01;06

Теоретические принципы работы полупроводникового детектора, основанного на $p{-}n$-переходе

© Л.А. Бакалейников, Е.Ю. Флегонтова, К.Ю. Погребицкий, И.В. Еремин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: fl.xiees@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 25 февраля 2004 г.)

Проведен расчет собранного заряда, возникающего в полупроводниковом детекторе $p^+{-}n{-}n^+$-типа при взаимодействии с моноэнергетическим пучком электронов при энергиях в диапазоне 7–25 keV. Генерация электронно-дырочных пар (ЭДП) рассчитана на основе метода Монте-Карло. В рамках диффузионно-дрейфовой модели получено аналитическое выражение для вклада генерированных ЭДП в регистрируемый сигнал. Показано, что потери заряда на рекомбинацию в процессе транспорта заметно влияют на форму детектируемого сигнала. Сравнение моделированных энергетических спектров с экспериментально измеренными демонстрирует хорошее совпадение результатов. Таким образом, развиты основы теоретического подхода, позволяющего рассчитывать рабочие характеристики полупроводниковых детекторов, и на основе этого проводить оптимизацию их параметров в процессе разработки практически важных полупроводниковых пропорциональных детекторов (ППД) для нужд аналитических методов.

Введение

Современный научно-технологический прогресс предполагает основное развитие инструментов контроля и регистрации базовых явлений именно в области разработки способов диагностики различных излучений. Прикладной выход таких разработок огромен — от экологического мониторинга состояния окружающей среды через контроль радиационно-опасных производств до проблем сверхтонкого инструментального и научно-аналитического приборостроения, а также диагностического медицинского оборудования.

Существенным аспектом в обозначенной проблеме является разработка именно детекторов ионизирующих излучений в качестве конкретного продукта, позволяющего реализовать различные физические методы мониторинга и диагностики.

Заметное место в ряду детекторов, основанных на различных физических явлениях, занимают полупроводниковые пропорциональные детекторы, или ППД. Этот тип детекторов является наиболее перспективным (по сравнению с газонаполненными детекторами, канальными умножителями, либо сцинтилляционными детекторами) по следующим основным причинам: 1) малость размера активной области, 2) возможность интеграции в единый полупроводниковый чип с регистрирующим трактом, 3) возможность обеспечения позиционной чувствительности с помощью создания детектирующих элементов на основе их сегментации и на основе планарной кремниевой технологии.

В частности, особый интерес вызывает использование ППД в современных методах диагностики твердого тела, где информация об исследуемых объектах извлекается из анализа распределения электронов, эмитированных с поверхности образца. Это такие методы, как EXAFS/XANES спектроскопия [1], оже-электронная спектроскопия и рентгено-фотоэлектронная спектроскопия [2], метод стоячих рентгеновских волн [3] и прочие методы диагностики [4–7]. Однако на сегодня в литературе имеются лишь ссылки на успехи в области приложения ППД к конкретным исследованиям [8,9] и практически отсутствуют сведения о теории взаимодействия электронов с реальной полупроводниковой структурой собственно микрочипа детектора. Таким образом, становится очевидной актуальность заявленной тематики исследований.

Настоящая статья просвящена развитию теоретических принципов работы полупроводникового детектора таких заряженных частиц, как электронов. При этом в условиях жесткой постановки задачи по конкретной структуре ППД обнаружены пути оптимизации условий работы конкретных детекторов. Показано, что практическая оптимизация параметров ППД практически в равной мере зависит как от внутренней структуры активного элемента, так и от внешних условий (в частности, от приложенного напряжения обратного смещения).

Постановка задачи

Принцип действия полупроводниковых детекторов основан на генерации электронно-дырочных пар в $p^+{-}n$-переходе и их собирании при приложенном напряжении обратного смещения. При этом энергия регистрируемых электронов оказывается связанной с величиной электрического сигнала, возникающего на электродах детектора, что в свою очередь является предпосылкой для определения исходного спектра. В связи с этим возникает задача о выявлении зависимости сигнала от параметров детектора и энергии электронов.

