

03;04;10

Формирование электронных пучков в открытом разряде

© А.Р. Сорокин

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 5 июля 2000 г.

Впервые представлены результаты расчетов, показывающие, что требуемая для объяснения основных свойств открытого разряда эмиссия электронов с катода обеспечивается бомбардировкой быстрыми атомами, а не фотонами, как продолжительное время считалось ранее. В основе расчетов известные измерения электрического поля в разряде и коэффициентов эмиссии электронов под действием бомбардировки катода атомами и ионами гелия. Дополнительно показано, что ионизация газа быстрыми атомами заметна при напряжениях в несколько кV, а при десятках сравнивается по эффективности с ионизацией электронами в прианодной плазме.

1. Продолжительное время, начиная с [1], считалось, что в разновидности затрудненного разряда — открытом разряде (ОР), формирование и поддержание разряда обеспечивается фотоэмиссией с катода за счет высвечивания атомов, возбужденных в пространстве дрейфа электронным пучком (ЭП), проникающим из разрядного промежутка d через сетчатый анод.

В работах [2–4] было продемонстрировано, что фотоэлектронный механизм ОР находится в неразрешимых противоречиях с экспериментом.

Такие эффекты, как рост тока на порядки с увеличением d [4] или провисания поля в полостях сетки [3], совершенно не укладываются в рамках фотоэлектронного разряда. Подобные эффекты с очевидностью обусловлены процессами ионизации в разряде. Более того, любые типичные осциллограммы показывают, что ток пучка начинает падать в условиях, наиболее благоприятных для возбуждения атомов пучком, когда эффективность фотоэмиссии должна бы резко возрастать [2].

Тем не менее в появившихся позже работах [5,6] эти и другие аргументы не были в должной мере приняты во внимание.

Такое положение, на наш взгляд, сложилось из-за отсутствия в публикациях расчетов, напрямую подтверждающих определяющую роль

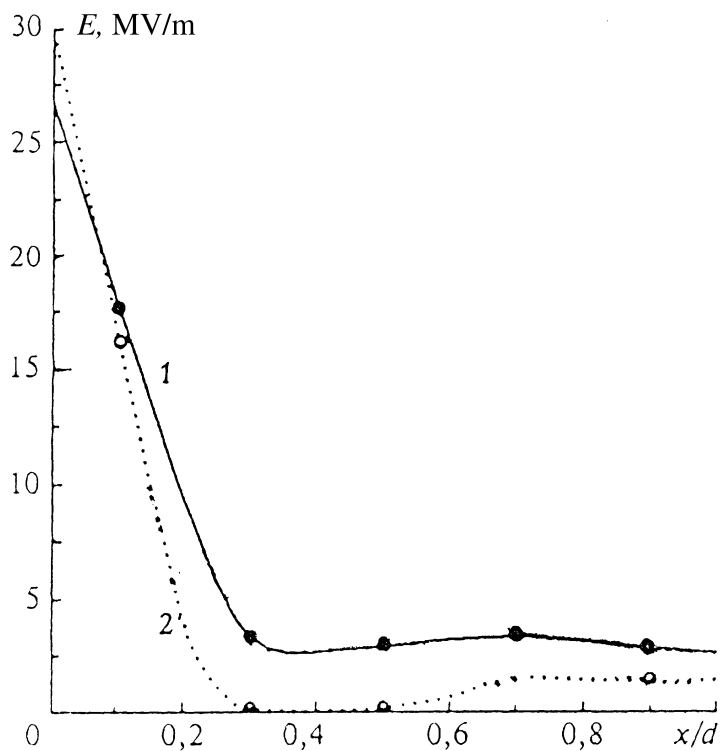


Рис. 1. Распределение поля E в разрядном промежутке $d = 1.2$ мм [5]: 1 — в максимуме тока $j = 45$ А/см² ($U = 7.8$ кВ); 2 — на середине спада тока ($U = 5.1$ кВ). Давление гелия $p = 20.5$ Торр. Ориентировочная длительность импульса тока ~ 50 нс.

того или иного механизма, отличного от фотоэлектронного. Основное препятствие: для типичных условий ОР не было надежных измерений электрического поля в разрядном промежутке.

Цель настоящего сообщения: восполнить отмеченный пробел, привлекая для этого измерения распределения поля из [5] и данные по коэффициентам эмиссии с катода под действием бомбардировки ионами и атомами гелия [7].

2. Положим, что ион рождается в середине области ослабленного поля ($x/d = 0.65$, рис. 1) и при своем движении к катоду, после многочисленных перезарядок ($\sigma_{ct} \sim 1.2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ [7]), совместно с образовавшимися быстрыми атомами бомбардирует катод. Для условий кривой 1 (рис. 1) расчет обобщенного коэффициента эмиссии по данным [7] дает: $\gamma = \gamma_a + \gamma_{aw} + \gamma_+ = 6.7$, где $\gamma_a = 6$, $\gamma_{aw} = 0.4$ — вклад в γ от быстрых атомов, рожденных в КПП (катодное падение потенциала) и за ним; $\gamma_+ = 0.3$ — вклад от первоначального иона. Тогда для КПД формирования ЭП получим: $\xi = \gamma(\gamma + 1)^{-1} = 0.87$ (для условий кривой 2 — $\xi = 0.84$).

