

04

## Оценка вклада фотоэлектронов в КПД открытого разряда

© А.Р. Сорокин

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск  
E-mail: IFP@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 6 мая 2003 г.

Путем оценок необходимых энергетических затрат в открытом разряде, сопутствующих вылету одного фотоэлектрона с катода, показано, что условия поддержания разряда за счет фотоэмиссии выполнены быть не могут, а вклад фотоэлектронов в энергетический КПД формирования электронных пучков оказывается пренебрежимо малым.

По мнению автора, цикл работ [1–5] достаточен для ответа на вопрос, является ли открытый разряд с сетчатым анодом (ОР) новым типом разряда — фотоэлектронным, или он принадлежит к разновидности тлеющего. В этих работах продемонстрирована несостоятельность всех принципиальных положений, выдвинутых в поддержку фотоэлектронного ОР. Показано также, что расчетный КПД формирования электронных пучков (ЭП) в ОР [1] с учетом только атом-электронной эмиссии совпадает с измерениями энергетического КПД [5]. Однако отсутствие расчетов или оценок непосредственного вклада фотоэлектронов, стартовых с катода, в КПД вызывает определенную настороженность и не исключает появления новых „доказательств“ фотоэлектронной природы ОР. Цель сообщения — восполнить отмеченный пробел. Наиболее просто это сделать, оценив необходимые энергетические затраты  $w_s$ , сопутствующие вылету одного фотоэлектрона с катода.

1. Начнем с оценок  $w_s$  снизу для традиционного ОР с обычным сетчатым анодом. Ограничимся рассмотрением ОР с малой площадью катода  $\sim 1 \text{ cm}^2$ , 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  $1 \text{ cm}$  [6–9]. В таком случае из объема дрейфа  $\sim 1 \text{ cm}^3$  на катод попадет лишь 1/6 полного излучения. Принимая одинаковую эффективность возбуждения резонансного уровня ( $21.2 \text{ eV}$ ), с которого следует ожидать основного вклада в фотоэмиссию, и ионизации ( $24.6 \text{ eV}$ ) гелия, коэффициент фотоэмиссии  $\gamma_v = 0.1$  [10], для необходимых затрат получим:  $w_s = (21.2 + 24.6 \text{ eV}) \cdot 6 \cdot 10 \approx 2.7 \text{ keV}$ . Реальные энергетические потери, например, для фотоэлектрона с энергией  $w = 3 \text{ keV}$ , вылетевшего из разрядного промежутка  $d$  в дрейф, при  $p_{\text{He}} = 8 \text{ Torr}$ ,  $dw/dx = 47 \text{ eV/cm}$  [11] составят  $w_{rs} = 47 \text{ eV}$ . В самом промежутке  $d = 0.5\text{--}1 \text{ mm}$  потери будут в несколько раз меньше.

Таким образом, реальные потери фотоэлектроном при его пробеге до коллектора не в состоянии обеспечить условия самовоспроизводства, а вклад фотоэлектронов в КПД оказываются пренебрежимо малым. К тому же вероятность ионизации атомов электроном килоэлектрон-вольтных энергий в несколько раз выше вероятности возбуждения резонансного состояния, и затраты  $w_s$  окажутся существенно больше оцененных. Если использовать Al катод, то для него  $\gamma_v = 0.03$  [10], и  $w_s$  возрастет еще в 3 раза.

2. В [11–13] предложена конструкция, в которой вблизи катода  $1 \text{ mm}$  размещена решетка из кварцевых пластин сечением  $3 \times 5 \text{ mm}$  с зазором между ними  $a = 2\text{--}3 \text{ mm}$ . Анодные стержни диаметром  $2 \text{ mm}$  располагаются на торцах пластин, т.е. в  $6 \text{ mm}$  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  $w_s = 2.7 \text{ keV}$ , для требуемых затрат получим величину  $\sim 0.5w_s = 1.35 \text{ keV}$ . В таком случае при напряжении питания, например,  $U = 850 \text{ V}$ , когда по измерениям в [13] 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 в полости на катод попадает лишь  $\sim 5\%$  ( $a = 2 \text{ mm}$ ) их излучения.

Таким образом, и в этом устройстве вклад фотоэлектронов в КПД оказывается пренебрежимо малым. Более того, условия в [11–13] не в состоянии обеспечить регистрируемый в них 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 [3].

3. Для сравнения рассчитаем КПД, согласно приведенной в [1] формуле для  $\gamma$  в обычном ОР, и  $U = 3 \text{ kV}$ . 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  $\text{КПД} = 78\%$ . Это справедливо, если все  $U$  сосредоточено в катодном падении, в противном случае следует учесть реальное распределение потенциала в промежутке [1]. Подробное обоснование расчетов [1] дано в [5], где было обращено внимание на необходимость использования в расчетах коэффициентов эмиссии, измеренных в условиях технического вакуума ( $\gtrsim 10^{-7} \text{ Torr}$ ). Если использовать  $\gamma$ , измеренные в сверхвысоком вакууме ( $< 10^{-9} \text{ Torr}$ ), то в диапазоне напряжений питания, интересных для ОР, следует пренебречь эмиссией от быстрых нейтралов и учитывать только эмиссию от ионизованных атомов. КПД в таком случае катастрофически упадет. Очевидно, условия столь высокого вакуума никогда не соблюдаются даже перед наполнением разрядной камеры исследуемым газом.

Дополним обоснования [5] для расчетов в [1] следующим наглядным примером. В [9] 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  $pd = 1.5 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$   $U_0$  составит  $\sim 1.5 \text{ kV}$  [9]. Совпадающий результат следует и из кривых зажигания разряда, рассчитанных в [14,15], где вместо традиционной левой ветви Пашена кривая загибается вновь вправо, образуя петлю. И только учет в расчетах [14] бомбардировки катода быстрыми

нейтральными атомами, вносящими определяющий вклад в эмиссию электронов с катода, дает левую ветвь кривой Пашена, совпадающую с экспериментом. В [14] использованы те же значения  $\gamma$  [16], что и в расчетах [1], измеренные в условиях технического вакуума.

4. Представленные оценки показали, что вклад фотоэмиссии в общую эмиссию электронов с катода пренебрежимо мал. Эти оценки совместно с результатами работ [1–5] 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 интерпретации опытов напрямую приложим к тлеющему разряду в целом, в первую очередь, к области средних давлений — от единиц Торр вплоть до атмосферного [17], к области, ранее совсем не освоенной электронными пучками тлеющего разряда.

## Список литературы

- [1] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 24. С. 89–94.
- [2] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 9. С. 14–21.
- [3] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 4. С. 86–94.
- [4] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 10. С. 15–22.
- [5] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 17. С. 1–7.
- [6] Бохан П.А., Колбычев Г.В. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 9. С. 1823–1831.
- [7] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 20. С. 37–40.
- [8] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 3. С. 33–38.
- [9] Arlantshev S.V., Borovich B.L., Buchanov V.V. et al. // J. of Russian Laser Research. 1995. V. 16. N 2. P. 99–119.
- [10] Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е. и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [11] Бохан А.П., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 11. С. 21–27.
- [12] Bokhan P.A., Zakrevsky D.E. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. B. 14. P. 2526–2528.
- [13] Бохан А.П., Закревский Д.Э. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 2. С. 74–80.
- [14] Ульянов К.Н., Чулков В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 2. С. 328–334.
- [15] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. В. 5. С. 264–269.
- [16] Hayden H.C., Utterback N.G. // Phys. Rev. A. 1964. V. 135. P. 1575–1579.
- [17] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 9. С. 42–51.