

04;10

Эффективная генерация электронных пучков в аномальном разряде с повышенной фотоэмиссией катода

© А.П. Бохан, П.А. Бохан, Дм.Э. Закревский

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск,
ООО НПП „Когерентные технологии“, Новосибирск
E-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 16 апреля 2003 г.

Реализован аномальный тлеющий разряд, в котором осуществлена генерация электронного пучка keV — энергий с эффективностью $\eta \sim 1$. Полученный результат объяснен в рамках модели фоторазряда, переход к которому возможен при существенном увеличении мощности самоподсветки за счет увеличения объема дрейфа электронов пучка. Переход к разряду с преобладанием фотоэмиссии приводит к сокращению области катодного падения потенциала, уменьшению ионного тока на катод и увеличению η .

Газовый разряд низкого давления традиционно используется как простой и надежный источник электронных пучков (ЭП) с энергией от единиц до сотен килоэлектронвольт. Сравнительно высокая эффективность генерации ЭП ($\eta > 0.5$) в аномальном тлеющем разряде (АТР) сохраняется до давления гелия ~ 1 Торг [1]. Это позволяет связать в единое целое область ускорения электронов и активную часть лазера или другого плазменного устройства. Таким образом, был, например, реализован обширный класс лазеров с возбуждением ЭП [2].

Дальнейшим развитием методов генерации ЭП в газе среднего давления явилось осуществление открытого разряда (ОР) [3–5], что позволило существенно расширить возможности создания высокоэффективных лазеров на парах металлов [2,5]. В ОР ускорение электронов осуществляется в узком (~ 1 mm) промежутке катод–сетчатый анод, за которым расположено протяженное дрейфовое пространство (ДП). Благодаря узости зазора процессы генерации в нем ионов значительно ослаблены [6]. Поэтому основным источником электронов становится фотоэмиссия под действием излучения в вакуумном ультрафиолете

(ВУФ) из ДП, что позволяет получать $\eta > 0.9$ в газе среднего давления (для гелия — более 10 Torr). Использование вместо металлической сетки развитой диэлектрической структуры [7,8] позволило абсолютизировать фотоэлектронный механизм эмиссии и получить практический КПД генерации ЭП keV-энергий $\eta \sim 1$.

В данной работе реализован самостоятельный фоторазряд в иных по сравнению с [7,8] условиях его существования. Подход, использованный в [7,8], основан на искусственном подавлении потока ионов на катод. Это приводит к горению разряда с плотностью тока $j = f(U_k, P)$, на три порядка величины меньшей, чем в АТР (U_k — катодное падение потенциала (КПП), практически равное в этих условиях приложенному напряжению U).

Однако преобладание фотоэлектронной формы разряда возможно и в условиях без принятия физико-технических мер по подавлению ион-электронной эмиссии. В данной работе это осуществлено, в частности, благодаря увеличению объема разряда, в основном за счет увеличения диаметров катода и пространства дрейфа. Ион-электронная эмиссия в АТР является существенно одномерным явлением и зависит только от энергии иона (или быстрого атома) и в первом приближении никак не зависит от площади катода и длины газоразрядного промежутка. В противоположность этому плотность тока фотоэмиссии решающим образом зависит от геометрии разряда [6]. В результате при достаточном увеличении его объема может наступить такой момент, когда в обычном АТР плотность тока фотоэмиссии превысит ток, обусловленный бомбардировкой катода тяжелыми частицами. В эксперименте это должно сопровождаться (при постоянстве U и P) ростом плотности тока и эффективности генерации пучка, выражаемой через соотношение $\eta = I_e / (I_e + I_a)$, где I_e — ток ЭП и I_a — ток медленных электронов на анод, компенсирующий ток ионов на катод.

