

- [1] *Da Costa G.* // Phys. Lett. 1980. Vol. 80 A. N 4. P. 320—322.
 [2] *Helmers H., Witte W.* // Opt. Commun. 1984. Vol. 49. N 1. P. 21—23.
 [3] *Viznyuk S. A., Rasporov S. F., Sukhodolsky A. T.* // Opt. Commun. 1989. Vol. 71. N 5. P. 239—243.
 [4] *Низовцев В. В.* // ЖПМТФ. 1989. № 1. С. 138—145.
 [5] *Габович М. Д., Порицкий В. Я.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 6. С. 320—324.
 [6] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
 [7] *Жаринов А. В., Саночкин Ю. В.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1465—1468.
 [8] *Гладуш Г. Г., Красицкая Л. С., Левченко Е. Б., Черняков А. Л.* // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 4. С. 660—667.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
21 февраля 1990 г.

11

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

ОБ ЭФФЕКТЕ «КОЛЕЦ» НА ЭМИССИОННОМ ИЗОБРАЖЕНИИ АВТОКАТОДА В ПРЕДВЗРЫВНОМ СОСТОЯНИИ

В. М. Жуков, Н. В. Егоров

На импульсных эмиссионных изображениях острых автокатодов в предваряющих состояниях наблюдаются яркие «кольца». Эффект замечен для милли- [1], микро- [2, 3] и наносекундных [4] импульсов, однако, несмотря на многолетние исследования, его природа пока до конца не выяснена. Настоящая работа посвящена более детальному рассмотрению «волнового» механизма образования колец, предложенного недавно в [4].

Исследования проводились с острями из вольфрама, помещенными в стеклянные согласованные проекторы Мюллера, давление остаточных газов в которых было менее 10^{-9} мм рт. ст. Длительность импульсов напряжения τ_n составляла 10, 20 нс.

Следует подчеркнуть, что эффект «колец» для автоэмиссии в наносекундном диапазоне может быть реализован при следующей методике проведения эксперимента. На острый эмиттер подаются одиночные импульсы напряжения с увеличивающейся амплитудой и регистрируются эмиссионные изображения (ЭИ). Для некоторой амплитуды U_1 достигается близкое к предвзрывному состояние эмиттера. Кольца на ЭИ при этом отсутствуют. Кольца, окаймляющие ЭИ, появляются, если амплитуду следующего одиночного импульса увеличить до значения $U_1 + \Delta U$ ($\Delta U \ll U_1$) (рис. 1). При снижении амплитуды до значения U_1 кольца исчезают. Указанная процедура повторялась многократно и с одним и тем же результатом.

Отметим, что перед каждой серией экспериментов, заключающейся в постепенном увеличении амплитуды импульсов напряжения вплоть до появления «колец» (рис. 1), производился однократный нагрев острый до высокой температуры для очистки их поверхности от загрязнений.

Как и в работе [4], перед появлением колец характер эмиссионного изображения изменялся. Это согласуется с тем обстоятельством, что при температурах, близких к температуре плавления (что характерно для предвзрывного состояния), поверхность уже не имеет упорядоченного строения [6]. При этом для поверхностного слоя фактически отсутствует определенная точка плавления, работа выхода разных граней должна стремиться к одному и тому же

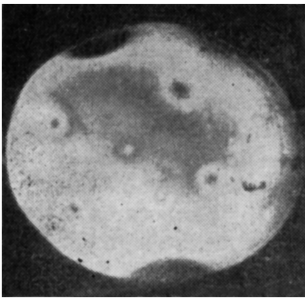


Рис. 1. Кольца на эмиссионном изображении для наносекундного диапазона длительностей импульсов.

значению, соответствующему жидкости при температуре плавления, а в объеме происходит скачкообразный переход упорядоченного состояния в неупорядоченное [5]. Может оказаться также, что на поверхности эмиттера, находящейся под воздействием сильных электрических полей, при предплавильных температурах образуется, как отмечалось в [4, 6], тонкий слой со свойствами, подобными свойствам жидкости. Таким образом, в связи с изложенным представляется вполне обоснованным, что на вершине эмиттера в предвзрывном состоянии имеется тонкий поверхностный слой вещества (толщина которого очевидно уменьшается к периферии), по своим свойствам отличающийся от свойств основного материала.

