

## ВЛИЯНИЕ КАТОДНОГО САМОРАСПЫЛЕНИЯ НА ВАХ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Ю. Л. Васенин

Рассмотрим такой газовый разряд, когда плотная высокоионизированная плазма из внешнего источника, коллимированная сильным магнитным полем и диффундирующая в область высокого вакуума, соприкасается с коллектором, находящимся под отрицательным по отношению к источнику плазмы потенциалом  $-U_c$ . Из экспериментальных вольт-амперных характеристик (ВАХ) [1] следует, что при некоторых, зависящих от материала коллектора, значениях  $U_c$  и  $J_{+H}$  — тока ионов водорода из источника плазмы наблюдается крутое нарастание полного тока на коллектор  $J_c$  и на ВАХ появляется область с отрицательной дифференциальной проводимостью. Возникновение ее можно объяснить тем, что часть распыленных атомов ионизируется в плотной плазме пучка и возвращается на коллектор. Поскольку коэффициент самораспыления больше коэффициента распыления ионами водорода, то это приводит

к увеличению потока распыленных атомов и процесс повторяется. Подобное явление рассмотрено в [2] для газометрона.

Поскольку проводимость пучка плотной высокоионизированной плазмы значительно превышает проводимость ионного слоя у коллектора, то практически вся разность потенциалов  $U_c$  будет приложена к этому слою, для расчета ВАХ которого использовалась следующая система уравнений: баланс энергии на коллекторе

$$S_c \chi \sigma T_e^2 = (J_m + J_{+H}) U_c + N_m^0 \varepsilon_s V_a S_p, \quad (1)$$

где  $S_c$  — полная площадь коллектора,  $\chi$  — интегральная степень черноты,  $\varepsilon_s$  — уносимая одним распыленным атомом энергия,  $S_p = \pi R^2$  — сечение пучка плазмы,  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана,  $J_m$  — возвращающийся на коллектор ток ионизированных в пучке плазмы распыленных атомов,  $V_a \approx \sqrt{2\varepsilon_s/M_H}$ , поток распыленных атомов коллектора

$$e N_m^0 V_a S_p = K_m (J_m + J_{+H} \sqrt{M_H/M_m}), \quad (2)$$

где  $M_H$ ,  $M_m$  — массы ионов водорода и материала коллектора соответственно;  $N_m^0$  — концентрация распыленных атомов;  $V_a$  — их скорость.

Зависимость коэффициента самораспыления  $K_m$  от энергии падающих ионов  $U_c$  и температуры коллектора  $T_c$  принята в виде [2]

$$K_m = K_0 \{1 + (T_c/10^3)^2 \exp(T_c/0.7T_m)^2\} \sqrt{U_c/U_0}, \quad (3)$$

где  $T_m$  — температура плавления материала коллектора,  $U_0 = 300$  В.

Обоснованием используемой аппроксимации  $K_m$  могут служить эксперименты [3]. Числовые значения  $K_0$  определялись по данным работ [4–7] с учетом (3), а также того, что при равенстве энергий, бомбардирующих коллектор ионов, коэффициент распыления пропорционален импульсу частиц.

Уход распыленных нейтралов за пределы пучка плазмы определяется угловым распределением потока ( $\approx \cos \theta$ ). Для простоты полагалось, что концентрация распыленных атомов не зависит от направления в пределах некоторого телесного угла  $\Omega_0 = 2\pi(1 - \cos \theta_0)$ . Угол раскрытия конуса  $\theta_0 = \pi/3$  определяется из условия сохранения полного потока.

Ионный ток на коллектор  $J_m$ , образующийся в результате ионизации распыленных атомов горячими электронами из пучка плазмы, определяется из решения уравнения [8]

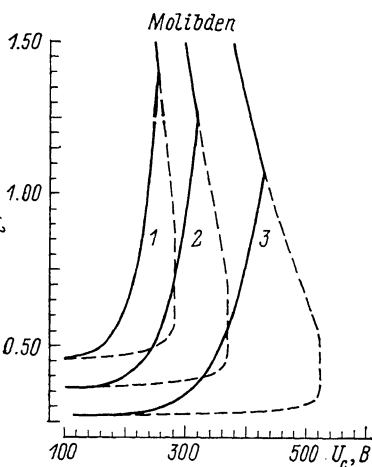


Рис. 1. Коллектор из молибдена.

