

$$\eta_{\text{eff}}^m(n) = \eta_0 - i(k\sigma)^2 \int_0^{\infty} x \widehat{W}(x) dx \int_0^{2\pi} v^{-2} d\varphi \times \left\{ \frac{(n + \alpha a \cos \varphi)^2 \cdot \ln' \xi_{\zeta}^{(1)}(x)}{1 - i\eta_0 \ln' \xi_{\zeta}^{(1)}(x)} - \frac{x^2 a^2 \sin^2 \varphi}{\ln' \xi_{\zeta}^{(1)}(x) + i\eta_0} \right\}, \quad (4)$$

где $v = \sqrt{n^2 + x^2 a^2 + 2\alpha a n \cos \varphi}$.

Тем самым задача о среднем дифрагированном поле над статистически неровной сферой с поверхностным импедансом η_0 сведена к задаче о дифракции поля над гладкой сферой, но с эффективным импедансом $\eta_{\text{eff}}^{e,m}(n)$. Асимптотический вид решения (по $ka \gg 1$) такой задачи для источника в виде электрического диполя достаточно изучен [5, 6]. В освещенной зоне можно получить отражательные формулы с $\eta_{\text{eff}}^{e,m}(\hat{n})$, где $\hat{n} = ka \sin \gamma$, а γ — угол падения в зеркальной точке. При $ka \rightarrow \infty$ формулы (3), (4) переходят в элементы тензора эффективного импеданса шероховатой плоскости [7], если там ограничиться теми же членами разложений, что и здесь.

В зоне тени волновые числа ползущих волн μ_s^e и μ_s^m для электрического и магнитного потенциалов Дебая определяются как корни характеристических уравнений, аналогичных случаю гладкой сферы, но с импедансом, зависящим от этих корней.

О возможности замены $\eta_{\text{eff}}^{e,m}(\mu_s^{e,m})$ на значения, отвечающие шероховатой плоскости, которая в отсутствие последовательного теоретического анализа делалась в искусственных оценках затухания, как указывалось в решении скалярной задачи [2], можно судить лишь после численных исследований. Проведение их позволит получить, в частности, данные о дополнительном ослаблении радиоволн над взволнованной морской поверхностью при загоризонтном распространении.

Список литературы

- [1] Бреховецкий А. С., Пазынин Л. А. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 12. С. 73—76.
- [2] Бреховецкий А. С., Пазынин Л. А. // ДАН УССР. Сер. А. 1989. № 9. С. 61—64.
- [3] Лысанов Ю. П., Попов Ю. Ю. // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 863—869.
- [4] Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
- [5] Bremner H. Terrestrial Radio Waves. New York; Amsterdam; London; Brussel: Elsvier Publ. Comp., Inc. 1949. 343 p.
- [6] Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с.
- [7] Бреховецкий А. С., Фукс И. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 38. № 11. С. 1400—1407.

Институт радиофизики
и электроники АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
26 января 1990 г.
В окончательной редакции
20 июня 1990 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ДИОДА С ЭМИТТЕРОМ ИЗ БАРИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА

А. Г. Каландаршвили, В. Г. Кашия

В последнее время в СССР и за рубежом ведутся работы по созданию эмиттеров, которые при сравнительно невысоких температурах (1000—1500 К) должны обеспечивать термоэлектронную эмиссию порядка десятков А. см⁻² в вакууме и в парах рабочего тела [1—3]. Эмиттеры этого типа могут быть применены в плазмотронах, термоэмиссионных инверторах и в других плазменных приборах. В качестве такого эмиттера, обеспечивающего высокую электронную эмиссию, может служить ориентированный графит интеркалированный цезием [4]. Однако в связи с низким значением теплоты испарения цезия из графита [5] эмиттер

в виде цезированного графита с повышением рабочей температуры быстро обедняется атомами щелочного металла и неконтролируемо меняет стехиометрический состав. Поэтому эксплуатация такого эмиттера возможна только при низких температурах с ограниченным сроком службы прибора. Перспективным эмиттерным материалом с точки зрения ресурсоспособности может служить барированный графит, имеющий по сравнению с цезированным графитом значительно большую теплоту испарения присадки [5].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию плазменного диода с цилиндрической конфигурацией электродов с эмиттером из барированного пирографита и коллектором из нержавеющей стали.

Исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) прибора проводились в интервале давлений паров цезия 0—150 Па как в режиме преобразования, так и при ускоряющем напряжении на коллекторе.

Конструкция плазменного диода отличалась от описанного в работе [4] прибора только тем, что эмиттером служила шайба из барированного пирографита. Барирование шайбы из анизотропного ориентированного пирографита марки ПГВ-1 проводили, согласно [6], под действием насыщенного пара бария при температуре графитового образца 1100 К в течение 3 ч. Фазовый состав шайбы был близок к $C_{98}Ba$, ось симметрии совпадала с направлением C -оси, углеродные слои были перпендикулярны к поверхности коллектора, а эмиссионная поверхность составляла 4 см^2 . Коллектор из нержавеющей стали 12Х18Н10Т охлаждался газоводяным контуром. Величина межэлектродного зазора в холодном состоянии электродов составляла 1.1 мм. Эмиттер нагревался двумя торцевыми спиральными нагревателями. Температура эмиттирующей поверхности оценивалась по показаниям термопар вблизи торцов шайбы со стороны катододержателей.

Экспериментальная установка позволяла проводить безмасляную откачку рабочего объема диода, автономно дистиллировать цезий и изучать ВАХ преобразователя как динамическим, так и статическим методом по точкам.

Температурная зависимость работы выхода барированного графита

T_s , К	ϕ , эВ	T_s , К	ϕ , эВ
1100	2.50	1400	2.90
1200	2.7	1500	2.93
1300	2.85	1600	3.00

по точкам для $T_s \approx 1500 \text{ К}$ и $T_k = 1000 \text{ К}$, представлена на рис. 1 в виде кривой 1. Характер кривой показывает наличие ярко выраженного плато в диапазоне напряжения 0.1—0.3 В. Величина плотности тока насыщения составляет $J \approx 30 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$. Величина J при постоянной температуре коллектора $T_k = 1000 \text{ К} = \text{const}$ для $T_s = 1100 \text{ К}$ составила $2 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$, а для $T_s = 1600 \text{ К}$ — $90 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$. На основе полученных значений токов насыщения без учета обратной эмиссии с коллектора была определена температурная зависимость работы выхода эмиттера. Результаты представлены в таблице.

Анализ приведенных в таблице результатов показывает, что с ростом температуры поверхности барированного графита от 1100 до 1600 К работа выхода возрастает от 2.5 до 3.0 эВ. Это связано с обеднением эмиттирующей поверхности атомами бария.

После изучения вольт-амперных характеристик диод без цезиевого наполнения проработал в режиме преобразования 1000 ч с параметрами $T_s \approx 1300 \text{ К}$, $T_k = 1000 \text{ К}$, $I = 60 \text{ mA}$ и $U = 0.2 \text{ В}$. После 500 и 1000 ч ресурса были сняты контрольные ВАХ, которые совпали с реперными характеристиками с точностью $\pm 5 \%$. Это указывает на стабильность и воспроизводимость параметров диода в течение указанного ресурса.

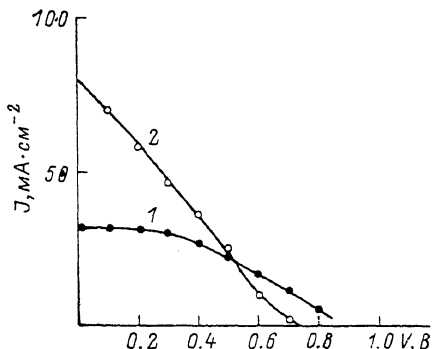


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диода для $T_s = 1500 \text{ К}$ и $T_k = 1000 \text{ К}$ при различных давлениях цезия.

P_{Cs} , Па: 1 — 0, 2 — 3.3.

Типичная ВАХ диода с цезиевым наполнением при $T_s \approx 1500$ К, $T_k = 1000$ К и $P_{Cs} = 3.3$ Па представлена на рис. 1 в виде кривой 2. Из рис. 1 видно, что при появлении в межэлектродном пространстве паров цезия участок насыщения на ВАХ исчезает. Кривая принимает характерный для дугового режима работы цезиевого диода вид. Плотность проходящего через диод тока для **низких** выходных напряжений (0.1—0.3 В) существенно возрастает, а для высоких (0.6—0.8 В) уменьшается.