Известно [7], что вдоль границы, разделяющей такой слой и основной материал, могут распространяться упругие волны с вертикальной поляризацией, затухающие при удалении от границы. Как представляется, для автоэмиттера как раз и возбуждаются подобного рода волны и на периферии, где толщина поверхностного слоя достаточно мала, они проявляются в виде колец на ЭИ (рис. 2, а, б). Минимальная длина этих волн, как отмечается в работе [7], может составлять ~ 0.1 мкм, что довольно хорошо коррелирует с экспериментальными данными. В частности, для наших экспериментов длину волны можно оценить по известному радиусу эмиттера и размеру эмиссионного излучения (рис. 1). Сопоставляя эти параметры с расстоянием между кольцами на рис. 1, для наших экспериментальных условий получаем, что длина волны $\lambda \approx 0.05$ мкм.

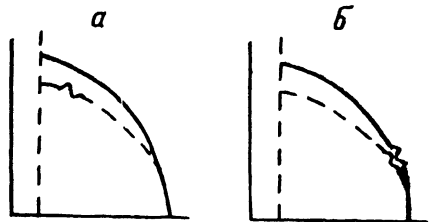


Рис. 2. Иллюстрация к «волновому» механизму образования колец.

Заметим, что неоднородности даже атомных размеров, появляющиеся на поверхности эмиттера, отображаются на эмиссионных изображениях. Это имеет место, например, при наблюдении «схлопывающихся» колец, проявляющихся на ЭИ при уходе атомов с краев ступеней, ограничивающих террасу на вершине эмиттера [8]. В приложении к предвзрывным «кольцам» указанное обстоятельство свидетельствует в пользу возникновения начальных деформаций в глубине образца на границе поверхностного слоя и основного его материала.

Строгое рассмотрение задачи о колебаниях на границе двух сред с учетом всех факторов (нагрев до высокой температуры, протекание тока АЭЭ значительной плотности и т. п.) сопряжено со значительными математическими трудностями, причем количественный анализ возможен, по-видимому, только с использованием численных методов. Тем не менее попытаемся оценить возможную длину образующейся вблизи вершины автоэмиттера волны на основании следующих рассуждений.

Как известно [7], на границе, разделяющей тонкий слой («жидкость») и основной материал, должен выполняться ряд условий, в частности равенство нормальных смещений в жидкости и твердом теле. При этом частоту возникающих на границе раздела «квазисвободных» колебаний можно оценить из соотношения $\omega \approx (\sigma/m)^{1/2}$, где для твердого тела σ — удельная поверхностная энергия; для жидкости σ — поверхностное натяжение; m — масса среды, подвергшейся возмущению. Линейный размер («диаметр») области, первоначально вовлеченной в колебания, обозначим l , ее смещения, нормальные границе раздела, примем за d . Тогда $m \approx \rho (l/2)^2 d$, где ρ — плотность вещества. Известно, что скорость поперечной волны $v = (G/\rho)^{1/2}$, где G — модуль сдвига. При этом длину распространяющейся волны λ можно определить из выражения $\lambda = vt_0 = 2\pi (v/\omega)$, где $t_0 = (2\pi/\omega)$ — период колебаний. Подставив в выражение для λ значения v , ω и m , получим

$$\lambda = l\pi^{3/2} \left(\frac{Gd}{\sigma} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Произведем по выражению (1) численные оценки и сравним вычисленное значение λ с экспериментальным. Линейный размер среды, первоначально вовлеченной в колебания, оценим по толщине колец на эмиссионном изображении. Сопоставляя их с известными радиусами острия и эмиссионного изображения, для рис. 1 получаем, что $l \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$ мкм. Очевидно также, что минимальные смещения, перпендикулярные границе раздела и определяющие минимальную длину волны (см. (1)), будут порядка размеров атома, следовательно, для оценок полагаем $d \approx 10^{-10}$ м. Для твердого вольфрама, в частности, при температуре 300 К $\sigma = 6.8$ Н/м, а для расплавленного $\sigma = 2.3$ Н/м. Поскольку поверхностная энергия линейно уменьшается с ростом температуры, которая для твердого вещества внутри вершины автоэмиттера в предвзрывном состоянии уже близка к температуре плавления, возьмем при оценках значение

≈ 2.3 Н/м. Известно также, что для вольфрама $G \sim 10^{11}$ Н/м². Подставив численные значения l , G , d и c в выражение (1), для длины волны получаем $\lambda \approx 0.03$ мкм. Таким образом, оцененная (0.03 мкм) и экспериментальная (0.05 мкм) длины волн достаточно близки, что можно считать одним из доказательств достоверности «волнового» механизма образования «колец».