Эксперименты проводились с рабочим газом неоном в разрядных кюветах, аналогичным использованному в работе [1] (рис. 1). Разряд осуществлялся между сферическим Al-катодом и кольцевым Fe-анодом, прилегающим к стенке кюветы. ЭП регистрировался коллектором электронов. Катод и анод располагались на расстоянии друг от друга $l = 3 \text{ см} > l_n$, где l_n — длина области КПП в нормальном разряде при используемых в работе давлениях. Диаметр катода D , радиус его кривизны R и длина кюветы L связаны приближенным соотношением подобия (см. таблицу), за исключением кюветы № 4. Последнее вызвано

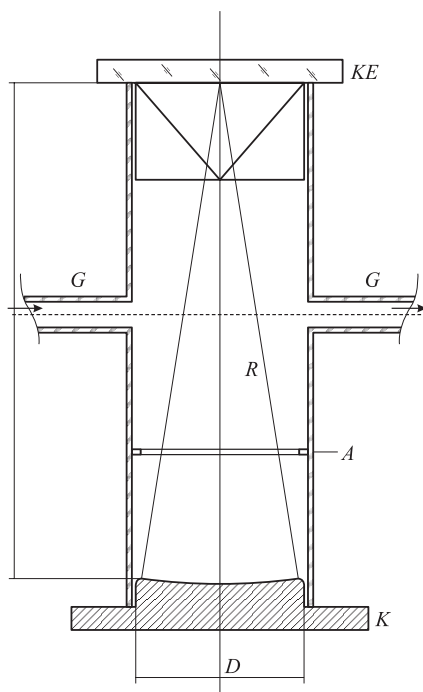


Рис. 1. Конструкция газоразрядной ячейки (K — катод, A — анод, KE — коллектор электронов, G — ввод и вывод газа).

тем, что в области предполагаемых рабочих давлений и напряжений глубина проникновения ЭП может оказаться значительно меньше $L = 50$ см, вытекающей из соотношения подобия для кюветы № 4.

Геометрические размеры исследуемых кювет

№	D , mm	R , mm	L , mm	S , mm ²
1	17.5	42	52	241
2*	34	100	103	908
3	76	240	217	4536
4	170	560	230	22700

* Диаметр катода ячейки № 2 соответствует диаметру катода в [1].

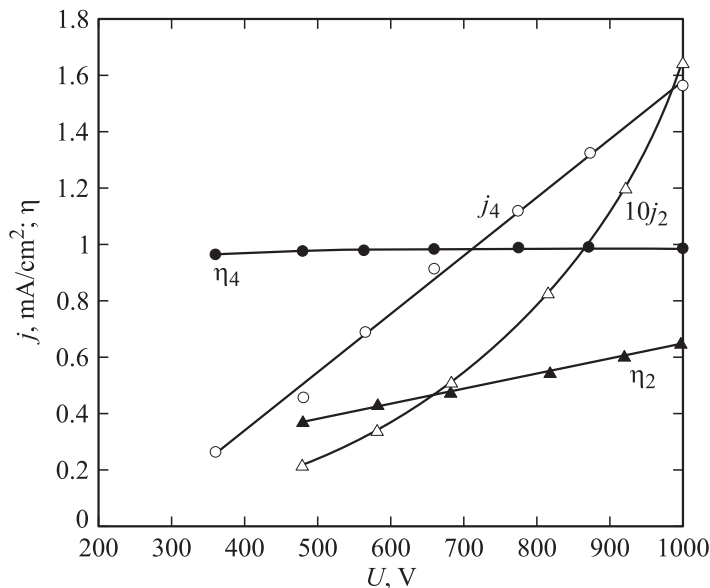


Рис. 2. Зависимость плотности тока разряда j_i и эффективности генерации ЭП η_i от рабочего напряжения ($j_2, j_4; \eta_2, \eta_4$ — соответственно для кювет № 2 ($D = 34$ mm) и 4 ($D = 170$ mm)).

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда и эффективности генерации ЭП для кюветы № 2 (соответственно j_2 и η_2) и кюветы № 4 (соответственно j_4 и η_4) при давлении неона $P = 38$ Pa, j_i — общая плотность тока в соответствующей кювете.