Таким образом, бомбардировка катода тяжелыми частицами обеспечивает высокий КПД формирования ЭП в типичных условиях ОР. Подчеркнем: расчет был основан только на экспериментальных данных.

Для сравнения ξ с величиной, принимаемой за КПД в эксперименте $\eta = I_c(I_c + I_a)^{-1}$ (I_c , I_a — токи коллектора и анода), следует учитывать перехват части пучка анодной сеткой. В зависимости от степени затрудненности разряда часть пучка, прошедшего через сетку с геометрической прозрачностью μ , будет заключена в пределах $1 \div \mu$ [4], поскольку в сильно затрудненном разряде отсутствует ток на перемычке сетки.

В глубоко аномальном разряде l_c — длина КПП стремится к пределу: $l_m = 0.37(pl_c)_n p^{-1}$, где $(pl_c)_n$ берется для нормального тлеющего разряда. Условия предела по току в типичном ОР всегда достигаются. Однако даже для квазистационарных стадий ОР затрудненность полностью снимается для d , заметно больших l_m (при $d > 2l_m$ в работе [4], рис. 4), и η становится равным $\mu\xi$. Отметим, что при $d \sim l_m$ измерения l_c могут дать заниженную величину $l_c < l_m$ [4] из-за сильного провисания поля в полостях сетки. По-видимому, разумным критерием полностью снятой затрудненности разряда, когда $l_c = l_m$, может служить соответствие напряжения горения разряда U параметру j/p^2 аномального разряда [8].

Затрудненность разряда не снимается и в условиях рис. 1. Там $l_c = 0.36 \text{ mm} > l_m = 0.23 \text{ mm}$, а ток даже на спаде U (кривая 2) в 6 раз меньше, чем это требует аномальный разряд. Поэтому следует полагать, что η находится в пределах $\eta = \mu\xi \div \xi = 0.65 \div 0.87$ ($\mu = 0.75$). Среднее значение $\eta \approx 0.75 = \mu$, что обычно и достигается в оптимальных условиях ОР.

3. С помощью данных [7] можно получить простые формулы для γ , следовательно ξ в более общих случаях. Например, для аномального разряда ($l_c = l_m$) в предположении, что все напряжение

сосредоточено в КПП с линейным распределением поля, спадающим в сторону от катода до нуля, в диапазоне $U = 1.5 \div 5 \text{ kV}$:

$$\gamma = \sum_{i=1}^{N=18} \gamma_{ai} + \gamma_+ = -0.84 + 1.43 \cdot 10^{-3}U + 1.35 \cdot 10^{-8}U^2 \quad (N = l_m/\lambda_{ct} = 1.18 \cdot 10^{16} (pl_c)_n \sigma_{ct} \approx 18 \text{ для гелия и } (pl_c)_n = 1.3 \text{ Torr} \cdot \text{cm}).$$

В разряде со слабо искаженным полем ($E \approx \text{const}$, кривые 2–4, рис. 2) КПД может быть как выше, так и ниже ξ для аномального разряда (кривая 1). С ростом параметра pd КПД для заданного U падает, а переход к разряду, поддерживаемому только ион-электронной эмиссией с низким КПД, происходит при больших U (кривые 4, 5).

В принятом приближении для аномального разряда ($E = 0$ вне КПП) КПД не зависит от pd . В действительности поле вне КПП даже в квазистационарном случае может быть выше требуемого для "убегания" электронов [9]. Следовательно, с ростом pd все большая часть U будет сосредотачиваться за КПП, а условия разряда все больше приближаться к подобно отображенным кривой 4, с пониженным КПД. Следовательно, кривая 1 для аномального разряда в большей мере соответствует условиям $pd \sim pl_m$.

Авторы [5] объясняют уменьшение тока пучка (в 1.6 раза) переходом фотоэлектронного разряда в аномальный при изменении d от 0.5 до 1 mm и сохранении всех других параметров разряда, включая полный ток $I_e + I_a$. Проведенный выше анализ легко позволяет иначе объяснить эффект. Но еще в [2] отмечалось: "Для фотоэлектронного разряда процессы в разрядном промежутке могут влиять лишь на анодный ток и КПД, а никак не на сам пучок". Для фотоэлектронного ОР размер d не может влиять и на компенсационные токи в пространстве дрейфа (излучение, вызванное ими, как посчитали в [6], поддерживает разряд). Более того, параметры ОР не меняются, когда эти токи идут только на коллектор или только на анод или когда эти токи вообще отсутствуют (коллектор вблизи анода).

Проведенный анализ не будет полным без оценки роли ионизации газа быстрыми атомами. Рассчитанный по сечениям из [7] коэффициент размножения зарядов, приходящихся на один ион — 0.15 (для кривой 1, рис. 1), и достигает единицы для аномального разряда при $U \approx 40 \text{ kV}$.

