий определялись в максимуме интенсивности линий», следовательно, вблизи максимума тока, а не в его начале, как утверждается в [20]) и потенциала в [21] зондовой методикой, отличной от [14], показали, что $l_{cf} \gg \lambda_{ct}$, а вне КПП присутствует поле, во много раз превышающее $(E/p)_{cr}$. Из распределения излучения отдельных линий He вдоль d также следует, что $l_{cf} \gg \lambda_{ct}$ [22]. Установить наличие достаточно сильного поля во всем промежутке d можно без измерений в нем распределения поля. Для этого следует убедиться, что ток аномального разряда [23]:

$$j_{AD} = 2,5 \cdot 10^{-12} p^2 (U_{cf})^3 \quad (3)$$

(формула получена для гелия), эквивалентный j_{AD} в разряде с КПП – U_{cf} , равным напряжению горения разряда U , существенно превышает регистрируемый ток $j_{AD}/j \gg 1$ (КПП или полностью не сформировано, или за его пределами, вне l_{cf} , падает значительная часть U). Из табл. 2 в [20] следует, что в ОР условие $j_{AD}/j \gg 1$ обычно выполняется и, следовательно, во всем промежутке d присутствует сильное поле. В [23] продемонстрировано, что в квазистационарном ОР, если $d \geq (l_{cf})_{AD}$ – минимальной длины КПП в аномальном разряде

$$(pl_{cf})_{AD} = 0,37(pl_{cf})_n, \quad (4)$$

где $(pl_{cf})_n$ берется для нормального тлеющего разряда (формула (4) относится к любому газу), в широком диапазоне изменений параметра pd хорошо выполняется закон подобия (3). Для He можно принять

$$(p_{He} l_{cf})_{AD} \approx 0,48 \text{ торр} \cdot \text{см}. \quad (5)$$

Поскольку U_{cf} в опытах не измерялось, то для экспериментальных данных в (3) подставлялось напряжение горения разряда U . Из приводимого в [23] графика видно, что для фиксированного значения pd в экспериментах, по мере роста U , ток разряда становится меньше, чем рассчитанный по (3) (различие до двух раз), т.е. даже в этом случае на плазме разряда, вне КПП, сосредоточивается заметная часть U . Однако в [20] утверждается, что условия разряда в [23] далеки от типичных для ОР. Сравнение основных исходных параметров p, d, U из [23] (например, $p = 9,8 \text{ торр}$, $d = 0,5 \text{ мм}$, $U = 1,7\text{--}6 \text{ кВ}$) и из табл. 1, 2 в [20] для типичного ОР показывает их хорошее совпадение примерно для трети опытов из [23]. Большой ток в [23] достигается в процессе плавного развития разряда до квазистационарной стадии, что для подобных условий в ОР ранее не исследовалось. Позже в [2] было продемонстрировано для $d = 26 \text{ мм}$, что параметр η , близкий к μ , достигается при изменении параметра pd до $25 \text{ торр} \cdot \text{см}$, т.е. в условиях правой ветви кривой Пашена, вдали от ее минимума $(p_{He} d)_{\min} \approx 4 \text{ торр} \cdot \text{см}$, когда уже наличие отверстий в аноде совсем не сказывается на разряде.

Совокупность приведенных данных свидетельствует: в типичных условиях ОР $l_{cf} \gg \lambda_{ct}$, а сильное

поле, достаточное для «убегания» электронов, присутствует во всем разрядном промежутке.

Однако в [20] измерения распределения потенциала в [21] подвергаются критике, и приводится следующий вывод: «Поле в зазоре в плотной стадии ОР ($j > 1 \text{ А/см}^2$) сосредоточено в чрезвычайно узкой прикатодной области, длина которой может быть значительно меньше предельной длины КПП аномального разряда, вплоть до длины свободного пробега иона». Там же, в [20], отмечается, что аналогичные нарушения соотношения (4) зарегистрированы в других работах и приводится пример из [24] разряда (катод — нержавеющая сталь) в дейтерии $p = 0,079$ торр. Но в [20] приводятся искаженные оценки. Действительно, для водорода и катода из Fe в [25] $(pl_{cf})_n = 0,9 \text{ торр} \cdot \text{см}$ и по (4) $(pl_{cf})_{AD} = 0,33 \text{ торр} \cdot \text{см}$. В [24] для $U = 40 \div 80 \text{ кВ}$, использованных в опытах, приводится следующая эмпирическая формула: $pl_{cf} = 0,216 \text{ торр} \cdot \text{см}$, т.е. всего в 1,5 раза меньше, чем следует по (4), а вовсе не $pl_{cf} \ll (pl_{cf})_{AD}$. В [20] утверждается, что измерения в [24] выполнены при малых токах $j = 0,22 \text{ А/см}^2$. В действительности этот ток для рассматриваемого давления чрезвычайно высок — на 5 порядков превышает ток нормального тлеющего разряда [25].

Покажем [6], что в ОР условие $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$ не может быть выполнено. Типичные времена начала взрывных процессов на катоде в вакууме в поле $E_c \approx 10^6 \text{ В/см}$ составляют единицы нс [26]. В [9] отмечается, что вакуумный пробой наступает при $E_c = 3\text{--}5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Разряд продолжительностью $\tau \approx 100 \text{ нс}$ с механически полированным Al катодом переходит в искру при $E_c = (0,5\text{--}1) \cdot 10^5 \text{ В/см}$, а с электрохимически полированным Mo катодом при $E_c = 4,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ [23]. В типичном ОР (осциллограммы на рис. 3 в [20]) $p_{\text{He}} = 30 \text{ торр}$, $U = 5,5 \text{ кВ}$ в максимуме тока $j = 35 \text{ А/см}^2$ (эквивалентный ток j_{AD} составил бы 370 А/см^2) продолжительностью $\tau \approx 100 \text{ нс}$, полагая сечение перезарядки равным $\sigma_{ct} = 10^{-15} \text{ см}^2$, для поля у поверхности катода, если $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, получим $E_c \approx 2U/l_{cf} = 2U \sigma_{ct} N_a = 10^7 \text{ В/см}$. В условиях опытов [21] ($p_{\text{He}} = 20 \text{ торр}$, $U = 7,8 \text{ кВ}$, $j = 45 \text{ А/см}^2$) расчетное поле, если $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, также получается 10^7 В/см , когда искровой пробой промежутка неизбежен. Измеренное же в [21] поле $E_c = 2,7 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ вполне приемлемо, а при больших полях следует ожидать искрения разряда, что свидетельствует о корректности измерений распределения поля в [21]. В [20] отмечается отсутствие в зондовых измерениях [14] искрения разряда. Его и не должно быть, поскольку для расстояния между катодом и ближайшей сеткой зонда — $0,2 \text{ мм}$ и $p_{\text{He}} = 4,6 \text{ торр}$ по (4) $(l_{cf})_{AD} > 0,2 \text{ мм}$, поле напротив перемычек сетки слабо искажено и для наибольшего $U = 5 \text{ кВ}$, использованного в опытах, поле у катода составит $E_c = 2,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, что также вполне приемлемо. Этого нельзя сказать, если поле будет сконцентрировано на длине перезарядки ионов, когда $E_c = 2,2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$.