На рис. 3 показаны зависимости $\eta(D)$ при $U = 1000$ V (кривая 1), $\eta(P)$ и отношение j/j_{AGD} для кюветы № 4 (кривые 2 и 3) при $U = 500$ V. Здесь $j_{AGD} = 5.65 \cdot 10^{-13} P^2 U_k^3$, P — в Pa, j_{AGD} — плотность тока в mA/cm² для АТР в неоне, полученная обработкой данных работ Гунтершульце и Клярфельда и приведенных в [9,10].

Из рис. 2 видно, что если для кюветы № 2 с размерами катода, аналогичными использованному в работе [1], характерны типичные величины η для АТР, то в кювете № 4 эффективность генерации достигает величины $\eta \sim 0.99$. Такие значения η могут быть получены только в разряде с существенным преобладанием фотоэмиссии [6].

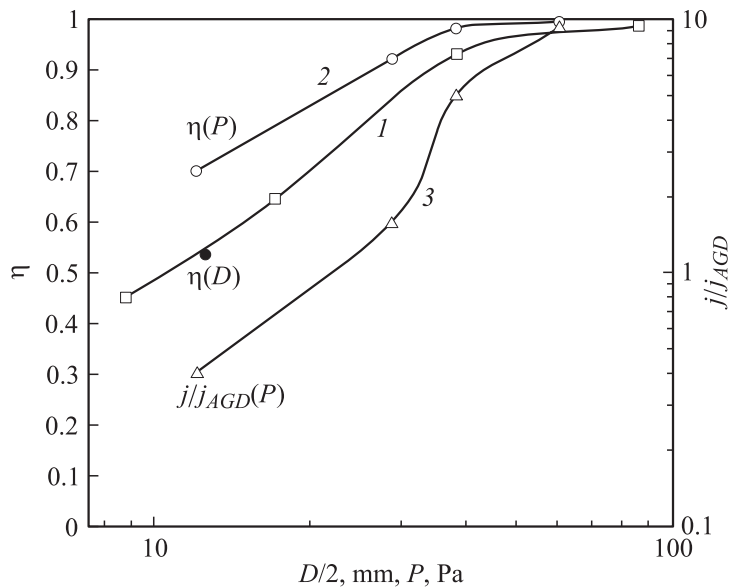


Рис. 3. Зависимости эффективности генерации ЭП $\eta(D)$ от диаметра катода (кривая 1; $U = 1000$ В, $P = 38$ Па); эффективности генерации $\eta(P)$ (кривая 2) и отношение плотности тока к плотности тока в АТР j/j_{AGD} (кривая 3) ($U = 500$ В, кювета № 4 ($D = 170$ мм)).

Разный характер имеют и ВАХ. Для кюветы № 2 наблюдается обычная ВАХ для АТР $j_{AGD} \sim U^3$. В кювете № 4 плотность тока более чем на порядок выше и ВАХ выражается соотношением $j \sim (U - 230)$, где $U \approx 230$ В — напряжение зажигания. Характер ВАХ обусловлен увеличением рассеиваемой в дрейфовом пространстве энергии от одного электрона пучка, которая для данных размеров и используемых напряжений примерно пропорциональна U . Переход к фоторазряду с увеличением диаметра наглядно виден из кривой 1 рис. 3, а с увеличением давления — из кривой 2 этого же рисунка. При $P = 38$ Па заметное влияние фотоэмиссии наблюдается уже для $D = 34$ мм, а при $D = 76$ мм разряд поддерживается в основном за счет фотоэмиссии (кривая 1 рис. 3). В кювете с $D = 170$ мм преобладание фоторазряда начинается при $P > 25$ Па, при котором плотность тока почти вдвое

выше, чем в АТР. При $P = 60$ Па это превышение достигает порядка величины (согласно графику 3 рис. 3), а при $U = 400$ В составляет $j/j_{AGD} = 12$.

