

ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ЗАПОЛНЕНИЯ ЭЛЕКТРОНАМИ МЕТАЛЛА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СЛОЯ ФОТОКАТОДА

М. В. Владимиров¹, С. М. Полозов², В. И. Ращиков³

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Разработан подход, позволяющий описывать заполнение электронами металлической подложки предварительно обедненного полупроводникового слоя фотокатода. Получены аналитические зависимости распределения концентрации электронов в полупроводниковом слое $n(z, t)$, а также временные зависимости заряда последнего $q(t)$. Найдены параметры аналитической модели, при которых зависимость $q(t)$ соответствует спадающей части заряда полупроводникового слоя для численного моделирования.

An approach that allows one to describe the filling of a semiconductor layer of a photocathode with metal electrons has been developed. Analytical dependences of the distribution of the electron concentration in the semiconductor layer $n(z, t)$ and its charge $q(t)$ are obtained. Parameters of the analytical model for which the dependence $q(t)$ corresponds to the falling part of the charge of the semiconductor layer from numerical simulation are found.

PACS: 29.20.Ej; 29.27.Ac; 85.60.Na

ВВЕДЕНИЕ

Высокочастотные (ВЧ) фотопушки в настоящее время являются основными поставщиками электронных сгустков с большим зарядом (сотни пикокулон – единицы нанокулон), малым поперечным эмиттансом ($\varepsilon < 1$ мм · мрад) и узким энергетическим спектром ($\delta W/W < 1\%$). Возможность достижения названных параметров делает ВЧ-фотопушки распространенным решением при проектировании современных источников СИ, коллайдеров, ЛСЭ и плазменных ускорителей. Существенную роль при получении высококачественных электронных пучков играет фотокатод. Современные фотокатоды, как правило, структурно представлены тонким слоем полупроводника с высоким квантовым выходом и металлической подложкой [1].

Фотокатод в PITZ (Photo Injector Test facility at DESY in Zeuthen) организован тем же образом, представляя собой тонкую пленку Cs_2Te (полупроводник p -типа),

¹E-mail: MVLadimirov@mephi.ru

²E-mail: SMPolozov@mephi.ru

³E-mail: VIRashchikov@mephi.ru

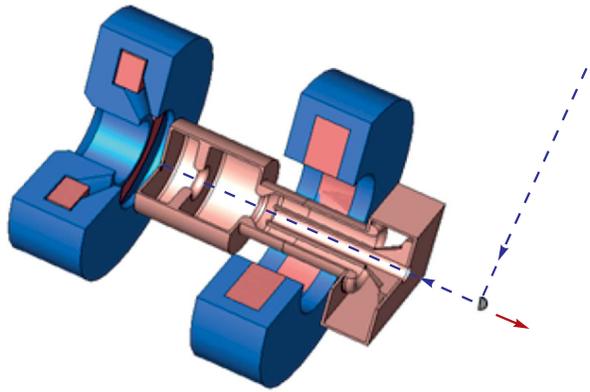


Рис. 1. Модель фотопушки PITZ, которая представляет собой работающий на π -типе колебаний резонатор с 2 связанными ячейками ($\nu = 1,3$ ГГц, длина $1,6\lambda$). Фотокатод — на левом торце, где $E_{\max} = 60$ МВ/м [2, 3]

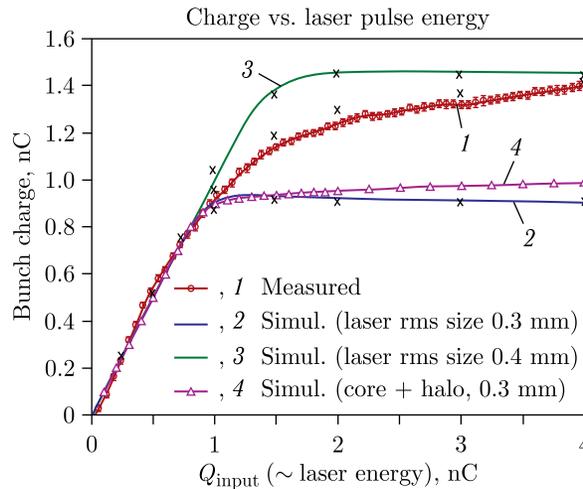


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Эмиссионные кривые фотопушки PITZ, крестами обозначены точки, соответствующие моделированию с учетом динамически изменяющегося заряда полупроводникового слоя [2, 3]

нанесенную на подложку Мо. Толщина пленки теллура варьируется в пределах от 5 до 15 нм, а цезия — от 20 до 80 нм, так что суммарная толщина фотокатода не превышает 100 нм. Модель фотопушки с основными ее параметрами приведена на рис. 1 [2, 3].

Эмиссионные кривые этой пушки представлены на рис. 2. Если в линейной области эмиссионной кривой результаты хорошо согласуются, то при большом заряде в сгустке, когда ток ограничен пространственным зарядом, экспериментальная и расчетная кривые, полученные с использованием кода ASTRA [4], расходятся существенно. Синяя (2) и пурпурная (4) кривые получены кодом ASTRA при равномерном

распределении плотности лазерного импульса в пятне радиусом 0,3 мм и плотном ядре и гало на периферии. Соответствующая этому случаю экспериментальная кривая показана красным цветом (1).