Таким образом, опыты показывают, что $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$ в ОР не может устанавливаться из-за начала взрыв-

ных процессов на катоде. К тому же, если ОР фотоэлектронный, возникает вопрос: откуда берутся ионы, полностью экранирующие поле в промежутке за пределами $\sim \lambda_{ct} \ll (l_{cf})_{AD}$ при меньшем, чем в аномальном разряде, на один — два порядка полном токе в ОР, когда ток ЭП может, по оценкам [20], в соответствии с (2) — $j_e/j_i = \xi/(1-\xi)$, например в 40 и более раз превышать ток ионов?

1.3. В [4] рассмотрен важный вопрос об изменении кпд в ОР, который тесно связан с обоснованием механизма ОР. Все последние попытки доказательства фотоэлектронной природы ОР сводились к алгоритму: если по расчетам ион-атомная эмиссия электронов с катода не обеспечивает высокое значение параметра η , то априори должна обеспечить фотоэмиссия (ее вклад определить не удавалось) [21, 27] (ее расчет в [20] будет обсужден ниже). При этом в оценках и расчетах или не учитывалась электронная эмиссия под действием быстрых нейтральных атомов [28], возникающих в процессах перезарядки, или величина ξ в (1) определялась по формуле [21, 27]:

$$\xi = \gamma N_i (\gamma N_i + N_i)^{-1} = \gamma (\gamma + 1)^{-1}, \quad (6)$$

т.е. не учитывался поток электронов пучка, рождаемый в объеме промежутка ($k = 0$), что занижало расчетное значение η . Отметим также некорректность прямого сравнения параметра η с кпд традиционных электронных пушек с анодной плазмой [9, 29], в которых кпд измеряется с помощью калориметров, когда учитывается энергетика пучка, а не его ток. Эти величины будут означать одно и то же, если ОР действительно фотоэлектронный.

В п.1.2 показано, что в типичных условиях ОР сильное поле присутствует во всем разрядном промежутке вне зависимости от наличия там КПП. В таком случае все электроны, рождаемые в объеме промежутка, могут находиться в режиме непрерывного ускорения, т.е. так же, как это предположено в [12] для неискаженного поля в d . Следовательно, коэффициент k в (1) будет близким к единице, а $\eta \approx \mu$, что обычно наблюдается в оптимальных условиях ОР и, что важно, в этом случае η оказывается не зависящим от величины и природы γ . Для простейшего разряда [2, 3, 22], со слабо искаженным зарядом полем, когда ток на перемычки сетки мал, $\eta \approx \xi \approx 1$. (Параллельность силовых линий в промежутке нарушена провисанием поля в анодной сетке, и ионы, возникающие в этом ослабленном поле, фокусируются на катод по осям отверстий в сетке. Этот эффект используется в электронных пушках с полым анодом для получения узких ЭП [9], когда диаметр пучка может на порядок быть меньше диаметра отверстия в аноде. То же самое наблюдается в импульсном режиме ОР в его начальной фазе даже при значительной величине pd [20, рис. 3]. Подобные режимы и стадии разряда не являются «фантомными», как утверждается в [20]. Попытки в [20] объяснить этот эффект, противоречащий фоторазряду, с иных позиций далеки от реальных условий разряда.) Разумеется, если за КПП имеется

область слабого поля, то следует учитывать величину γ , как в (6).

Измерение токов ЭП с помощью коллектора было предложено в свое время для вакуумных условий. При наличии газа коллектор может регистрировать не только ток ЭП, но и ток стекания дополнительных зарядов, возникающих в области дрейфа, или даже ток формирующегося разряда на него. Такая ситуация, по-видимому, возникает при измерении тока ЭП коллектором в ОР со сложной геометрией разрядного промежутка [27, 30, 31], что подробно обсуждается в [4].

Таким образом, высокий КПД формирования ЭП, определяемый как отношение тока пучка к полному току, не может служить доказательством одного из механизмов ОР и являться истинным критерием энергетического КПД пучка. При измерении тока ЭП следует иметь в виду возможность регистрации коллектором не только тока пучка, но и тока прямого разряда на коллектор. При разделении зарядов полем у поверхности катода после γ -процессов или после актов ионизации в объеме промежутка движение зарядов, ионов и электронов к внешнему источнику питания будет регистрироваться как ток коллектора, если электроны попадают на коллектор, даже если эти электроны на протяжении своего пробега приобретут ничтожно малую скорость.

1.4. В [32] пересмотрен механизм фотоподсветки катода в ОР. Отмечая кратковременность стадии генерации импульсного ЭП, а с ростом приложенного напряжения ухудшение геометрии фотоподсветки и уменьшение энерговыклада в среду (УФ-излучения) — электроны пучка слабее взаимодействуют с газом, автор [32] заключает: УФ-подсветка, обеспечивающая фотоэлектронный характер ОР, возникает от высвечивания атомов, возбужденных не электронным пучком, а током j_g на анодную сетку, компенсирующим заряд, выносимый ЭП в пространство дрейфа. Если первая часть заключения находится в полном согласии с позицией, давно отстаиваемой автором настоящего сообщения [33], то со второй трудно согласиться. Возникают вопросы: почему не меняется ток ОР при изменении длины дрейфа, скажем, на порядок? Как быть с квазистационарным или непрерывным ОР, когда $j_g = 0$? Хотя в [1] было обращено внимание на подобные противоречия, автор [32] в последующей своей работе [21] вновь подтвердил свой вывод из [32]. Наконец отметим, ОР был специально разработан для возбуждения лазеров, а оказалось, как следует из [32], компенсационные токи, типа обычных разрядных, лучше, чем ЭП, возбуждают атомы, поэтому не проще ли вообще отказаться от этих самых пучков и ограничиться применением для возбуждения лазеров обычного разряда?

Несмотря на отмеченные явные противоречия, были проведены дополнительные исследования [5], в которых влияние компенсационных токов на ОР выяснялось путем сравнения поведения полного тока ОР в случаях подсоединенного к аноду коллектора и отсоединенного (коллектор под свободным потен-

циалом; весь ток ЭП становится компенсационным, и j_g возрастает на порядки). Для $p > 10$ торр отключение коллектора не изменяло параметров разряда. По мере снижения p отключение коллектора сопровождалось ростом задержки электрического пробоя промежутка d вплоть до исчезновения пробоя, что обусловлено частичной компенсацией провисания поля из промежутка d за сетку полем отрицательного заряда, осевшим на коллекторе в предпробойной стадии разряда. В опытах также хорошо просматривалось и влияние на ОР самих ЭП.

