

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯЧЕЙКИ ПЛОСКОГО ДИОДА С КАТОДОМ В ВИДЕ РЯДА НИТЕЙ

М. А. Аброян, А. Д. Сусаров, Г. И. Трубников

Диод, состоящий из плоского анода, ряда катодных нитей и отражающего экрана (рис. 1), является весьма распространенной системой, в особенности в мощной электронной аппаратуре. В частности, эта система используется в высоковольтных электронных ускорителях с широким сечением пучка [1-5]. Несмотря на широкое распространение, она тем не менее недостаточно изучена как теоретически, так и экспериментально.

Закон трех вторых, служащий основой расчетов большинства электронных устройств, выполняется лишь для чистых типов геометрии — плоской, цилиндрической и сферической. Характерным для чистой геометрии является сохранение формы распределения плотности тока (в данных случаях она однородна) для любой эквипотенциальной поверхности. Это обстоятельство позволяет при интегрировании уравнения Пуассона выразить плотность заряда непосредственно через полный ток и площадь эквипотенциальной поверхности. Лишь в этом случае результатом решения является распределение потенциала, определяющее

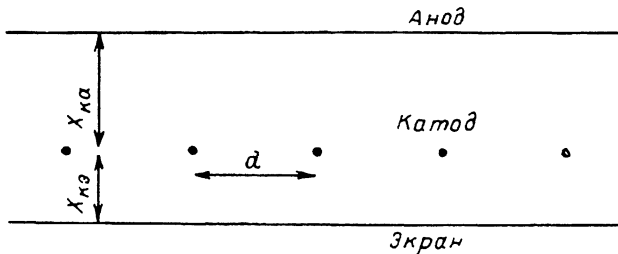


Рис. 1. Схема плоского диода с катодом в виде ряда нитей.

непосредственную зависимость тока от потенциала анода, называемую законом трех вторых. В нашем случае распределение плотности тока по поверхности эмиссии является неоднородным, а форма распределения меняется хотя бы из-за пересечения траекторий [6].

С электронно-технической точки зрения исследуемая система не является диодом в прямом смысле слова, так как в ней имеется третий электрод, оказывающий экранирующее действие на процесс токоотбора. Равенство потенциалов катода и экрана является лишь частным случаем. Выражение для вольт-амперной характеристики должно по аналогии с обычным триодом включать в себя величину разности потенциалов экрана и анода. Поскольку в выражении для эффективного потенциала добавка от экранирования складывается с потенциалом анода необязательно аддитивно, то закон трех вторых может быть нарушен.

Трудность применения в нашем случае численных методов связана с несоизмерностью величин поверхности катода и всей расчетной области. Хотя эта трудность является чисто технической, она не позволяет применить для расчета хорошо отработанные универсальные вычислительные программы.

Относительная простота конфигурации системы побуждает искать способы описания работы диода в виде простых зависимостей, например в виде закона трех вторых с поправкой на геометрию. Так, наиболее часто для расчета плоского диода с нитями используется формула [7]

$$I = k_{\phi} \cdot 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{F_a \text{эфф}}{X_{\text{ка}}^2} \cdot U^{3/2}, \quad (1)$$

где I , U — анодный ток и потенциал; $X_{\text{ка}}$ — расстояние катод—анод (рис. 1); $F_a \text{эфф}$ — эффективная площадь анода, в нашем случае интерпретирующаяся как $2L_k \cdot X_{\text{ка}}$ [8]; k_{ϕ} — коэффициент формы; L_k — длина катодной нити; потенциалы катода и отражающего экрана равны нулю.

