

04,10

Комментарий к измерениям КПД формирования электронных пучков в открытом разряде

© А.Р. Сорокин

E-mail: ars@isp.nsc.ru

В окончательной редакции 10 сентября 2002 г.

Дан критический анализ методов измерения КПД формирования электронных пучков в открытом разряде (ОР). Показано, что высокий КПД, определяемый как отношение тока пучка к полному току $\eta = j_e/j$, не может служить доказательством одного из механизмов ОР и являться истинным критерием энергетического КПД пучка. В типичных условиях ОР, когда во всем разрядном промежутке электроны находятся в режиме „убегания“, η близок к геометрической прозрачности анодной сетки и не зависит от величины коэффициента эмиссии электронов с катода γ . Показано также, что недавно выполненные П.А. Боханом и Д.Э. Закревским опыты (Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. № 2. С. 74–80) не являются доказательством фотоэлектронной природы рассмотренного ими разряда, а напротив, еще раз подтверждают: открытый разряд не является фотоэлектронным.

Вопрос об измерениях КПД, отмеченного в заголовке, приобрел, по мнению автора, большое значение в связи с развернувшейся полемикой в печати относительно механизма открытого разряда: поддерживается ли он фотоподсветкой катода из пространства дрейфа за анодной сеткой [1–4] или бомбардировкой катода быстрыми тяжелыми частицами [5–8]. Еще большее значение этот вопрос приобрел после публикации [2] с описанием опытов, в которых для фотоэлектронного ОР (так считают авторы) достигнута: „Экстремально высокая эффективность генерации электронного пучка (ЭП). При $p_{He} = 8.5 \div 9$ Торг и плотности тока ЭП $j_e = (5 \div 7) \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ она составляет $\eta = 98.3\% \dots$ “. Эффективность η в [2] определялась как отношение тока коллектора j_e к полному току j .

Рассмотрим вопрос о методах измерения КПД, на который вскользь было обращено внимание в [7,8], с наиболее общих позиций и

предложим интерпретацию опытов в [2], отличную от представленной авторами [2]. Рабочий газ гелий.

1. Прежде всего, рассмотрим случай ОР с обычной анодной сеткой. Воспользуемся слегка измененными рассуждениями из [9]. Пусть в разрядном промежутке рождается в процессах ионизации $N_i = N_e$ ионов и электронов. В ЭП, регистрируемый коллектором, перейдет k -часть этих электронов, ускоренных до достаточной для достижения коллектора скорости, в поле, необходимом для „убегания“ электронов ($E/p > (E/p)_{cr} = 150 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$), плюс электроны, рождаемые в γ -процессах на катоде. Тогда для параметра η получим:

$$\eta = j_e/j = \mu \cdot (kN_i + \gamma N_i) \cdot (\gamma N_i + N_i)^{-1} = \mu \xi \quad (1)$$

($j = j_e + j_a$, j_a — анодный ток сетки, μ — геометрическая прозрачность сетки).

Обратимся к типичным импульсным режимам ОР, для которых измерены распределения потенциала или поля в промежутке [3,10]. Можно заметить, что остаточное поле за областью катодного падения потенциала может на порядок превышать $(E/p)_{cr}$ [3], т.е. все электроны, рождаемые в объеме промежутка, могут находиться в режиме непрерывного ускорения. Следовательно, коэффициент k может быть 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 γ . Для простейшего разряда, со слабо искаженным полем, когда ток на перемычки сетки мал, $\eta \approx \xi$ [11].

Все последние попытки доказательства фотоэлектронной природы ОР сводились к алгоритму: если по расчетам ион-атомная эмиссия электронов с катода не обеспечивает требуемую, то априори должна обеспечить фотоэмиссия (ее вклад оперделить затруднительно). При этом в оценках и расчетах или не учитывалась атом-электронная эмиссия [12], или величина ξ в (1) определялась по формуле $\xi = \gamma N_i \cdot (\gamma N_i + N_i)^{-1} = \gamma(\gamma + 1)^{-1}$ [4], т.е. не учитывался поток электронов пучка, рождаемый в объеме промежутка ($k = 0$), что занижало расчетное значение η (иной, наиболее общий подход к решению проблемы изложен, например, в [7,8]). Отметим также некорректность прямого сравнения параметра η с КПД традиционных электронных пушек с анодной плазмой [13,14], в которых КПД измеряется с помощью калориметров, когда учитывается энергетика пучка, а не его