Основной вывод работы [5]: токи компенсации или самого электронного пучка фотоэлектронный механизм не обеспечивают.

В опытах [34] вне ускорительного промежутка, вблизи (2 мм) сетчатого анода располагалась дополнительная сетка, соединенная с анодом. Независимый вспомогательный разряд ($U = 0 \div 35$ В) между этой сеткой и коллектором (расстояние 20 мм, плюс на коллекторе) сопровождался ростом тока в ускорительном зазоре до 2 раз, что было, якобы, обусловлено дополнительной фотоподсветкой от этого вспомогательного разряда (снова возникает вопрос: зачем нужны ЭП для возбуждения лазеров?).

В опытах ток в ускорительном промежутке был на порядок меньше, чем того требует (3) для установления полностью сформированного КПП, т.е. разряд работал на провисании поля, когда на него большое влияние оказывают условия вблизи анодной сетки, например размещение там дополнительных электродов, посторонних источников заряженных частиц и т.д. Приведем пример. Если в режиме, близком к простейшему, разряду поднести или прикоснуться заземленным электродом к разрядной трубке со стороны дрейфа вблизи сетки, то, из-за изменения там распределения провисшего поля, ток уменьшается [35, рис. 1] и даже разряд может совсем потухнуть (интересно, как подобный эффект можно связать с фоторазрядом?).

В действительности, как показано в [3], рост тока в [34] был вызван полем вспомогательного разряда ($E/p = 0 \div 1,1$ В/(см · торр)), организующим по направлению к сеткам дополнительный поток ионов, подхватываемый затем полем, провисшим из ускорительного промежутка, которое по расчету в месте расположения дополнительной сетки составляет $E/p = 0,95$ В/(см · торр). Заметим, параметр E/p здесь близок к $E/p \approx 1$ В/(см · торр) в положительном столбе нормального тлеющего разряда. Подобные опыты в [20], с тем же эффектом, но с измененной полярностью питания вспомогательного разряда — минус на коллекторе, не находят столь простого объяснения, необходимо знать детали эксперимента и распределение поля вблизи сетчатых электродов и между ними. Однако можно отметить, что при том же давлении в опытах с токами компенсации отключение коллектора (минус на нем от оседающего заряда) не приводило к изменению параметров разряда.

В [20] проведены измерения тока и параметра η в зависимости от величины площади катода,

занимаемой разрядом. Площадь S менялась ($S = 0,014-1 \text{ см}^2$) прикрытием части катода слюдяной пластинкой с отверстием и толщиной меньше $d = 1 \text{ мм}$. Сетчатая часть анода имела ту же площадь S . Падение j и η с уменьшением S , объясняемое в [20] ухудшением геометрии фотоподсветки катода из пространства дрейфа, в действительности вызвано краевыми эффектами. Вблизи границы отверстия в слюде силовые линии поля искривлены и область катода, занимаемая разрядом, сужается, что хорошо просматривается в подобных условиях на рис. 2 из [4]. Поэтому с уменьшением S падает j . Поскольку в [20] использованы малые $U = 1,5 \div 1,9 \text{ кВ}$, $p \approx 2 \text{ торр}$ (по (5) $l_{cf} = 2,4 \text{ мм} > d$), а искривления поля слюдяная пластина вносит у катода, то ЭП у краев отверстия расходится. Это приводит к падению η с уменьшением S из-за роста относительного рассеяния ЭП на сплошную часть анода.

1.5. Обратимся еще раз к итоговой работе [20], в которой, как считают ее авторы, «непринужденно интерпретируются с позиций фотоэлектронного механизма» аргументы, выдвигаемые как противоречащие фотоэлектронной природе ОР. Рассмотрим их по пунктам, как они представлены в [20] (п. 5.3.1–5.3.4), но прежде проанализируем результаты расчетов (табл. 1 (Т.1) в [20]), коэффициента фотоэмиссии γ_v (сами расчеты в [20] не приводятся).

Анализ проведем с позиций авторов [20] и посмотрим, не вступают ли эти расчеты в противоречия с основной позицией авторов [20] о фотоэлектронной природе ОР. Рассматриваем типичные условия ОР, когда $\eta \approx \mu$. В соответствии с выводами в [20] полагаем, что ток ионов мал, примерно в 40 раз меньше тока ЭП, а вклад в эмиссию от бомбардировки катода тяжелыми частицами пренебрежимо мал. Под γ_v понимаем, как и в [20], число электронов, выбиваемых с катода излучением, генерируемым при торможении одного электрона. Для фоторазряда получение $\eta \approx \mu$ и условие самостоятельности такого разряда, если $\gamma_v > 1$, выполняются автоматически, когда ионный ток мал.

В [20] γ_v является суммой вкладов от различных процессов, происходящих в самом разрядном промежутке d и в пространстве дрейфа. Поскольку эффективности возбуждения и ионизации атомов электронами сопоставимы, то для сохранения высокого кпд формирования ЭП, $\eta \approx \mu$ ($\xi \approx 1$), вклады в γ_v от процессов возбуждения атомов в d (по Т.1: γ_4 — быстрыми электронами неупруго и упруго рассеянных от анодной сетки, γ_5 — электронами от вторичной электронной эмиссии с анода, γ_6 — электронами пучка в самом промежутке и ускоряющимися там же вторичными электронами) и в области провисания поля за анодной сеткой (γ_3) должны быть пренебрежимо малы по сравнению с $\gamma_v \gg \gamma_d = \gamma_3 + \gamma_4 + \gamma_5 + \gamma_6$, хотя бы в те же 40 раз. Большой их вклад автоматически будет сопровождаться большим ионным током на катод, когда η , по мнению авторов [20], должен катастрофически падать.

В соответствии с Т.1 наибольшее отношение $\gamma_v/\gamma_d = 5,1$ весьма мало и реализуется в одном случае из девяти, в остальных оно существенно меньше. Например, в начале импульса тока, когда $\eta = \xi = 1$, осциллограммы в [20, рис. 3], $\gamma_v/\gamma_d = 1,1$. (Попутно заметим, в [20] для коэффициента фотоэмиссии с поверхности различных металлов приведены значения $\gamma_p = 0,15-0,2$. В действительности для резонансного излучения He, которое вносит основной вклад в фотоэмиссию, для применяемых в ОР катодов из Fe, Al, Mo, Cu $\gamma_p = 0,1-0,13$ [36]. Поэтому, судя по Т.1, могут возникнуть проблемы с обеспечением расчетных значений $\gamma_v > 1$).