Явное несогласие было успешно устранено в работах [2, 3] путем модернизации модели фотоэмиссии. Анализ процессов дрейфа и диффузии зарядов в полупроводниковом слое фотокатода показал, что поскольку последний находится в сильном электрическом поле, фотоэлектроны быстро покидают область полупроводника, а диффузионный ток с металлической подложки за время импульса (\sim пикосекунды) не успевает компенсировать образующийся в нем положительный заряд. Таким образом, в полупроводниковом слое образуется динамически меняющийся положительный заряд

$$q(t) = q_+ \exp(-t/\tau), \quad (1)$$

который необходимо учитывать при расчетах. Параметр $\tau \approx 4$ пс в формуле (1) выбирался из условия совпадения расчета с одной из точек на экспериментальной кривой и фиксировался в дальнейших расчетах как константа для данного материала катода.

Необходимость на качественном и количественном уровне интерпретировать эту полуэмпирическую зависимость послужила основанием для разработки подхода к описанию заполнения электронами металла полупроводникового слоя фотокатода.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Заполнение предварительно обедненного полупроводникового слоя фотокатода электронами металла рассматривается как результат двух процессов: диффузии и дрейфа. Описание проводится с рядом упрощений:

- 1) одномерность задачи: координата z соответствует направлению роста фотокатода;
- 2) электрическое поле внутри полупроводникового слоя однородно и стационарно;
- 3) отсутствие влияния дырок на движение электронов;
- 4) отсутствие генерации и рекомбинации электронов в полупроводниковом слое.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Уравнение дрейфа-диффузии с учетом указанных допущений принимает вид

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \mu E \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{\partial n}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

где $n(z, t)$ — концентрация электронов вдоль полупроводникового слоя; D и μ — коэффициент диффузии и подвижность электронов, а E — напряженность электрического поля внутри полупроводника.

Концентрацию электронов на левой границе полупроводникового слоя в ходе заполнения последнего можно считать постоянной на характерных для данной зада-

чи временных масштабах¹. Учет тока фотоэмиссии в простейшем случае приводит к необходимости выбора условия второго рода на правой границе. Начальная концентрация электронов полагается нулевой, что соответствует полному обеднению. С дополнением уравнения (2) граничными и начальными условиями получена задача дрейфа-диффузии²:

$$\begin{cases} Dn'' + \mu En' - \dot{n} = 0, \\ n(0, t) = n_0, \\ n'(a, t) = -k \frac{n_0}{a}, \\ n(z, 0) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

С помощью метода собственных функций и преобразования Лапласа получено выражение для концентрации электронов вдоль полупроводникового слоя:

$$n(z, t)/n_0 = 1 - e^{-A\xi} \left[\frac{k}{A} e^{2A} \sinh(A\xi) + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{-\gamma_n + k \sin \gamma_n e^A}{A^2 - A + \gamma_n^2} \sin(\gamma_n \xi) e^{-(A^2 + \gamma_n^2)\tau} \right], \quad (4)$$

где γ_n — положительные корни уравнения $\gamma = A \tan \gamma$, $A = \mu Ea/2D$ — безразмерный параметр задачи, указывающий на степень «возмущения» решения относительно задачи диффузии ($A = 0$), а $\xi = z/a$ и $\tau = Dt/a^2$ — безразмерные координата и время. Иллюстрация формулы (4) приведена на рис. 3.

Интегрированием выражения для концентрации получено выражение для электронного заряда полупроводникового слоя:

$$Q_e(t)/eSn_0a = 1 - \frac{k}{2A^2} e^A (A e^A - \sinh A) + \frac{1}{A} \sum_{n=1}^{+\infty} \sin 2\gamma_n \frac{(1 - 2 \cos \gamma_n e^{-A})}{A^2 - A + \gamma_n^2} (-\gamma_n + k \sin \gamma_n e^A) e^{-(A^2 + \gamma_n^2)\tau}. \quad (5)$$

Иллюстрация выражения (5) приведена на рис. 4.

На рис. 5 синим цветом (1) обозначена временная зависимость заряда полупроводникового слоя, «примирившая» эмиссионные кривые, полученные из эксперимента и численного моделирования [2, 3], а красным (2) — полученная из построенной модели, неизвестные параметры для которой найдены методом наименьших квадратов.

¹Строго говоря, изменение заряда полупроводникового слоя приводит к изменению разности потенциалов на границе металл-полупроводник, что определяет величину и направление тока через контакт металл-полупроводник.

²Градиент концентрации на правой границе выбран в таком виде для более краткой записи решения задачи.