В данной работе делается попытка прояснить вопрос о реальной форме вольт-амперных характеристик плоского диода с катодами в виде нитей. Исследовалась ячейка (из ряда нитей лишь одна служила эмиттером) катодной системы высоковольтного ускорителя с широким

сечением пучка. Конкретность задачи определила диапазон исследуемых параметров $X_{ка} = 25-50$ мм, $X_{кэ} = 10-35$ мм при межкатодном расстоянии $d = 25-50$ мм, длине катодной нити $L_k = 110$ мм, диаметре эмиттера 0.5 мм. Ток накала 15 А, при этом температура эмиттера составляла 2200 К, а ток насыщения 2 А. Вольт-амперные характеристики снимались в диапазоне от 100 до 1000 В. При низких (менее 50 В) напряжениях формула (1) не может использоваться, так как при малом отношении анодного тока к току насыщения должны приниматься во внимание разброс электронов по скоростям, протяженность области с тормозящим полем, падение потенциала вдоль эмиттера, магнитное поле проводника с током.

На рис. 2 показана сплошной линией типичная вольт-амперная характеристика диодной ячейки, полученная экспериментально. В данном случае $X_{ка} = X_{кэ} = 35$ мм. Приняв справедливость закона трех вторых, мы вправе построить параболу с показателем степени 1.5 через любую экспериментальную точку. Две таких параболы показаны на рисунке штриховыми линиями. Верхняя кривая опирается на значения $U = 1000$ В, $I = 280$ мА, нижняя соответ-

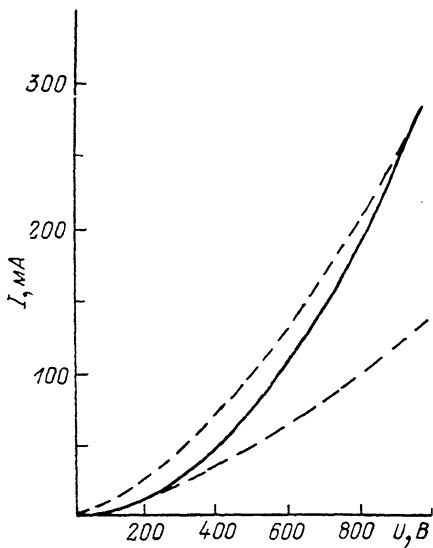


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика диода с катодом в виде ряда нитей.

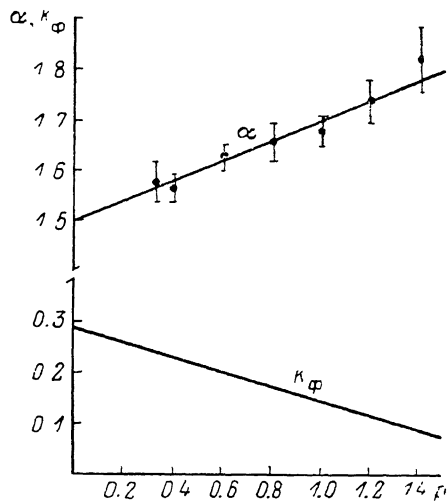


Рис. 3. Зависимость показателя степени α и коэффициента формы K_ϕ от параметра $p = X_{ка}/d$.

ствует значениям $U = 200$ В, $I = 12$ мА. Величины коэффициента K_ϕ для этих случаев различаются примерно вдвое.

Эмпирическая формула для снятых вольт-амперных характеристик искалась в виде параболы

$$I = CU^\alpha. \quad (2)$$

Для каждой геометрии снимался набор вольт-амперных характеристик эти данные подвергались статистической обработке, при этом находились значения показателя степени α и коэффициента C . Далее искались зависимости этих величин от параметра $X_{кэ}$ при различных $X_{ка}$.

Оказалось, что с достаточной степенью точности зависимость показателя степени α от параметра $p = X_{ка}/d$ интерпретировать как линейную

$$\alpha = 1.5 + 0.2p \quad (3)$$

независимо от $X_{ка}$.