Представленные противоречия свидетельствуют об ошибочности подхода авторов [20] в решении вопроса о механизме ОР. Тем не менее обсудим упомянутые выше п. 5.3.1–5.3.4 из [20]. Как и прежде, вновь станем на позиции авторов [20] и учитывать уже обнаруженные противоречия не будем.

1) Рассмотрим разряд, проиллюстрированный осциллограммами на рис. 3 в [20]. В самом начале импульса тока, когда $U = 7,8 \text{ кВ}$, основной канал поступления фотонов на катод обусловлен провисанием поля — $\gamma_3 = 0,96$ ($\gamma_v = 1,7$, Т.1 — строка 5'). Затем быстро устанавливается $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$ (амплитудное значение тока достигает 35 А/см^2), провисание поля исчезает и включается другой основной канал, обусловленный токами компенсации — $\gamma_2 = 0,61$ ($\gamma_v = 1,12$, Т.1 — строка 5). Полный ток достигает амплитудного значения при $U = 5,5 \text{ кВ}$ и по какой-то причине начинает падать. В [33] показано, что в фоторазряде ток должен продолжать расти, поскольку снижение U приводит к повышению эффективности возбуждения атомов пучком электронов. В [20] утверждается, что j падает из-за исчезновения токов компенсации. Очевидно, перепутана причина со следствием. Исчезновение электронных токов компенсации должно быть обусловлено снижением j , а не наоборот.

Вообще непонятно, почему фоторазряд требует для роста тока пучка и кпд завышения U (в том числе в период нарастания тока, когда, по мнению авторов [20], работают токи компенсации), как это наблюдается во всех известных опытах, включая эксперименты с лазерными средами. Другой вопрос: почему для фоторазряда, при снижении давления, а следовательно, при снижении взаимодействия пучка с газом требуется еще больше снижать это самое взаимодействие наращиванием U , чтобы сохранить тот же ток [22]? Все эти примеры отражают свойства тлеющего разряда и совершенно не вписываются в фоторазряд.

2) Поскольку для фоторазряда коэффициент фотоэмиссии γ_v должен быть больше единицы, иначе разряд не начнется, то ток должен нарастать до величины, ограничиваемой законом степени «3/2». Но такие токи в ОР никогда не достигаются, на что впервые было обращено внимание в [35]. Напомним, если эмиссионная способность катода неограничена, электроны, покидая катод, экранируют поле у катода и наступает ограничение по току,

которое подчиняется закону $j \sim U^{3/2}$. Этот эффект наблюдается для термокатодов [9] и должен присутствовать в фоторазряде. В [20] утверждается, что в газонаполненном диоде этот закон не работает, и ток в нем реализуется меньший, чем в вакуумном диоде (в приводимом примере ОР — на два порядка). Это утверждение неверно. При наличии плазмы положительный объемный заряд у катода частично компенсирует пространственный заряд электронов, что приводит к дополнительному увеличению тока, пропускаемого диодом, в 1,86 раза [9]. Поэтому невыполнение закона степени «3/2» в упомянутом примере из [20] и представленных в шести строках Т.1 для непрерывных и квазинепрерывных ОР (везде расчетный $\gamma_v > 1!$) свидетельствует об отсутствии эффекта фоторазряда.

Все же в [20] отмечается, что для непрерывных и квазинепрерывных режимов «ОР действительно неустойчив, что согласуется с его фотоэлектронной природой». Для подавления неконтролируемого роста тока в [20] использовались балластные сопротивления. Подобный эффект наблюдался с непрерывным ОР в [37], но связан он с началом интенсивного катодного распыления, а не с фотоэффектом. С ростом напряжения U горения непрерывного ОР даже при наличии балластного сопротивления, начиная с определенного значения U' , ток резко растет (без искрообразования и уменьшения η), U падает, разряд в гелии «синееет» и, если разряд не выключить, анодная сетка может расплавиться. В области же рабочих напряжений, меньших U' , вольтамперная характеристика возрастающая, как и в [20]. Для фоторазряда повышение напряжения питания должно сопровождаться последующим ростом тока в процессе самопроизвольного снижения U до значения, когда γ_v становится равным единице. Схожий эффект стабилизации U присутствует в нормальном тлеющем разряде. Поскольку в ОР такая стабилизация U не наблюдается, то в нем отсутствует эффект фоторазряда.

3) В [22, рис. 4] было обращено внимание на характерный для ОР ход кривой тока от длины разрядного промежутка $d = 1 \div 10$ мм, который, как показано в [3], присущ тлеющему разряду. Поведение этой кривой, когда ток возрастает в 47 раз с увеличением d , совершенно не укладывается в рамки фоторазряда. Однако в [20] утверждается, что с ростом d из-за смены механизма разряда параметр η «драматически» снижается. Для ОР это может означать, что параметр η становится существенно меньше μ . Реально драматического снижения η не происходит. В опытах [22] ($p = 2,2$ торр, $U_0 = 10,8$ кВ), как там описано, анод лишь в центральной части представлял собой сетку площадью $S' = 1$ см² с прозрачностью $\mu' = 0,6$. Вместе со сплошной частью анода $S = 2,1$ см², что соответствовало полной прозрачности $\mu = 0,28$. По мере увеличения d возрастал ток, а параметр η , начиная с $\eta \approx 1$ (для фоторазряда это означает, что эффективность $\xi = \eta/\mu > 1!$), снижался. Для $d = 3$ мм: $\eta = \mu' = 0,6$, ток возрастал в 21 раз! по сравнению

с первоначальным для $d = 1$ мм (где же «драматическое» снижение η ?). При еще большем d формировался разряд на сплошную часть анода, что хорошо было видно по возникновению там свечения газа, а $\eta \rightarrow \mu$. Наименьшее значение параметра $\eta = 0,38$ получалось даже несколько выше полной геометрической прозрачности анода $\mu = 0,28$, что естественно связать с меньшей плотностью тока на сплошной части анода — там нет провисания поля (поскольку в типичном ОР присутствует сильное поле во всем промежутке, то, из-за провисания поля, эрозия катода, вследствие катодного распыления, наиболее заметна вблизи осевых линий отверстий сетчатого анода, куда устремляются ионы в своем движении из области провисшего поля). Чтобы избежать кривотолков, приведем более простой и наглядный пример из [2], где из осциллограмм на рис. 7,б видно, что «драматического» снижения η также не происходит в условиях, еще более отличных от типичных в ОР, — $p = 3$ торр, $d = 26$ мм, когда также $\eta \approx \mu = 0,6$.