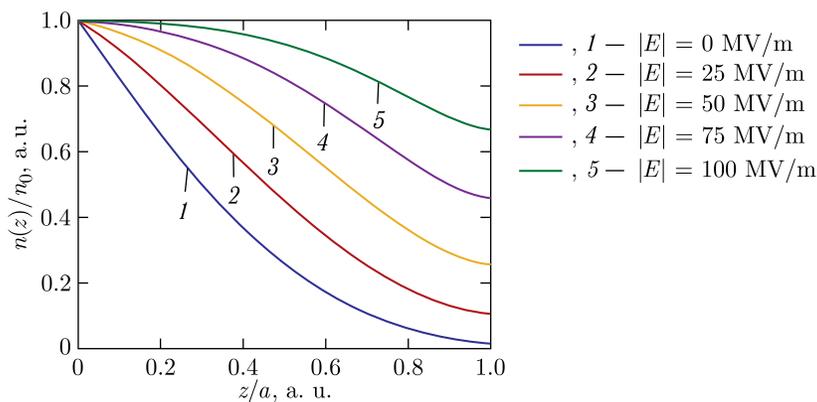


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Распределение концентрации электронов вдоль полупроводникового слоя в зависимости от напряженности электрического поля при $t = 10$ пс: $\mu = 1 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $a = 100 \text{ нм}$, $D = 1 \text{ см}^2/\text{с}$, $k = 10^{-3}$

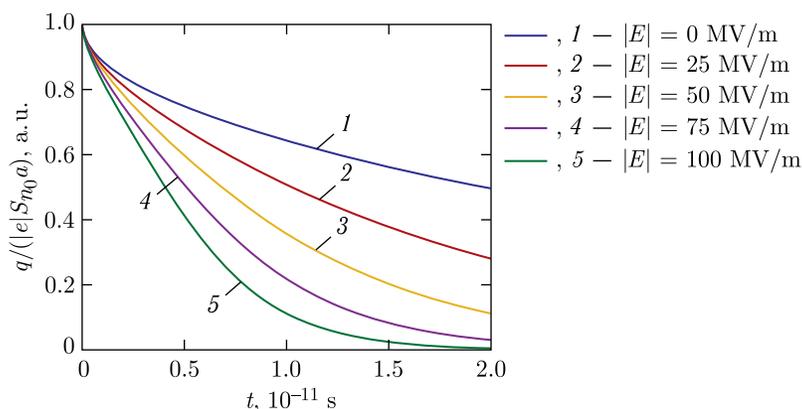


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Временная зависимость заряда полупроводникового слоя ($q(t) = Q_e(t) - eS n_0 a$) при различных значениях напряженности электрического поля: $\mu = 1 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $a = 100 \text{ нм}$, $D = 1 \text{ см}^2/\text{с}$, $k = 0$

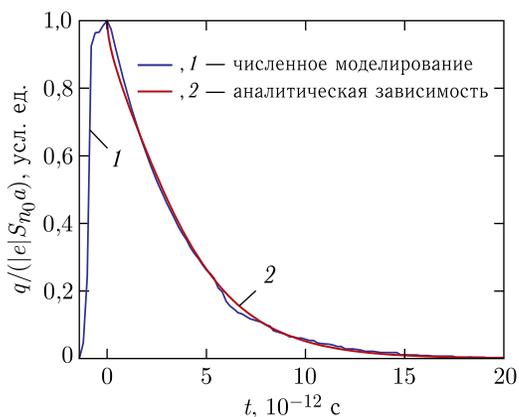


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Соответствие предложенного подхода численному моделированию и эксперименту. Параметры модели: $\mu = 2,2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $D = 2,0 \text{ см}^2/\text{с}$ (получены с использованием метода наименьших квадратов), $a = 100 \text{ нм}$, $E = -60 \text{ МВ/м}$ (параметры фотокатода), $k = 10^{-4}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученная зависимость $Q_e(t)$ не только объясняет ранее введенную динамическую зависимость заряда полупроводникового слоя для фотоинжектора PITZ, но также позволяет определять характерные времена, за которые электроны металлической подложки будут заполнять до заданного уровня предварительно обедненный полупроводниковый слой фотокатода.

Описанный подход потенциально позволяет проводить оценку неизвестных параметров, используемых в модели, таких как подвижность носителей, «средняя» напряженность электрического поля внутри полупроводника, коэффициент диффузии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Teichert J. et al.* Report on Photocathodes. CARE Report-05-028-PHIN. 2004.
2. *Polozov S. M., Rashchikov V. I., Krasilnikov M. I.* An Improved Model for Photoemission of Space Charge Dominated Picosecond Electron Bunches: Theory and Experiment // Proc. of the 12th Intern. Part. Accel. Conf. (IPAC'21), Campinas, Brazil, May 2021. P. 2829–2832; doi:10.18429/JACoW-IPAC2021-WEPAB101.
3. *Krasilnikov M., Polozov S. M., Rashchikov V. I.* Photoemission of Picosecond Electron Bunches with Large Charge in RF Guns // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84, No. 11. С. 1881–1885.
4. *Floettmann K.* ASTRA Particle Tracking Code. <https://www.desy.de/~mpyflo/>

Получено 18 ноября 2022 г.