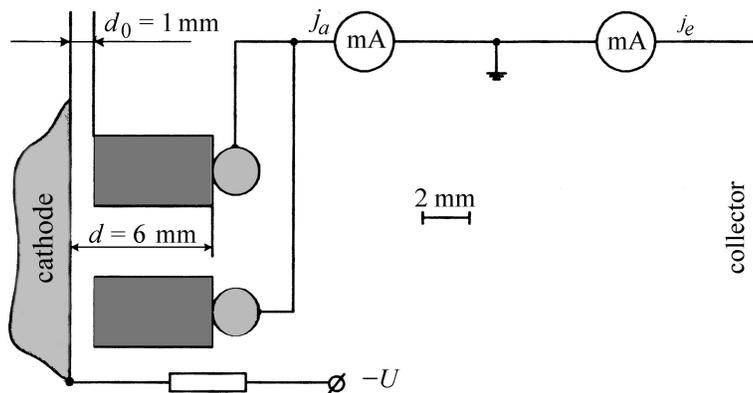


Рис. 1. Фрагмент конструкции разрядной ячейки [2]: вблизи ($d_0 = 1$ mm) катода из нержавеющей стали расположен ряд протяженных плоских пластин из кварца с размещенными на них молибденовыми стержнями (анод).

ток. Эти величины будут означать одно и то же, если действительно ОР фотоэлектронный.

2. Все сказанное выше об измерениях КПД в полной мере относится и к опытам [2] с непрерывным разрядом в конструкции, представленной на рис. 1, что сразу же позволяет поставить под сомнение вывод авторов [2] о том, что $\eta = 98.3\%$ „... при напряжении (2.5 ÷ 3) kV может обеспечить только фотоэлектронный механизм эмиссии“. Если обратиться к обычному разряду с анодной плазмой, то в нем при $U = 2.4$ kV реализуется энергетический КПД = 70% [14], но этот КПД, как уже отмечалось, нельзя сопоставлять с параметром η . Дополнительно заметим: тот факт, что η в ОР может быть близким к 1, $\eta \approx \xi \approx 1$, не является новым и ранее был продемонстрирован для условий, когда ток разряда на перемычки сетки мал, что реализуется на начальной, слаботочной стадии импульсного разряда [15, рис. 1] или даже в максимуме тока простейшего разряда [11].

Более того, в приведенной на рис. 1 геометрии разрядного промежутка ток коллектора может содержать компонент тока прямого разряда, в том числе в его низковольтной форме, из области основного разряда непосредственно на коллектор.

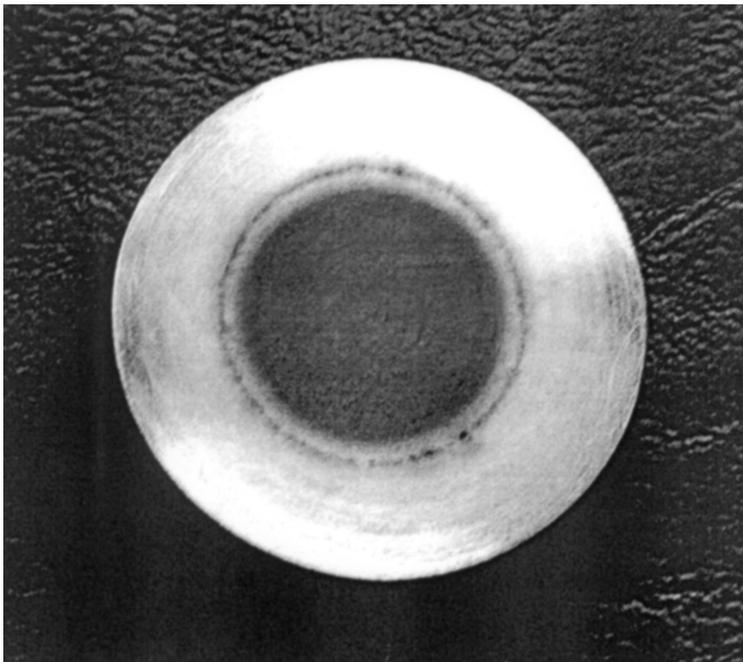


Рис. 2. Автограф на дюралевом катоде разряда в плоскопараллельном промежутке $d = 25$ mm. Катод был приоткрыт с зазором 1 mm стеклянной пластиной толщиной 3 mm с отверстием диаметром 22 mm. Видны следы эрозии катода в виде кольца того же диаметра — 22 mm. Давление смеси $\text{He}:\text{O}_2 = 100:1$ — $p \approx 1$ Torr; $U \approx 20$ kV.

Начнем с комментария к опытам, результаты которых отображены кривыми на рис. 2 в [2] ($p = 8.3$ Torr). Там, когда напряжение мало, в полостях между пластинами возбуждается разряд, на который эти полости не оказывают влияния. Разряд в соответствии с ходом силовых линий поля и движения зарядов, как обычно [13,16], занимает в каждой полости лишь малую центральную часть катода. С увеличением U (тока) объемный заряд начинает искажать поле в промежутке и площадь, занимаемая на катоде разрядом, растет. Этот процесс совместно с ростом γ сопровождается быстрым ростом полного тока j .