4) Для анализа опытов из [22], в которых показана независимость полного тока j от длины пространства дрейфа L , в [20] привлечены расчеты γ_v из Т.1, которые показали, что в условиях [22] для фоторазряда j меняться и не должен. Оставим этот пример и обратимся к другим опытам (из [8]), в которых участвовал один из авторов [20], где также показана независимость j от L , если весь ЭП достигает коллектора. Интересующие нас условия опытов в [8] ($p = 38$ торр, $U = 4-8$ кВ) и приводимые в Т.1, строка 5 ($p = 30$ торр, $U = 5,7$ кВ), идентичны. Основной вклад в $\gamma_v = 1,12$ должны давать токи компенсации $\gamma_2 = 0,61$. Ток компенсации j_g зависит от величины заряда, выносимого в дрейф ЭП и рассредоточенного там по длине дрейфа L , т.е. $j \sim j_g \sim L$, что в опытах подтверждено не было.

Таким образом, отдельные положения работы [20], включая расчеты γ_v , находятся в глубоких противоречиях между собой и в неразрешимых противоречиях с фотоэлектронным механизмом ОР.

1.6. В только что представленной работе [38] утверждается, что «...при увеличении объема разрядной кюветы в аномальном тлеющем разряде происходит смена механизма эмиссии электронов, а именно, механизм ион-электронной эмиссии вытесняется фотоэмиссией. Это позволяет в простых устройствах получать мощные ЭП кэВ — энергий с эффективностью выше $\eta > 0,9$ и пониженным распылением катода». Непрерывный разряд в кюветах разных размеров К1–К4 соответственно длинной $L = 5,2; 10,3; 21,7; 23$ см зажигался между сферическим катодом (радиус кривизны $R = 4,2; 10; 24; 56$ см, диаметр катода $D = 1,75; 3,4; 7,6; 17$ см) и размещенным в 3 см от него кольцевым анодом (отверстие $\approx D$). Для условий в кювете К4 $U = 0,36 \div 1$ кВ, $p_{Ne} = 0,3$ торр получен параметр $\eta = j_c/(j_c + j_a) = 0,96-0,99$, который отождествлялся с эффективностью генерации ЭП с утверждением (со ссылкой на подробно обсужденную

выше работу [20]), что «такие значения η могут быть получены только с существенным преобладанием фотоэмиссии». Проанализируем опыты [38] с иных позиций.

1) Прежде всего заметим, что в К4, например, для $U = 0,4$ кВ, $p_{\text{Ne}} = 0,3$ торр, глубина проникновения ЭП с энергией электронов 0,4 кэВ в соответствии с [39] составит $L_e = 12,5$ см, что почти в два раза меньше, чем $L = 23$ см, и ЭП не достигнет коллектора, хотя измеренный в опытах параметр η равен 0,96. В любом случае значительная часть энергии ЭП в рассматриваемых условиях (U до 1 кВ) поглощается в газе, и поэтому η не может характеризовать энергетику ЭП, а для $U < 0,8$ кВ и ток пучка. Практически отсутствие стекания отрицательных зарядов, заторможенных от ЭП и рождающихся в дрейфе, на кольцевой анод свидетельствует о наличии преобладающего электрического поля на всем пути от катода до коллектора, по которому движутся отрицательные заряды на коллектор, а положительные — на катод.

2) В области рабочих давлений [38] $p_{\text{Ne}} = 0,09 \div 0,76$ торр по (4): $(l_{cf})_{AD} = 2,9 \div 0,35$ см $< d = 3$ см. Однако, например, для $p_{\text{Ne}} = 0,3$ торр в К2 ток j регистрировался в несколько раз меньший, чем определенный по формуле для j_{AD} (формулы типа (3) для j_{AD} и различных газов можно найти в [40]), что свидетельствует о сохранении затрудненности разряда в К2. Рост η (тока j_c), наблюдаемый в [38] с увеличением D (К1 \rightarrow К4), можно связать с ослаблением экранировки кольцевым анодом проникновения остаточного за КПП поля в сторону коллектора, расширением области разряда на коллектор и частичным выносом потенциала катода пучком электронов за кольцевой анод. Отметим также, что для больших D уменьшается относительный вклад прямого тока, перехватываемого кольцом анода у стенки кюветы. С ростом p_{Ne} также область разряда расширяется, а j по поверхности катода выравнивается, поэтому в опытах наблюдается и сопутствующий рост η .

3) В [38] для К4 зарегистрирован ток, на порядок превышающий j_{AD} , что связывается с большим объемом К4, когда, по мнению авторов, плотность тока фотоэмиссии превышает ток, обусловленный бомбардировкой катода тяжелыми частицами. Возникает вопрос, почему подобный эффект не наблюдается в еще более благоприятных для фотоэмиссии условиях квазинепрерывного ($\tau = 200$ нс) разряда в неоне, реализованных в [41] (осциллограммы на рис. 2, а в [41], $U = 2,2$ кВ, $p_{\text{Ne}} = 2,3$ торр).

В [41] применялась коаксиальная конструкция кюветы, обеспечивающая несравненно лучшее использование излучения атомов в дрейфе для фотоподсветки катода (потери излучения только по торцам кюветы). Площадь катода $S = 10^3$ см² в четыре раза превышала S в К4. Пучок электронов в аномальном разряде ($d = 4,5$ мм $> (l_{cf})_{AD} = 3,2$ мм) практически весь поглощался на длине дрейфа, равной диаметру цилиндрического катода ($L = 9,9$ см, $L_e = 10,7$ см). Тем не менее зарегистри-

рованный ток $j = 0,6$ А/см² хорошо совпал с $j_{AD} = 0,53$ А/см².

В то же время в худших условиях для фотоэмиссии [29] в непрерывном разряде с меньшей в 23 раза площадью катода, чем в [38], присутствовало превышение j над j_{AD} в 20 раз.

Возможно, превышение j над j_{AD} связано с влиянием катодного распыления, которое в наибольшей степени проявляется при низких давлениях. К тому же ионы Ne^+ в [38] должны вызывать большее, чем He^+ , катодное распыление (для Al катода, использованного в [38], примерно в 100 раз).

1.7. Из проведенного анализа, который можно дополнить качественной и наглядной картиной формирования ЭП в тлеющих разрядах различного типа, представленной в [2, 3], следует, что поведение ОР отражает свойства тлеющего разряда, а не фотоэлектронного. В ОР используются формы тлеющего разряда — простейшего и плотного [2, 3], последняя включает в себя форму аномального разряда. Имеющиеся отличия, даже на первый взгляд существенные, не принципиальны и объяснимы с позиций того же тлеющего разряда. Это наблюдается и в различных устройствах тлеющего разряда со сложной геометрией разрядного промежутка и электродов, что позволяет выделить и усилить в нужном для практического использования направлении какое-либо свойство разряда.