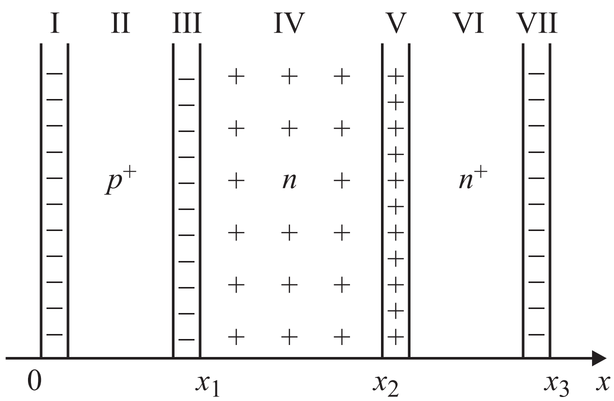

Рис. 1. Структура полупроводникового детектора электронов. $x_1 = 0.1\,\mu$m, $x_2 - x_1 = 300\,\mu$m, $x_3 - x_2 = 0.1\,\mu$m.

В настоящей работе ставится задача численного моделирования процесса генерации сигнала в полупроводниковом детекторе моноэнергетическим электронным пучком. Задача при этом разбивается на два этапа. На первом этапе рассчитывается распределение электронно-дырочных пар, генерированных регистрируемым электроном в детекторе, а на втором — собранный заряд, возникающий в полупроводниковой структуре под действием приложенного обратного смещения.

Моделируемый полупроводниковый детектор [10] представляет собой планарную структуру типа $p^+{-}n{-}n^+$, изготовленную из высокоомного n-кремния (рис. 1). Толщина p^+- и n^+-контактов $\Delta = 1000\,\text{Å}$, толщина n-области $L = 300\,\mu$m. Каждая область легирована примесью одного типа: n- и n^+-области — фосфором, p^+-область — бором. Концентрация легирующей примеси в n^+- и p^+-областях $N_D \approx N_A \sim 10^{19}\,\text{cm}^{-3}$, а в n-области $N_D \sim 10^{12}\,\text{cm}^{-3}$. В рабочем режиме n-область полностью обеднена электронами, что при приведенных выше параметрах полупроводниковой структуры соответствует обратному напряжению на $p^+{-}n$-переходе $U = 80\,$V. При этом через детектор течет темновой ток порядка nA/cm^2. В выбранном для моделирования случае входным окном для детектируемых электронов является n^+-контакт, электронный пучок падает по нормали к поверхности образца.

Моделирование генерации электронно-дырочных пар

Для расчета генерации ЭДП в детекторе необходима информация о распределении электронов падающего пучка. Электронное распределение может быть найдено из кинетического уравнения

$$\Omega\,\mathrm{grad}_{\mathbf{r}}\,\Phi(r,\Omega,E) = \int\limits_{4\pi} \frac{dw_{\mathrm{el}}(E;\Omega',\Omega)}{d\Omega}\,\Phi(r,\Omega',E)d\Omega' - \int\limits_{4\pi} \frac{dw_{\mathrm{el}}(E;\Omega,\Omega')}{d\Omega'}\,d\Omega'\cdot\Phi(r,\Omega,E) + \int\limits_{4\pi}\int\limits_{0}^{E_0-E} \frac{d^2w_{\mathrm{in}}(E+Q,\Omega',E,\Omega)}{dQ\,d\Omega}\,\Phi(r,\Omega',E+Q)d\Omega' dQ - \int\limits_{4\pi}\int\limits_{0}^{E} \frac{d^2w_{\mathrm{in}}(E,\Omega,E-Q,\Omega')}{dQ\,d\Omega'}\,d\Omega' dQ\cdot\Phi(r,\Omega,E). \quad (1)$$

Здесь $\Phi(r,\Omega,E)$ — дифференциальная плотность потока электронов в точке $\mathbf{r}$ с энергией E и направлением движения Ω;

$$\frac{dw_{\mathrm{el}}(E;\Omega,\Omega')}{d\Omega'},\quad \frac{d^2w_{\mathrm{in}}(E,\Omega,E',\Omega')}{dQ\,d\Omega'}$$