С дальнейшим увеличением U рост тока существенно замедляется, а включение процессов на стенках полостей, на которые начинает оседать отрицательный заряд, экранирующий поле у катода (как в полом катоде), может даже вначале несколько понизить j [2, рис. 2]. Идет процесс вытеснения плазмы из полостей [17] и основная часть приложенного напряжения сосредоточивается в прианодной области, откуда формируется разряд непосредственно на коллектор (в затрудненных условиях разряд идет по более длинным путям [18]). Этому способствует эффективная зарядка поверхностей кварцевых пластин напрямую с катода, вследствие краевых эффектов. Пример на рис. 2, правда, в несколько иных условиях. Там центральное пятно на катоде (результат его окисления) соответствует основной области разряда без следов эрозии. Более плотный разряд со следами заметной эрозии катода, заряжающий торцевую поверхность отверстия в стеклянной пластине, не сказывался на общей стабильности разряда. Хотя, в конечном счете, наибольший ток ограничивался искровым пробоем в этих местах, но сопровождался большей эрозией катода.

Покажем, что из опытов [2] непосредственно следует: в прикатодной области падает лишь малая часть приложенного напряжения. В [2] отмечается: „Глубокое подавление ионного тока на катод приводит к тому, что суммарная плотность тока в реализованном ОР более чем на три порядка ниже, чем плотность тока аномального разряда $j_{AD} = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ p}^2 \cdot U^3$ [19]“. Действительно, по формуле, например, в максимуме $j = 1.2 \text{ mA/cm}^2$ ($U = 640 \text{ V}$) [2, рис. 2], должно быть $U = 190 \text{ V}$, что значительно меньше 640 V . Но в формулу должно входить не напряжение, приложенное к промежутку U , как это принималось в [2], а катодное падение потенциала U_{cf} [19]. В [19] в широком диапазоне условий обычного ОР с промежутком d , когда длина катодного падения потенциала $l_{cf} \leq d$, показано, что ток разряда в квазистационарном режиме соответствует току аномального разряда j_{AD} . В нашем случае, согласно [20], для $j = 1.2 \text{ mA/cm}^2$ получается $l_{cf} = 0.75 \text{ mm}$, что меньше $d_0 = 1 \text{ mm}$ (рис. 1). Поэтому ток разряда, развившийся в прикатодной области $\sim d_0$, должен соответствовать катодному падению потенциала $U_{cf} = 190 \text{ V}$. Оставшаяся часть приложенного напряжения $\Delta U = 450 \text{ V}$ падает на прианодной области, из которой ток на коллектор переносится не только пучком электронов, но и прямым разрядом. Второй всплеск тока с увеличением $U > 2 \dots 3 \text{ kV}$ (в [2] рис. 3) может

быть результатом начала проникновения в полости более плотной плазмы [17,18]. Отметим, в высоковольтном разряде с полым катодом потенциал плазмы в катодной полости относительно катода составляет 100...400 V [18]. Основная же часть приложенного напряжения, собственно формирующая ЭП, падает перед входом в катодную полость [18].

Обратимся теперь к параметру η , который в [2] (рис. 2) при $U < 850$ V резко падает. Это не удивительно, поскольку в опытах наиболее быстрые электроны могут достигнуть коллектора, если глубина их проникновения $l_N = 0.02 p^{-1} \cdot U$ [Торр; V] [21] окажется больше расстояния между катодом и коллектором (2.8 см), т.е. при $U > 1.2$ kV. Однако весомый ток коллектора в [2] регистрируется сразу в припороговых условиях зажигания разряда $U_{th} = 440$ V, когда $l_N = 1$ см, что также свидетельствует о развитии на коллектор прямого разряда из прианодной области или из области отрицательного заряда, выносимого ЭП. Следует также учитывать, что среднее поле в промежутке $d = 6$ mm достигает критического при $U_{cr} = (E/p)_{cr} \cdot pd = 750$ V.

Итак, 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.

Наконец, уже не в первый раз, обсудим вопрос, впервые поставленный в [5]: зачем для фоторазряда требуются высокие напряжения? Известно, что максимум доли энергии разряда, идущей на возбуждение резонансной линии He, от которой следует ждать наибольшего эффекта фотоэмиссии [22], приходится на $(E/p)_{opt} = 65$ V/(см · Торр) [23]. В рассматриваемых условиях ($d = 6$ mm, $p = 8.3$ Торр) оптимальное напряжение составит $U_{opt} = 320$ V $< U_{th} = 440$ V. Для U_{opt} , или вблизи этого напряжения, ток фоторазряда, который, как считается, инициируется и поддерживается фотоэмиссией [24], должен нарастать до величины [6], регламентируемой законом „степени 3/2“: $j = 2.34 \cdot 10^{-6} U^{3/2} d^{-2}$. Например, для $U = U_{th} = 2$ kV получим 60 mA/cm²; 0.6 A/cm², что на 2 порядка выше, чем достигается в опытах [2]. Кроме того, по мере