Заметим, в представленных расчетах использовались данные [7], полученные для золотого катода. Но на кривые [7] хорошо легли и измерения для медного катода. В [10] прямо подчеркнуто, что результаты совпадают для катодов из золота, латуни и тантала. Измерения

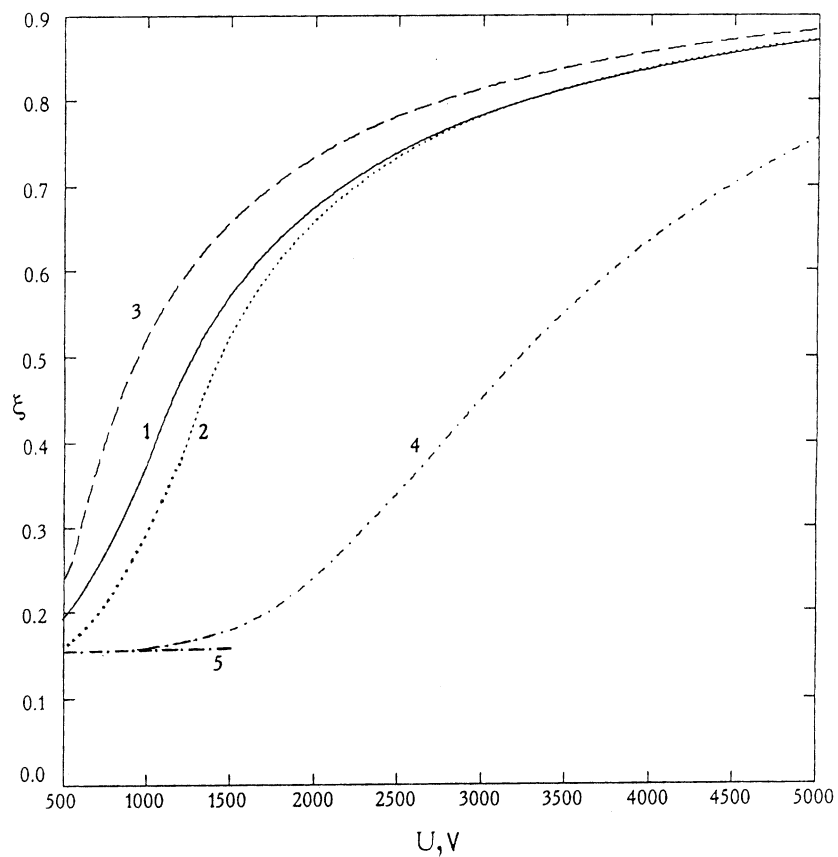


Рис. 2. КПД формирования электронного пучка ξ в зависимости от напряжения U на разрядном промежутке: 1 — в квазистационарной стадии аномального разряда; 2–4 — в разряде со слабым искажением электрического поля в промежутке: 2 — $(pd) = (pl_m)$; 3 — $(pd) = 0.5(pl_m)$; 4 — $(pd) = 3(pl_m)$; 5 — то же, что и 4, но при $\gamma_a = 0$.

$U(j/p^2)$ в [8] для катодов из Al, Mo, стали также легли на одну кривую. Следовательно, параметры ОР слабо зависят от материала катода. Это послужило основанием для использования данных [7] в расчетах.

4. Основные выводы работы:

1) Предположение о фотоэлектронном характере открытого разряда находится в серьезных и неразрешимых противоречиях с опытом.

2) Выполненные расчеты и оценки КПД формирования электронных пучков хорошо согласуются с имеющимся экспериментальным материалом, как по открытому разряду, так и по другим типам высоковольтного тлеющего разряда [11], подтверждая тем самым, что основным механизмом эмиссии электронов с катода в таких разрядах является бомбардировка катода атомами.

3) Ионизация газа быстрыми атомами заметна при напряжении в несколько кV, а при десятках может сравняться по эффективности с ионизацией электронами в прианодной плазме.

Список литературы

- [1] *Бохан П.А., Сорокин А.Р.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 1. С. 88–95.
- [2] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 20. С. 37–40.
- [3] *Сорокин А.Р.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 13. С. 17–21.
- [4] *Сорокин А.Р.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 3. С. 33–38.
- [5] *Колбычев Г.В., Пташник И.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. В. 11. С. 1070–1074.
- [6] *Колбычев Г.В.* // Изв. вузов. Физика. 1999. В. 11. С. 84–86.
- [7] *Hayden H.C., Utterback N.G.* // Phys. Rev. 1964. V. 135. N 6A. P. 1575–1579.
- [8] *Клименко К.А., Королев Ю.Д.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 9. С. 138–142.
- [9] *Демкин В.П., Королев Б.В., Мельничук С.В.* // Физика плазмы. 1995. Т. 21. В. 1. С. 81–84.
- [10] *Utterback N.G., Miller G.H.* // Rev. Sci. Instr. 1961. V. 32. P. 1101–1108.
- [11] *Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е.* и др. // Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. С. 256.