После изучения выходных параметров диода в режиме преобразования были проведены исследования ВАХ с приложенным между электродами ускоряющим напряжением. Типичные характеристики для $T_s \approx 1300$ К и $T_k = 900$ К представлены на рис. 2. Кривая 1 соответствует очень низкому давлению ($\sim 10^{-6}$ Па) цезия в межэлектродном пространстве диода (темпера-

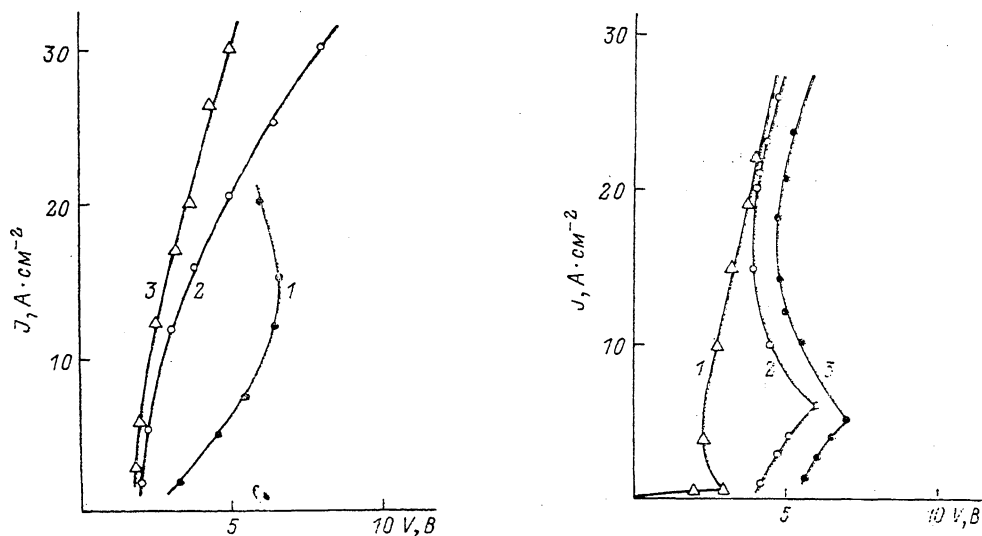


Рис. 2. Зависимость тока от ускоряющего напряжения на коллекторе для $T_s \approx 1300$ К, $T_k = 900$ К при различных давлениях цезия.

P_{Cs} , Па: 1 — 0, 2 — 11, 3 — 11.0 ($T_s = 1500$ К).

Рис. 3. Зависимость тока от ускоряющего напряжения на коллекторе при $T_s \approx 1200$ К, $T_k = 900$ К для различных давлений цезия.

P_{Cs} , Па: 1 — 30.0, 2 — 56.8, 3 — 132.7.

тура термостата с цезием составляет 273 К), а кривая 2 снята при равновесном давлении цезия $P_{Cs} = 11.0$ Па. Сравнение этих кривых показывает, что если для очень низкого давления цезия в межэлектродном пространстве диода величина пробивного напряжения составляет 6.6 В, то для $P_{Cs} = 11.0$ Па она снижается до 2 В. Если при неравновесном давлении цезия поджиг дуги сопровождается снижением ускоряющего напряжения и одновременным ростом тока, то при равновесном давлении цезия с ростом ускоряющего напряжения величина тока непрерывно увеличивается. С ростом температуры эмиттера при неизменном значении давления цезия и ускоряющего коллекторного напряжения плотность тока существенно возрастает. Поджиг дуги происходит практически при тех же величинах ускоряющего напряжения, что и для цезированного графита [4]. Это связано с тем, что при равновесном давлении цезия больше 10 Па эмиттер из барированного пирографита можно рассматривать как катод с пленкой цезия, находящегося в динамическом равновесии с парами рабочего тела.

Типичные характеристики зависимости плотности тока через диод от величины ускоряющего напряжения для $T_s \approx 1200$ К и $T_k = 900$ К при различных давлениях цезия представлены на рис. 3. Как видно, с ростом давления цезия величина потенциала зажигания дуги возрастает. При ускоряющих напряжениях 4—5 В через диод проходит ток 20—30 А·см⁻².