— дифференциальные обратные свободные пробеги по упругим и неупругим столкновениям. Уравнение (1) решалось методом Монте-Карло. При этом применялась описанная в [11] модель однократного рассеяния, в которой результат каждого акта взаимодействия электрона с веществом определяется дифференциальными сечениями упругого и неупругого рассеяния. Для определения результатов упругого рассеяния использовалось дифференциальное сечение Мотта. Неупругое взаимодействие электронов с веществом описывается дважды дифференциальным обратным свободным пробегом $d^2w_{\mathrm{in}}(E,\Omega,E',\Omega')/dQ\,d\Omega'$, т.е. вероятностью того, что электрон с энергией E потеряет энергию $Q = E - E'$ и рассеется на угол $\theta = \arccos(\Omega\cdot\Omega')$ на единице длины пути. Дважды дифференциальный обратный свободный пробег может быть найден на основе данных о диэлектрической проницаемости вещества [12–14]. Описание процедуры расчета этой величины, как и разработанного нами алгритма розыгрыша результатов неупругого взаимодействия, позволяющего существенно сэкономить вычислительные ресурсы, приведено в [15]. Полученные нами на основании расчетов данные о дифференциальных сечениях упругого и неупругого взаимодействия могут быть найдены в электронном архиве [16].

Распределение по глубине генерированных электронным пучком ЭДП находилось в нескольких моделях. В первой, самой грубой, модели считалось, что вся потерянная в неупругом столкновении энергия идет на образование ЭДП. При этом распределение ЭДП рассчитывалось по формуле

$$\rho(\mathbf{r}) = \int\limits_{4\pi}\int\limits_{0}^{E_0} \beta(E)\,\Phi(r,\Omega,E)\,dE\,d\Omega/\Delta E_{\mathrm{eh}}, \quad (2)$$

где

$$\beta(E) = \int\limits_{4\pi} \int\limits_{0}^{E} \frac{d^2 w_{\text{in}}(E, \Omega, E - Q, \Omega')}{dQ\, d\Omega'}\, Qd\, Qd\Omega',$$

ΔE_{eh} — средняя энергия образования ЭДП.

Вторая модель учитывала транспорт рожденных в процессе неупругого столкновения вторичных электронов. Траектория всего каскада вторичных электронов прослеживалась до тех пор, пока их энергия превышала заданное значение энергии обрезки E_c. При этом предполагалось, что в точке обрыва траектории оставшаяся у электрона энергия полностью идет на образование электронно-дырочных пар со средней энергией генерации ΔE_{eh}.

В третьей модели, как и во второй, прослеживались траектории всех электронов, но при этом считалось, что каждое неупругое взаимодействие приводит к образованию одной электронно-дырочной пары в точке взаимодействия.

Распределение плотности генерированных ЭДП по глубине при значениях энергии пучка $E_0 = 7$ и $20\,\text{keV}$ и энергии обрезки $E_c = 10\,\text{eV}$ в различных моделях приведены на рис. 2. Легко видеть, что все описанные подходы дают одинаковую форму распределения генерированных ЭДП по глубине.

Это означает, что детальный учет каскада вторичных электронов и переноса переданной им энергии не является необходимым при расчете распределения генерированных ЭДП. Этот факт в свою очередь дает возможность использовать в расчетах первую модель, позволяющую существенно сэкономить время вычислений.

Помимо расчета распределения ЭДП по глубине представляет интерес и моделирование распределения электронов по потерянной энергии, поскольку эта зависимость связана с экспериментально исследованной

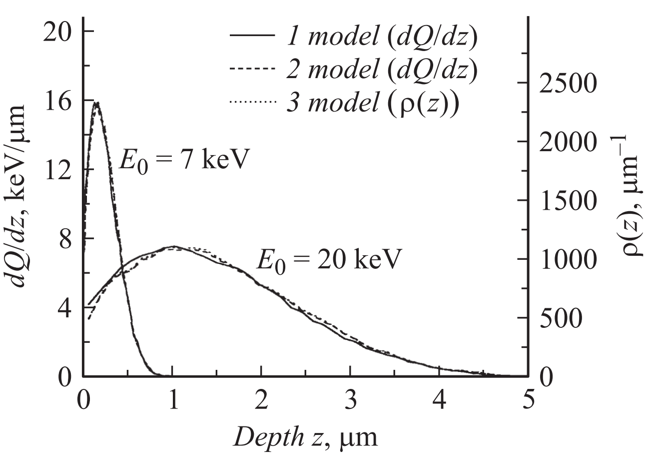

Рис. 2. Распределение потерянной энергии по глубине dQ/dz и плотность генерации ЭДП $\rho(z)$ при энергиях пучка 7 и 20 keV.