Например, в ОР, когда параметр pd принадлежит левой ветви кривой Пашена, наличие провисания поля в аноде существенно снимает затрудненность развития разряда и, в то же время, позволяет менять в широких пределах напряжение горения разряда, вплоть до начала взрывных процессов на катоде, или интенсивного катодного распыления. Катодное распыление может проявить себя повышением тока и в стабильных условиях импульсного и квазинепрерывного ОР, но если при тех же U перевести разряд в непрерывный, ток может продолжить свой рост вплоть до перехода разряда в дуговую форму.

Основные требования для эффективной генерации ЭП в тлеющих разрядах: в условиях сохранения устойчивости разряда необходимо удерживать высокие значения электрического поля и падения потенциала в прикатодной области для рождения достаточного количества высокоэнергичных нейтральных атомов, поддерживающих эффективную эмиссию электронов с катода.

Что касается влияния фотоэмиссии на ОР, то оно проявляется в предпробойной, начальной стадии разряда, обеспечивая однородную засветку катода, что улучшает стабильность протекания ОР [33]. Большое влияние фотоэмиссии на этой стадии известно и в обычном тлеющем разряде [25].

В заключение раздела предлагается, без комментария, лишь слегка измененная цитата из [42, с. 221]: «...подчас трудно ответить на вопрос Пилата: что же такое истина? Дело только в новом подборе (фактов), в другом (их) освещении, — стоит только чуть-чуть... сопоставить по-иному факты, одно осветить, другое затенить, что-то выделить, мимо чего-то

пройти, не заметив, – (и вот уже объективная реальность поставлена с ног на голову)... (Отсюда видно) какова цена косвенным (фактам), даже если они приведены в очень стройную систему».

2. Оценка вклада фотоэмиссии электронов с катода в открытом разряде

2.1. В [1] представлены расчеты атом-электронной эмиссии с катода в тлеющих разрядах. Рассмотрены случаи простейшего разряда, когда искажением поля в разрядном промежутке можно пренебречь, аномального разряда в отсутствие сильного поля за КПП и в условиях, для которых измерено распределение электрического поля в ОР [21, 43]. В расчетах учитывалась бомбардировка катода ионами и быстрыми нейтральными атомами, возникающими в процессах перезарядки ионов, $\gamma_{ia} = \gamma_i + \Sigma\gamma_a$. Вычисления оказались в хорошем согласии с кпд формирования ЭП в тлеющих разрядах, включая ОР. Так, измеренный в [29] с помощью калориметров энергетический кпд в условиях аномального разряда – 70% для $U = 2,4$ кВ (сведений о калориметрических измерениях для $2,4 < U < 10$ кВ нет) в точности совпал с расчетом по (6) и формуле для γ , приведенной в [1]:

$$\gamma \approx \gamma_{ia} = \gamma_i + \Sigma\gamma_a \approx -0,84 + 1,43 \cdot 10^{-3} U + 1,35 \cdot 10^{-8} U^2. \quad (7)$$

Заметим, в [29] кпд не зависел от места расположения анода, даже если он располагался в стороне от траектории ЭП.

Расчеты из [1] в [20, 21] были подвергнуты сомнениям. Проведенные в [21] расчеты γ_{ia} для He, с учетом потерь энергии быстрых атомов в упругих атомных соударениях, дали в 2,3–3 раза меньшие значения γ_{ia} , чем в [1], в которых эти потери не учитывались (если принять во внимание, что появление поля у катода приводит к росту γ , например, для $E_c = 2 \cdot 10^5$ В/см, типичного для ОР, в 2–3 раза [9], то это расхождение будет существенно скомпенсировано). Еще большее расхождение с расчетом [1] получилось в [20], где в оценках принималось, в частности, условие $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, когда $\gamma_a = 0$. Там же в [20] был поставлен важный вопрос о применимости в расчетах γ , измеренных в условиях технического, или сверхвысокого, вакуума. Данные о коэффициентах эмиссии электронов с катода, бомбардируемого быстрыми, в десятки–сотни эВ, атомами, ионизованными γ_i и нейтральными γ_a , могут отличаться на один-два порядка величины в зависимости от условий их измерения – в сверхвысоком ($p \leq 10^{-9}$ торр) [44, 45] или техническом ($p \gg 10^{-9}$ торр) [46] вакууме. Атомы с такой энергией присутствуют в наименее исследованных тлеющих разрядах с падением потенциала вблизи катода от единиц до ~10 кВ, в частности в ОР. Согласно оценкам [20] величины γ_i , γ_a , измеренные в условиях технического вакуума и представленные в [46] (они использованы в рас-

четах [1]), не соответствуют реальным условиям разряда и не должны использоваться в расчетах.

Подробное обоснование расчетов в [1] и критика возражений на них из [20, 21] представлены в [6]. В частности, там отмечено, что в [21] использовано не транспортное сечение упругого рассеяния σ_{tr} , характеризующее истинную потерю энергии налетающей частицы [25], а приближенное значение сечения полного упругого рассеяния σ_{es} , а в оценках [20] использовались искаженные данные γ_{ia} . Вопрос о том, что в ОР не может устанавливаться $l_{cf} \sim \lambda_{ct}$, был обсужден в п. 1.2.

Таким образом, можно повторить, что расчетный кпд формирования ЭП в ОР [1], с учетом только атом-электронной эмиссии, хорошо согласуется с опытными данными для тлеющего разряда, включая ОР. Однако отсутствие расчетов или оценок непосредственного вклада фотоэлектронов, стартующих с катода, в кпд вызывает определенную настороженность и не исключает появление новых «доказательств» фотоэлектронной природы ОР. Попытаемся восполнить отмеченный пробел. Наиболее просто это сделать, оценив необходимые энергетические затраты w_s , сопутствующие вылету одного фотоэлектрона с катода.

2.2. Начнем с оценок w_s снизу для традиционного ОР с обычным сетчатым анодом. Ограничимся рассмотрением ОР с малой площадью катода ~1 см², с которым различными авторами проводились все исследования основных свойств ОР (это условие и последующее не принципиальны и введены для упрощения оценок). Учтем, что характеристики разряда не меняются при сокращении области дрейфа ЭП за сеткой до 1 см [8,22,28,33]. В таком случае из объема дрейфа ~1 см³ на катод попадет лишь 1/6 полного излучения. Принимая одинаковую эффективность возбуждения резонансного уровня (21,2 эВ), с которого следует ожидать основного вклада в фотоэмиссию, и ионизации (24,6 эВ) гелия, коэффициент фотоэмиссии $\gamma_p = 0,1$ [36], для необходимых затрат получим: $w_s = (21,2 + 24,6 \text{ эВ}) \times 6 \cdot 10 \approx 2,7$ кэВ. Реальные энергетические потери, например, для фотоэлектрона с энергией $w = eU = 3$ кэВ, вылетевшего из разрядного промежутка d в дрейф, при $p_{He} = 8$ торр, $dw/dx = 47$ эВ/см [30] составят $w_{rs} = 47$ эВ. В самом промежутке $d = 0,5 \div 1$ мм потери будут намного меньше. Поэтому фоторазряд не может быть самостоятельным в любых условиях, ни когда $eU < w_s$, ни когда $eU > w_s$.