увеличения U , когда мы уходим по напряжению далеко от U_{opt} , среда становится все более прозрачной для ЭП (для $U = 2 \text{ kV} \rightarrow I_N = 5 \text{ cm}$), и эффективность фотоподсветки, а следовательно, ток фоторазряда должны падать, а не расти, как в опытах. С позиций же традиционного рассмотрения тлеющего разряда рост тока с увеличением U легко объясняется ростом общей эмиссии электронов с катода, вследствие увеличения энергии ионов (атомов тоже) и их потока из возникающей прианодной плазмы [7,8,13].

3. Представленная выше качественная картина опытов, описанных в [2], может в деталях отличаться от истинной. Для ее уточнения необходимо, как минимум, знать распределение потенциала (поля) в промежутке. Тем не менее основные, наиболее общие положения проведенного анализа, основанные только на экспериментальных данных, сохраняются. Перечислим их. В оптимальных условиях ОР параметр η не зависит от величины γ , что следует из опытных данных по измерению поля в промежутке [3]. Высокие значения рабочих напряжений в ОР очень далеки от оптимальных условий для эффективной фотоэмиссии с катода [22,23]. Малый полный ток в опытах [2] и, напротив, относительно большие токи коллектора, особенно при низких напряжениях, когда ЭП до него не доходит, свидетельствуют о концентрации падения напряжения в прианодной области, откуда идет прямой разряд на коллектор, ток которого в [2] принимался за ток ЭП.

Наконец, из-за малой величины падения напряжения в области d_0 у катода высокий энергетический КПД в принципе не достижим при любом коэффициенте фотоэмиссии. В ослабленном поле развиваются электронные лавины (согласно [23], 5 электронов в одной для 190 V) и ничтожно малая атом-электронная эмиссия. Небольшой же ток в опытах свидетельствует о малой обратной связи и, следовательно, об отсутствии заметного вклада фотоэмиссии.

Таким образом, в работе показано:

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. Опыты в [2] не являются доказательством фотоэлектронной природы рассмотренного там разряда, а еще раз дополнительно подтверждают прежний вывод автора настоящего сообщения: открытый разряд не является фотоэлектронным.

Комментарии к расчетам коэффициента γ -эмиссии [4,25] и к роли компенсационных токов в ОР [4] предполагается представить в отдельных публикациях.

Автор выражает глубокую признательность С.Г. Раутиану, семинару под его председательством, А.М. Шалагину и Д.А. Шапиро за поддержку настоящей работы.

Список литературы

- [1] Бохан А.П., Бохан П.А. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 6. С. 7–12.
- [2] Бохан А.П., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 2. С. 74–80.
- [3] Колбычев Г.В., Пташник И.В. // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 11. С. 1070–1074.
- [4] Колбычев Г.В. // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1056–1061.
- [5] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 20. С. 37–40.
- [6] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 3. С. 33–38.
- [7] Сорокин А.Р. // Оптика атмосферы и океана. 2001. Т. 14. № 11. С. 1062–1066.
- [8] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 14–21.
- [9] Колбычев Г.В., Самышкин Е.А. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 10. С. 2032–2037.
- [10] Демкин В.П., Королев Б.В., Мельничук С.В. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. № 1. С. 81–84.
- [11] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 13. С. 17–21.
- [12] Arlantssev S.V., Borovich B.L., Buchanov V.V. et al. // J. of Russian Laser Research. 1995. V. 16. N 2. P. 99–119.
- [13] Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е. и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [14] Yu Z., Rossa J.L., Collins G.J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 1. P. 131–136.
- [15] Колбычев Г.В. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 6. С. 635–648.
- [16] Вагнер И.В., Болгов Э.И. и др. // Автоматическая сварка. 1972. № 12. С. 27–30.
- [17] Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. М.: Энергия, 1969. 184 с.
- [18] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 145 с.
- [19] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 9. С. 138–142.
- [20] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [21] Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 7. С. 46–56.
- [22] Клярфельд Б.Н., Москалев Б.И. // ЖТФ. 1969. Т. 39. В. 6. С. 1066–1069.

- [23] Баранов В.Ю., Борисов В.М., Высикайло Ф.И. и др. Баланс энергии и скорости возбуждения отдельных уровней в смесях $F_2:He:Ne$. М.: Б.И., 1979. 36 с. (Препринт/ИАЭ, 3080).
- [24] Колбычев Г.В., Колбычева П.Д., Пташник И.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 2. С. 59–67.
- [25] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 24. В. 9. С. 89–94.