$K_0 = 0.1$ ,  $\chi = 0.25$ ; 1 —  $\eta = 0.314$ , 2 —  $0.261$ , 3 —  $0.203$ ;  $v_s = 2.9 \cdot 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с.

$$\frac{dJ_m}{dR} = eN_m(R) V_a S_p / l_0, \quad J_m|_{R=R_0} = e\eta N_m^0 V_a S_p,$$

$$J_m|_{R \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad N_m(R_0) = N_m^0, \quad l_0 = v_i n_e^0 / V_a, \quad R_0^2 = S_p / \Omega_0, \quad S_{\Omega_0} = \Omega_0 R^2 \quad (4)$$

совместно с уравнением непрерывности

$$eN_m(R) V_a S_{\Omega_0} = eN_m^0 V_a S_p - J_m(R_{ii}) + J_m(R).$$

Часть распыленного потока, которая возвращается на коллектор в виде ионов, таким образом, составляет

$$\eta = 1 - \exp(-R_p / l_0). \quad (5)$$

При измерении ВАХ в эксперименте [1] ток ионов водорода  $J_{+H}$  был постоянен и определялся условиями в источнике плазмы. Оценить концентрацию горячих электронов  $n_e^0$ , диффундирующих из источника плазмы в пучок, можно из условия квазинейтральности пучка (на

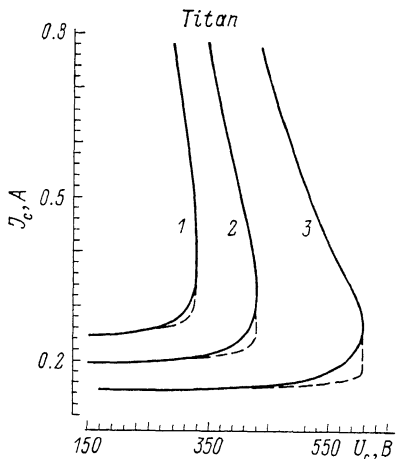


Рис. 2. Коллектор из титана.

$$K_0 = 0.12, \quad \chi = 0.35; \quad 1 - \eta = 0.169, \quad 2 - 0.138, \quad 3 - 0.105; \quad v_i = 3.3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}.$$

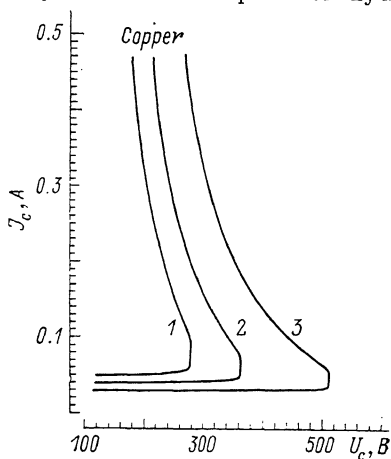


Рис. 3. Коллектор из меди.

$$K_0 = 0.5, \quad \chi = 0.15; \quad 1 - \eta = 0.041, \quad 2 - 0.033, \quad 3 - 0.025; \quad v_i = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}.$$

большом удалении от коллектора остаются только ионы водорода) и выражения для  $J_{+H}$ , поступающем из источника,

$$n_e^0 \approx J_{+H} / e S_p \sqrt{T_e / M_e}. \quad (6)$$

Изменение концентрации электронов и их температуры по длине пучка плазмы не рассматривалось ввиду значительного усложнения предлагаемой модели.

Для полного тока на коллектор с учетом термоэмиссии имеем

$$J_c = J_{+H} + J_m + A_0 S_c \exp(-\varphi / kT_c), \quad (7)$$

где  $A_0$  — постоянная термоэмиссии для данного материала коллектора,  $S_c$  — площадь, с которой происходит термоэмиссия,  $\varphi$  — работа выхода.

Система уравнений (1)–(7) позволяет находить взаимосвязь  $J_c$  и  $U_c$  при заданном значении  $J_{+H}$ . При больших токах  $J_c$ , когда образуется факел и уменьшается поток возвращающихся на коллектор ионов, ВАХ реального разряда будет соответствовать меньшим значениям  $J_{+H}$ .

Расчеты по приведенной системе выполнены при следующих значениях параметров: радиус пучка плазмы  $R_p = 0.1$  см, коллектор — это цилиндр сечением  $1 \text{ см}^2$  и высотой  $0.4$  см. Полагалось, что теплоизлучение происходит со всей поверхности коллектора, значение  $v_i$  соответствует  $T_e \approx 10$  эВ.