Соответствующие зависимости коэффициента C в формуле (2) также оказались линейными с отрицательным наклоном в пределах $0 < p \leq 1.5$. При этом уже существует зависимость от $X_{ка}$, очень близкая к обратной пропорциональной. Поскольку обратная пропорциональность от $X_{ка}$ характерна и для привычного выражения (1), то запишем аналогично полученную нами эмпирическую формулу

$$I = K_\phi \cdot 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{2L_v}{X_{ка}} U^\alpha, \quad (4)$$

$$K_{\phi} = 0.29 (1 - 0.5p), \quad (5)$$

а α представлен в выражении (3).

Формулы (3) и (5) иллюстрируются рис. 3.

Характеризуя точность полученной формулы, следует указать, что погрешности измерений были заметны, в особенности из-за тепловых эффектов. И хотя эти погрешности компенсировались достаточной статистикой, получить достоверные зависимости α и K_{ϕ} от $X_{\text{ка}}$ не удалось, хотя они, возможно, существуют. По этой же причине мы ограничились линейными приближениями для зависимостей этих коэффициентов от p . В целом мы оцениваем точность формулы (4) как 10—15 %. Однако ясно, что рекомендуемая формула гораздо точнее ранее употреблявшейся формулы (1), не говоря о том ее преимуществе, что коэффициент K_{ϕ} в ней выражается через геометрические параметры системы.

Авторы благодарны А. В. Кожину за плодотворное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Farrel S. R., Demeter L. L., Woods P. S. Пат. 3863163 (США). Broad beam electron gun. 8 p.
- [2] Федоров В. И., Шантурич Л. П. // ПТЭ. 1976. № 1. С. 153—155.
- [3] Hant W. // IEEE Trans. Electron Devices. 1975. Vol. ED-22. N 11. P. 1010—1013.
- [4] Аброян М. А., Богомазов П. М., Зверев С. Ф. и др. // ПТЭ. 1982. № 5. С. 28—29.
- [5] Аванесян В. С., Дутов А. И., Лелю Ю. В. и др. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 8. С. 1827—1829.
- [6] Аброян М. А., Трубников Г. И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 129—134.
- [7] Кацман Ю. А. Электронные лампы. М.: Высшая школа, 1979.
- [8] Царев Б. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М.: Госэнергиздат. 1961.

Поступило в Редакцию
6 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
28 марта 1990 г.

ЗАТОПЛЕННЫЕ ВОЛНОВОДЫ В СТЕКЛЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ СТИМУЛИРОВАННЫМ ИОННЫМ ОБМЕНОМ

С. Ш. Геворкян, Г. А. Багдасарян

В настоящее время для изготовления интегрально-оптических (ИО) волноводов в стекле путем твердотельной диффузии в основном используется серебро [1, 2]. Хотя основные противоречия, возникающие при твердотельной электродиффузии серебра, установлены и преодолимы [1], все еще остается проблемой изготовление волноводов, затопленных на относительно большую (более 10 мкм) глубину. В предлагаемой работе рассматривается возможность изготовления затопленных ИО волноводов на основе электрически стимулированного ионного обмена меди в фотопластину. Диффузия меди в стекле, содержащей щелочноземельные элементы, носит заторможенный характер. Объясняется это тем, что ионы меди не могут диффундировать по вакансиям указанных элементов [3, 4]. Заторможенная диффузия и низкое значение коэффициента диффузии меди позволяют изготовить ИО волноводы, параметры (глубина диффузии, коэффициент распространения) которых не изменяются, когда они работают при высоких температурах.

Известно, что затопленные волноводы позволяют относительно легко и эффективно решить вопросы стыковки с оптическими волокнами, если ИО волновод имеет симметричный профиль показателя преломления. Кроме того, из-за концентрации поля вдали от поверхности уменьшаются потери, обусловленные поверхностным рассеянием. При затоплении волноводов на небольшую глубину отпадает необходимость применения буферных слоев между тонкопленочным нагревателем и волноводом в термооптических устройствах. В настоящее время затопленные в стекле волноводы получают с помощью двух последовательных процессов ионного обмена [1]. Такой подход пригоден в основном для многомодовых волно-