Таким образом, на один электрон ЭП приходится не более $w_{rs}/w_s = \gamma_v$ фотоэлектронов, их вклад в эффективность кпд $\approx \gamma_v$, и для проведенных оценок энергетических потерь в рассмотренном случае получим кпд $< 0,017$.

2.3. В [27, 30, 31] предложена конструкция, в которой вблизи катода 1 мм размещена решетка из кварцевых пластин сечением 3×5 мм² с зазором между ними $a = 2 \div 3$ мм. Анодные стержни диаметром 2 мм располагаются на торцах пластин, т.е. в 6 мм от катода. Авторы полагают, что ионы разряда рекомбинируют на стенках диэлектрической

решетки, не дают вклада в анодный ток, а ток разряда переносится фотоэлектронами с катода с энергетическим кпд до 99,88%!

Для оценки w_s , также снизу, положим, что все ионы вносят вклад в фотоэмиссию, излучательно рекомбинируя на стенках кварцевых пластин. Потери излучения на пластинах учитывать не будем. Тогда, в отличие от вышерассмотренного случая, где $w_s = 2,7$ кэВ, для требуемых затрат получим $\sim 0,5w_s = 1,35$ кэВ. В этом случае, при напряжении питания, например, $U = 850$ В, когда по измерениям в [27] реализуется кпд = 99,2%, фоторазряд в принципе невозможен. Учет экранировки излучения стенками полостей еще более повысит необходимые затраты w_s . В силу крайне неудачной геометрии конструкции для фотоподсветки катода излучением из области дрейфа можно пренебречь. Даже от возбужденных атомов у входа в полости на катод попадает лишь ~5% ($a = 2$ мм) их излучения.

Таким образом, и в этом устройстве вклад фотоэлектронов в кпд оказывается пренебрежимо малым. Более того, условия в [27, 30, 31] не в состоянии обеспечить регистрируемый там высокий кпд и за счет атом-электронной эмиссии, даже в предположении, что все приложенное напряжение сосредоточено в прикатодной области. Это свидетельствует о неправильной методике измерений кпд, что подробно обсуждается в [4].

Подобные оценки справедливы и для условий аномального разряда в неоне [38], подробно рассмотренных в п. 1.6. Так, для $U = 360$ В, когда в [38] параметр $\eta = 0,96$, вылет одного фотоэлектрона с катода требует затрат $2,3$ кэВ $\gg eU = 360$ эВ.

2.4. Для сравнения рассчитаем эффективность согласно формулам (6), (7) для $U = 3$ кВ. Ион, стартующий из анодной плазмы, после прохождения области катодного падения потенциала совместно с возникшими быстрыми атомами, в соответствии с формулой, порождает 3,6 электрона с катода, что обеспечит кпд_{ид} = 78% (это справедливо, если все U сосредоточено в катодном падении, в противном случае следует учесть реальное распределение потенциала в промежутке [1]). В подробном обосновании расчетов [1] в [6] было обращено внимание на чрезвычайно важное обстоятельство о необходимости использования в расчетах коэффициентов эмиссии, измеренных в условиях технического вакуума ($\gg 10^{-9}$ торр). Если использовать γ , измеренные в сверхвысоком вакууме ($\leq 10^{-9}$ торр), то в диапазоне напряжений питания, интересней для ОР, следует пренебречь эмиссией от быстрых нейтралов и учитывать только потенциальную эмиссию от ионов. В таком случае кпд не превысит 20%. Очевидно, условия столь высокого вакуума никогда не соблюдаются даже перед наполнением разрядной камеры исследуемым газом.

Дополним обоснования [6] для расчетов в [1] следующим наглядным примером. В [28] показано, что разряд с ион-электронной эмиссией на катоде в качестве единственного вторичного механизма не смог бы зажечься при превышении некоторого

напряжения U_0 вследствие падения ионизирующей способности электронов в сильном поле, из-за убегания электронов. Например, в гелии при $pd = 1,5$ торр·см U_0 составит ~1,5 кВ [28]. Совпадающий результат следует и из кривых зажигания разряда, рассчитанных в [47, 48], где вместо традиционной левой ветви Пашена кривая загибается вновь вправо, образуя петлю. И только дополнительный учет в расчетах [47] бомбардировки катода быстрыми нейтральными атомами, вносящими определяющий вклад в эмиссию электронов с катода, дает левую ветвь кривой Пашена, совпадающую с экспериментом. В [47] использованы те же значения γ_i, γ_w , что и в расчетах [1], измеренные в условиях технического вакуума [46].

Заключение

Представленные оценки показали, что вклад фотоэмиссии в общую эмиссию электронов с катода пренебрежимо мал. Эти оценки совместно с проведенным анализом работ по открытому разряду позволяют сделать окончательный вывод: открытый разряд является разновидностью тлеющего разряда, который, как это общепринято, поддерживается атом-электронной эмиссией с катода и процессами ионизации. Отсюда следует наиболее важное для практики заключение: богатейший материал по открытому разряду (более 100 публикаций), с соответствующей коррекцией интерпретаций опытов, напрямую приложим к тлеющему разряду в целом, в первую очередь к области средних давлений — от единиц торр вплоть до атмосферного [49], к области, ранее совсем не освоенной электронными пучками тлеющего разряда.

1. Сорокин А.Р. Формирование электронных пучков в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 24. С. 89–94.
2. Сорокин А.Р. Электронные пучки в разрядах: открытым и с полым анодом // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1062–1066.
3. Сорокин А.Р. Является ли открытый разряд фотоэлектронным? –2 // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. № 9. С. 14–21.
4. Сорокин А.Р. Комментарий к измерениям кпд формирования электронных пучков в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 4. С. 86–94.
5. Сорокин А.Р. Влияние компенсационных токов на открытый разряд // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 10. С. 15–22.
6. Сорокин А.Р. Атом – электронная эмиссия с катода в тлеющих разрядах. Пример открытого разряда // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 17. С. 1–7.
7. Бохан П.А., Колбычев Г.В. Генерация интенсивных пучков убагающих электронов // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 7. С. 418–421.
8. Бохан П.А., Колбычев Г.В. Генерация сильноточных импульсных электронных пучков в газе среднего давления // Ж. техн. физ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1823–1831.
9. Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат. 1989. 256 с.
10. Rozsa K., Janossy M., Csillag L., Bergou J. CW CuII laser in a hollow anode-cathode discharge // Opt. Comm. 1977. V. 23. № 2. P. 162–164.