Отметим, что возбуждение волн, вызывающих появление колец, может быть стимулировано испарением атомов с поверхности автоэммитера в результате воздействия сильного электрического поля и давлением отдачи, что сопровождается всплесками тока автоэмиссии [9].

Практически прямое подтверждение предлагаемого механизма будет получено, если нанести на эмиттер из тугоплавкого материала, в частности вольфрама, слой другого вещества с существенно меньшей температурой плавления и показать, что при появлении «колец» указанный слой переходит в жидкое состояние. При этом можно варьировать исходную температуру вольфрамового острия.

Пусть в импульсном режиме при исходной температуре вольфрамового острия T_0 для его вершины, покрытой слоем более легкоплавкого материала, «кольцо» на ЭИ появляется при токе автоэмиссии I , а при исходной температуре T'_0 — при токе I' .

Будем считать, что при появлении «кольца» покрытие переходит из «твердой» в «жидкую» фазу за счет дополнительного джоулева разогрева протекающим автоэмиссионным током. Тогда температуру «жидкой» фазы T^* , а фактически температуру плавления тонкой поверхностной пленки, можно определить, решая следующую систему уравнений:

$$I^2 R \tau_n = c m \Delta T, \quad (2)$$

$$T_0 + \Delta T = T^*, \quad (3)$$

$$I'^2 R \tau_n = c m \Delta T', \quad (4)$$

$$T'_0 + \Delta T' = T^*, \quad (5)$$

где R , c , m — сопротивление, удельная теплоемкость и масса покрытия; τ_n — длительность импульса тока автоэмиссии; ΔT и $\Delta T'$ — изменение температуры покрытия вследствие его нагрева.

Разделив 2-е выражение на 4-е, а 3-е на 5-е, сведем систему (2)–(5) к двум уравнениям

$$\frac{I^2}{I'^2} = \frac{\Delta T}{\Delta T'}, \quad \frac{T_0 + \Delta T}{T'_0 + \Delta T'} = 1,$$

из которых с учетом выражения (3) получим

$$T^* = \frac{\left(\frac{I'}{I}\right)^2 T_0 - T'_0}{\left(\frac{I'}{I}\right)^2 - 1}. \quad (6)$$

Для конкретных расчетов воспользуемся в первую очередь данными работы [10], в которой «кольцо» наблюдалось на покрытом барием или торием вольфрамовом острие. В импульсном режиме для подогретого до $T_0 = 1000$ К острия «кольцо» на ЭИ появлялось при токе автоэмиссии $I \approx 650$ мкА. При выключении подогрева или уменьшении тока кольцо исчезало. На нешодегретом острие, т. е. при исходной температуре $T'_0 = 300$ К, «кольцо» появилось вновь при $I' \approx 1300$ мкА (покрытие — торий). Следовательно, подставив численные значения I , I' , T_0 и T'_0 в выражение (6), получим, что $T^* \approx 1233$ К.

Как известно [11], температура плавления пленки $T_{пл}$ составляет $2/3 T_{об}$, где $T_{об}$ — температура плавления объемного материала. Для тория $T_{об} = 2023$ К, тогда $T_{пл} \approx 1350$ К. С учетом приближенности значений I и I' , приводимых в работе [10], совпадение T^* и $T_{пл}$ можно считать достаточно хорошим.

Повторив более тщательно эксперименты, описанные в [10], мы получили значение для отношения токов $I'/I = 1.78$. Тогда $T^* \approx 1320$ К, что с точностью около 2 % совпадает с $T_{пл}$.

Очевидно также, что если в каком-либо режиме появления «колец» снизить исходную температуру, например, на 200–300 К, то поверхностный слой не сможет перейти в «жидкую» фазу и «кольца» на ЭИ должны исчезать, что и наблюдалось как в работе [10], так и в наших экспериментах.

Резюмируя все результаты, относящиеся к «волновому» механизму образования «колец» на ЭИ, приведенные как в настоящей работе, так и ранее [4], вполне можно, как нам представляется, утверждать, что по крайней мере в определенных режимах этот механизм реализуется и в действительности.