На основании полученных экспериментальных результатов можно сделать заключение, что в плазменном диоде с эмиттером из барированного графита и межэлектродным зазором 1.1 мм при $T_s = 1500$ К с цезиевым наполнением и при ускоряющем напряжении 4—5 В достигнуты плотности тока $I = 25—30$ А·см⁻². Работа выхода барированного графита состава

C_6 Ва с ростом температуры эмиттера от 1100 до 1600 К повышается от 2.5 до 3.0 эВ. В течение 1000 ч наблюдалась стабильная работа диода в режиме преобразования без цезиевого наполнения. Дальнейшее повышение плотности тока в плазменном диоде следует ожидать при использовании в качестве эмиттера барированного графита с фазовым составом, близким к C_6 Ва.

Список литературы

- [1] *Huffmann F. N., Lieb D., Rufeh F.* // Proc. 12th Intersoc. Energy Convers. Eng. Conf. Washington, 1977. P. 1575.
- [2] *Huffmann F. N., Rufeh F.* Development of Advanced Thermionic Converters. World Electro-technical Congress Moscow, 1977. Section 5A. Paper 33.
- [3] *Шербинин П. П.* Термоэмиссионные преобразователи. ВИНТИ АН СССР. Сер. Генераторы прямого преобразования тепловой и химической энергии в электрическую. Т. 6. М., 1981. 115 с.
- [4] *Макаров А. Н., Лям А. Л., Баранов Г. Д.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 12. С. 2522—2525.
- [5] *Каландаришвили А. Г.* Источники рабочего тела для термоэмиссионных преобразователей энергии. М.: Энергоатомиздат, 1986. 184 с.
- [6] *Гвердцители И. Г., Каландаришвили А. Г., Кашия В. Г.* // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1987. Т. 23. № 1. С. 56—58.

Сухумский физико-технический институт
им. И. Н. Векуа

Поступило в Редакцию
27 апреля 1990 г.

05

Журнал технической физики, т. 61, в. 4, 1991

© 1991 г.

ПРЯМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗ СТРУКТУРНЫХ АМПЛИТУД В КРИСТАЛЛАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ ЛАЗЕРОМ

И. В. Поликарпов, В. В. Скадоров

Регистрация интенсивности рефлекса в экспериментах по изучению дифракции рентгеновского излучения в кристаллах позволяет измерить лишь модуль структурной амплитуды. Для получения полной информации о кристаллической структуре необходимо также знать фазу структурной амплитуды. Определение фаз структурных амплитуд является одной из важных проблем в физике дифракции рентгеновских квантов в кристаллах. Известен ряд прямых методов решения этой задачи, таких как метод изоморфного замещения, аномальной дисперсии, многоволновой дифракции, стоячих рентгеновских волн (см. [1⁻⁵] и ссылки в них). Каждый из вышеперечисленных методов имеет свои ограничения, связанные, например, с необходимостью внедрения в кристаллическую структуру тяжелых атомов и во возможностью распыловки не слишком сложных молекулярных структур [5], а также необходимостью использования рентгеновских лучей с энергией выше и ниже резонансных уровней атомов среды, наличия достаточно совершенных динамически рассеивающих объектов. Между тем возможен метод прямого определения фаз структурных амплитуд, не требующий выращивания новых кристаллов или подбора длины волны излучения, который может быть применен как к идеальному, так и к кинематически рассеивающему кристаллам.

В настоящей работе впервые показано, что в кристалле, подверженном воздействию лазерного излучения, возможен принципиально новый метод определения фаз структурных амплитуд. Суть его заключается в измерении фаз амплитуд рассеяния каждого из атомов в элементарной ячейке кристалла.

В самом деле, воздействие лазерного излучения может приводить к когерентному возбуждению оптических колебаний среды и комбинационному рассеянию рентгеновских лучей [6, 7]. В недавнем эксперименте [8] по исследованию влияния лазерного излучения ИК диапазона на дифракцию рентгеновских лучей в кристалле показано, что когерентное возбуждение поперечных оптических фононов эффективно влияет на процессы дифракции, приводя к увеличению интенсивности дифрагирующего излучения. Теория дифракции рентгеновских лучей на таком кристалле может быть построена аналогично тому, как это делается в случае возбуждения в образце высокочастотных волн (см., например, [9]). При этом вы-