Для коллекторов из молибдена, титана и меди на рис. 1–3 представлены соответственно решения системы уравнений (1)–(7). Штриховыми линиями на рис. 1, 2 представлены расчетные ВАХ для молибдена и титана без учета термоэмиссионного тока. Для медного коллектора изменение ВАХ пренебрежимо мало.

Из представленных результатов можно сделать следующие выводы. При наличии внешнего ионизатора, которым в разряде типа [1] служит пучок плазмы из внешнего источника, самораспыление (или испарение) материала коллектора с низкой температурой плавления приводит к появлению вольт-амперной характеристики с отрицательной дифференциальной проводимостью. Для тугоплавких материалов в некоторой области значений  $J_{+H}$  и  $U_0$  возможно подавление термоэмиссией влияния самораспыления (испарения).

Автор благодарит В. В. Владимирову за руководство работой.

### Список литературы

- [1] Габович М. Д., Порицкий В. Я., Проценко И. М. // УФЖ. 1981. Т. 26. № 1. С. 164—165.
- [2] Владимиров В. В., Габович М. Д., Проценко И. М. и др. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 205—212.
- [3] Nelson R. C. // Phil. Mag. 1965. Vol. 11. N 110. P. 291—296.
- [4] Плешивцев Н. В. Катодное распыление. М.: Атомиздат, 1968. 247 с.
- [5] Лебедев С. Я., Стависский Ю. Я., Шутько Ю. В. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 6. С. 1101—1104.
- [6] Лебедев С. Я., Стависский Ю. Я., Шутько Ю. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1964. № 9. С. 1488—1490.
- [7] Rol P. K., Fluit J. M., Kistmaker J. // Physica. 1960. Vol. 26. N 11. P. 1000—1005.
- [8] Жаринов А. В., Саночкин Ю. Я. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 2. С. 397—400.

Институт электросварки им. Е. О. Патона  
АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
11 апреля 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 5, 1991

© 1991 г.

## ВЛИЯНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ $(N(CH_3)_4)_2ZnCl_4$

О. Г. Влох, В. С. Жмурко, И. И. Половинко, С. А. Севелеба

Несоразмерные структуры обладают рядом интересных свойств, проявляющихся в оптических, диэлектрических, рентгеноструктурных исследованиях. Среди этих свойств можно выделить эффект термической памяти [1], частные циклы типа «параллелограмм» [2], аномальное поведение параметра несоизмерности  $\delta$  при малых скоростях изменения температуры ( $dT/dt \sim 150\text{—}2$  мК/ч) [3].

Эффект термической памяти состоит в том, что на температурной зависимости изменения двулучепреломления появляется аномалия S-образной формы в точке, где ранее выдерживался кристалл ( $T_{ст}$ ). Наблюдаемая аномалия объясняется локализацией волнового вектора несоизмерности в точке  $T_{ст}$  [1]. Частные циклы типа «параллелограмм» — это неизменение двулучепреломления  $\Delta n$  при взаимных переходах между кривыми нагревания и охлаждения. Эти циклы связаны с тем, что при таких переходах в несоизмерной (НС) фазе не изменяется плотность солитонов [2]. Аномальная зависимость температурного поведения  $\delta$  при малых скоростях изменения температуры представляет собой чередование участков изменяющихся и неизменяющихся с температурой значений  $\delta$ . Такая ступенчатая зависимость  $\delta(T)$  возникает вследствие «зацепления» дефектов за подвижную волну НС модуляции, что приводит к увеличению силы трения [3].

Интересным представляется тот недавно обнаруженный факт, что под влиянием рентгеновского облучения интегральная интенсивность несоизмерного рентгеновского рефлекса  $I$  и параметр несоизмерности  $\delta$  в кристаллах  $(N(CH_3)_4)_2ZnCl_4$  испытывают аномалии, когда волновой вектор НС модуляции приобретает соразмерные значения высшего порядка [4]. Причина аномалий заключается в том, что под влиянием дефектов происходит изменение фазы волны НС модуляции.

В настоящей работе исследовано влияние различных доз рентгеновского облучения на двулучепреломляющие свойства несоизмерного кристалла  $(N(CH_3)_4)_2ZnCl_4$ . Измерения