11. *Bokhan P.A., Sorokin A.R.* Gas laser excitation by an electron beam formed at open discharge // *Opt. and Quantum Electron.* 1991. V. 23. P. 523–538.
12. *Колбычев Г.В., Самышкин Е.А.* Исследование объемного газового разряда, генерирующего электронный пучок // *Ж. техн. физ.* 1981. Т. 51. Вып. 10. С. 2032–2037.
13. *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* Открытый разряд, генерирующий электронный пучок: механизм, свойства и использование для накачки лазеров среднего давления // *Ж. техн. физ.* 1985. Т. 55. Вып. 1. С. 88–95.
14. *Бохан П.А.* Механизм формирования и генерация интенсивных электронных пучков в открытом разряде. // *Ж. техн. физ.* 1991. Т. 61. Вып. 6. С. 61–62.
15. *Колбычев Г.В., Пташник И.В.* Исследование роли фотоэффекта на катоде на динамику разряда с убегающими электронами // *Ж. техн. физ.* 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 104–111.
16. *Сорокин А.Р.* Продольная структура открытого разряда // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 17. С. 33–37.
17. *Сорокин А.Р.* Формирование электронных пучков в разрядном промежутке большой длины // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 27–30.
18. *Демкин В.П., Королев Б.В., Мельничук С.В.* Расчет функции распределения электронов в сильных электрических полях // *Физ. плазмы.* 1995. Т. 21. № 1. С. 81–84.
19. *Мельничук С.В.* Поляризация спектроскопия плазмы и диагностика функции распределения электронов в электрическом поле: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1997. 160 с.
20. *Бохан А.П., Бохан П.А.* Физические процессы в открытом разряде // *Оптика атмосфер. и океана.* 2002. Т. 15. № 3. С. 216–227.
21. *Колбычев Г.В.* О механизме открытого разряда // *Оптика атмосфер. и океана.* 2001. Т. 14. № 11. С. 1056–1061.
22. *Сорокин А.Р.* Открытый разряд: структура, развитие, роль фотоэмиссии // *Ж. техн. физ.* 1998. Т. 68. Вып. 3. С. 33–38.
23. *Клименко К.А., Королев Ю.Д.* Импульсный объемный разряд в коротких межэлектродных промежутках как источник ускоренных электронов // *Ж. техн. физ.* 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138–142.
24. *McClure G.W.* High-voltage glow discharges in D₂ gas. 1. Diagnostic measurements // *Phys. Rev.* 1961. V. 124. № 4. P. 969–982.
25. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
26. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробы газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
27. *Бохан А.П., Закревский Д.Э.* Высокоэффективная генерация электронных пучков в открытом разряде без анодной сетки // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 2. С. 74–80.
28. *Arlantsev S.V., Borovich B.L., Buchanov V.V., Molidikh E.I., Yurchenko N.I.* On the prospects of using runaway electron beams generated in an open discharge for the pumping of metal-vapor lasers // *J. Russian Laser Research.* 1995. V. 16. № 2. P. 99–119.
29. *Yu Z., Rocca J.J., Collins G.J.* Studies of a glow discharge electron beam // *J. Appl. Phys.* 1983. V. 54. № 1. P. 131–136.
30. *Бохан А.П., Закревский Д.Э.* Механизм anomalно высокой эффективности генерации электронного пучка в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 11. С. 21–27.
31. *Bokhan P.A. and Zakrevsky D.E.* Self-sustained photoelectron discharge // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. № 14. P. 2526–2528.
32. *Колбычев Г.В.* Источник УФ-подсветки в открытом разряде // *Изв. вузов. Физ.* 1999. № 11. С. 84–86.
33. *Сорокин А.Р.* Является ли открытый разряд фотоэлектронным? // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 20. С. 37–40.
34. *Бохан А.П., Бохан П.А.* Механизм эмиссии электронов в открытом разряде // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 6. С. 7–12.
35. *Сорокин А.Р.* Динамика развития открытого разряда // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 13. С. 17–21.
36. *Cairns R.B., Samson J.A.R.* Metal photocathodes as secondary standards for absolute intensity measurements in the vacuum ultraviolet // *J. Opt. Soc. Amer.* 1966. V. 56. № 11. P. 1568–1573.
37. *Сорокин А.Р.* Непрерывный электронный пучок в открытом разряде // *Ж. техн. физ.* 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 198–201.
38. *Бохан А.П., Закревский Д.Э.* Эффективная генерация электронных пучков в anomalном разряде с повышенной фотоэмиссией катода // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 20. С. 81–87.
39. *LaVerne Jay A., Mozumder A.* Range and range straggling of low-energy electrons in the rare gases // *J. Phys. Chem.* 1985. V. 89. № 20. P. 4219–4225.
40. *Güntherschulze A.* Der Kathodenfall der Glimmentladung in Abhängigkeit von der Stromdichte bei Spannungen bis 3000 Volt // *L. Phys.* 1930. V. 59. № 7–8. P. 433–445.
41. *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* Генерация интенсивных пучков убегающих электронов в кюветах большого диаметра и при высоком ускорительном напряжении // *Ж. техн. физ.* 1991. Т. 61. Вып. 7. С. 187–190.
42. *Домбровский Ю.О.* Хранитель древностей. М.: Известия, 1991. 224 с.
43. *Колбычев Г.В., Пташник И.В.* Измерение распределения поля в открытом разряде. // *Оптика атмосфер. и океана.* 1999. Т. 12. № 11. С. 1070–1074.
44. *Lakits G., Arnau A., Winter H.* Slow – particle – induced kinetic electron emission from a clean metal surface: A comparison for neutral ionized projectiles // *Phys. Rev. B.* 1990. V. 42. № 1. P. 15–24.
45. *Lakits G., Aumayr F., Heim M., Winter H.* Threshold of ion – induced kinetic electron emission from a clean metal surface // *Phys. Rev. A.* 1990. V. 42. № 9. P. 5780–5783.
46. *Hayden H.C., Utterback N.G.* Ionization of helium, neon, and nitrogen by helium atoms // *Phys. Rev. A.* 1964. V. 135. № 6. P. 1575–1579.
47. *Ульянов К.Н., Чулков В.В.* Левая ветвь кривой Пашена в гелии // *Ж. техн. физ.* 1988. Т. 58. Вып. 2. С. 328–334.
48. *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* О механизме убегания электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 5. С. 264–269.
49. *Сорокин А.Р.* Барьерный открытый разряд атмосферного давления // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 9. С. 42–51.

A.R. Sorokin. Problems of open discharge: Notes to publications.

The discussion concerning the mechanism of open discharge is summarized. Basic arguments in favor and against the photoelectron nature of the open discharge, including those not published yet, are analyzed. Simple and consistent estimates of the photoelectron contribution to the efficiency of electron beam formation in the open discharge are presented for the first time. It is proved that the open discharge is a sort of glow discharge.