Таким образом, при достаточно большом размере разрядной ячейки действительно происходит смена основного механизма эмиссии электронов. Интересно отметить, что заметное влияние фотоэмиссии при росте D в открытом разряде [6] и в данной работе происходит при примерно одинаковых ($P \times D$) и сопровождается быстрым ростом η . Аналогичный переход к разряду с существенным преобладанием фотоэмиссии наблюдается и в микроканалах плазменных дисплеев [11], где, как и в ОР, это обеспечивается повышенным давлением рабочей среды. Расчеты, согласно [6], показывают, что уже при рассеянной в дрейфовом пространстве энергии 300–400 эВ на один быстрый электрон коэффициент фотоэмиссии в кювете № 4 достигает величины $\gamma = 1$, что также подтверждает фотоэлектронный механизм эмиссии. Вместе с тем получение величины $\eta \sim 0.99$ не является очевидным следствием этого перехода. Так, если $j/j_{AGD} = 10$, причем это превышение обеспечивается фототоком, то $\eta \sim 0.9$, а не $\eta \sim 0.99$, как наблюдается в эксперименте. Отсюда можно заключить, что ионный ток на катод (и соответственно компенсирующий его ток электронов на анод) в фоторазряде существенно ослаблен по сравнению с обычным АТР.

Для выяснения механизма ослабления ионного тока и получения $\eta \sim 0.99$ было рассчитано распределение потенциала в прикатодной области с учетом преобладания фотоэмиссии и вытеснения газа за счет его нагрева. В этом случае происходит сокращение длины КПП по сравнению с обычным АТР, что было установлено еще в работах Энгеля [10]. При $P = 60$ Па это сокращение примерно в 2 раза. Сокращение длины КПП в фоторазряде приводит к увеличению напряженности поля и уменьшению роли вторичных процессов ионизации в КПП, экспоненциальному снижению тока ионов и быстрых атомов на катод. В свою очередь, это приводит к тому, что вторичные электроны, рожденные в области энергий, соответствующих максимальному сечению ионизации, также переходят в режим убегания и поэтому регистрируются на коллекторе, а не на аноде.

Принимая во внимание величину $\eta \sim 0.5$ для механизма ион-электронной эмиссии (следует из крайней левой точки рис. 3, соответствующей $D = 17.5$ мм) и $j/j_{AGD} = 10$ для $D = 170$ мм, получим с учетом вышесказанного соотношение $I_e/I_a > 50$ и $\eta > 0.98$, что соответствует экспериментальным данным.

Таким образом, в работе показано, что при увеличении объема разрядной кюветы в АТР происходит смена основного механизма эмиссии электронов, а именно механизм ион-электронной эмиссии вытесняется фотоэмиссией. Это позволяет в простых устройствах получать мощные ЭП keV-энергий с эффективностью выше $\eta > 0.9$ и пониженным распылением катода.

Список литературы

- [1] *Rocca J.J., Meyer J.D., Farrell M.R.* et al. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. P. 790–797.
- [2] *Little C.E.* Metal Vapour Lasers. Chichester: John Wiley&Sons, 1999. 620 p.
- [3] *Бохан П.А., Колбычев Г.В.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 9. С. 1823–1831.
- [4] *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 1. С. 88–95.
- [5] *Bokhan P.A., Molodykh E.I.* // Pulsed metal vapour lasers. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996. V. 5. P. 137.
- [6] *Бохан А.П., Бохан П.А.* // Оптика атмосферы и океана. 2002. Т. 15. № 3. С. 216–227.
- [7] *Бохан П.А., Закревский Дм.Э.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 11. В. 9. С. 21–27.
- [8] *Bokhan P.A., Zakrevsky D.E.* // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. N 14. P. 2526–2528.
- [9] *Ward A.L.* // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 2789–2794.
- [10] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
- [11] *Ganter R., Ouyang J., Callegari Th.* et al. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. P. 992–1007.