- [1] Фурсей Г. Н., Птицын В. Э., Егоров Н. В. // Тез. докл. III Всесоюз. симп. по сильно-точной импульсной электронике. Томск, 1978. С. 8—9.
- [2] Duke W. P., Trolan J. K., Martin E. E., Barbour J. P. // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. N 5. P. 1043—1053.
- [3] Горьков В. А., Елинсон М. И., Яковлева Г. Д. // РиЭ. 1962. Т. 7. № 9. С. 1501—1510.
- [4] Жуков В. М., Полежаев С. А. // РиЭ. 1988. Т. 33. № 11. С. 2360—2365.
- [5] Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: ГИФМЛ, 1966.
- [6] Куйт Ф. // Физика за рубежом, 1988: Серия А (исследования) Пер. с англ., франц. М.: Мир, 1988. С. 93—111.
- [7] Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981.
- [8] Trolan J. K., Barbour J. P., Martin E. E., Duke W. P. // Phys. Rev. 1955. Vol. 100. N 6. P. 1646—1649.
- [9] Жуков В. М., Полежаев С. А. // РиЭ. 1988. Т. 33. № 10. С. 2153—2162.
- [10] Зубенко Ю. В., Сокольская И. Л., Фурсей Г. Н. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 5. С. 911—912.
- [11] Брудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии. Пер. с англ. М.: Мир, 1985.

Ленинградский государственный университет

Поступило в Редакцию
23 апреля 1990 г.

06; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 3, 1991

© 1991 г.

ЕМКОСТНЫЕ СВОЙСТВА ОБРАТНО СМЕЩЕННОГО ПЕРЕХОДА ШОТТКИ В ИАГ

Б. И. Минков, А. Р. Шолкин

В работе [1] показано, что кристаллы иттрий-алюминиевого граната (ИАГ), выращенные в газовой среде, имеют электропроводность, не превышающую 10^{-16} (Ом·см) $^{-1}$. Отмечено также, что в кристаллах, выращенных методом горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК) в вакууме на контакте металл—ИАГ, наблюдается формирование запирающего барьера типа Шоттки. В настоящей работе исследованы емкостные свойства обратно смещенного (запирающего) перехода Шоттки в вакуумных кристаллах ИАГ. Образцы для исследований изготавливались в виде пластин размером $10 \times 10 \times 1.9$ мм, на полированные оппозитные поверхности которых наносились контакты из In—Ga амальгамы площадью $S = 0.1$ см 2 и охранные кольца. Ток через образец регистрировался электрометром В7-30 с выводом на самописец КСП-4 при напряжении на образце 500—2400 В. Для исследований выбирались кристаллы, сопротивление запирающего перехода в которых было значительно больше их объемного сопротивления.

На рис. 1 показана запись кинетики тока через образец при ступенчатом изменении приложенного напряжения ($\Delta U = 100$ В). При изменении напряжения наблюдается скачок тока с последующей релаксацией к стационарному значению, что свидетельствует об объемно-зарядовой поляризации образца, связанной с наличием запирающего контакта. Величина начального скачка тока определяется объемной проводимостью образца, которая, как видно из рис. 1, постоянна во всем диапазоне исследованных напряжений и имеет величину 4.1×10^{-10} (Ом·см) $^{-1}$. Анализ кинетики релаксации тока показал, что она носит экспоненциальный характер. В дополнительных экспериментах исследовалась релаксация тока в схеме с асимметричными контактами. В качестве одного из контактов использовалась покрытая In—Ga амальгамой серебряная игла. Обнаружено, что при игольчатом аноде полный релаксирующий заряд значительно больше, чем при игольчатом катоде. Исходя из этого можно утверждать, что обратно смещенный (запирающий) переход Шоттки локализован на катоде что свидетельствует об *n*-типе проводимости кристалла. Протяженность и, следовательно, емкость обедненного слоя связаны с падением напряжения на нем соотношением [2]

$$\frac{d}{dU} \left(\frac{1}{C} \right)^2 = \frac{2}{\epsilon \epsilon_0 \rho},$$

где $C = (1/S)(dQ/dU)$ — удельная дифференциальная емкость образца; ρ — объемная плотность заряда в обедненном слое; $\epsilon \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость образца.