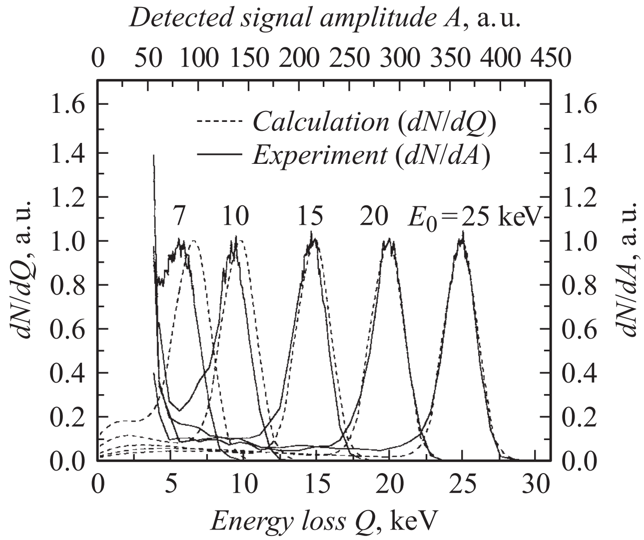

Рис. 3. Сравнение экспериментально измеренного спектра при облучении детектора моноэнергетическим электронным пучком в диапазоне энергий 7–25 keV с результатами моделирования при учете вклада в сигнал ЭДП, генерированных в области объемного заряда.

характеристикой детектора — распределением импульсов напряжения, эквивалентных собранному заряду, по амплитуде. Известно, что это распределение в случае пропорциональности собранного заряда энергии регистрируемой частицы эквивалентно энергетическому спектру регистрируемых электронов.

Считая, что вся потерянная электроном энергия идет на образование ЭДП и все генерируемые в области объемного заряда ЭДП дают вклад в сигнал, можно рассчитать наблюдаемое распределение. Для сравнения с результатами эксперимента рассчитанные зависимости сворачивались с экспериментально измеренной аппаратной функцией измерительного тракта. Теоретические и экспериментальные кривые для нескольких энергий электронного пучка приведены на рис. 3. Видно, что при больших значениях энергии пучка расчетная и экспериментальная зависимости практически совпадают, однако уменьшение энергии приводит к рассогласованию положений пиков распределений. Это связано с грубостью учета вклада генерируемых электронным пучком ЭДП в сигнал. Для более детального учета этого вклада необходимо рассмотреть транспорт носителей заряда в детекторе.

Моделирование транспорта носителей заряда в детекторе

Вклад электронно-дырочной пары, генерированной на некоторой глубине, в регистриуемый сигнал определяется решением системы уравнений, описывающих перенос носителей заряда в рассматриваемой структуре в диффузионно-дрейфовом приближении. Эта система включает уравнение Пуассона для электрического поля, уравнения непрерывности для концентраций электронов и дырок, а также выражения для токов носителей заряда и рекомбинации.

Выберем ось координат по нормали к поверхности детектора, начало координат $x = 0$ зафиксируем на границе p^+-области с металлическим электродом. Обозначим координату границы p^+- и n-областей x_1, координату границы n- и n^+-областей — x_2, а координату границы n^+-области с металлическим электродом — x_3 (рис. 1). Распределение концентраций для электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ находится из уравнений непрерывности

$$\frac{1}{e}\cdot\frac{\partial j_p}{\partial x} + R = g, \tag{3}$$

$$\frac{1}{e}\cdot\frac{\partial j_n}{\partial x} + R = -g, \tag{4}$$

где потоки электронов и дырок в диффузионно-дрейфовом приближении имеют стандартный вид

$$\frac{1}{e}\, j_p = -\mu_p \frac{d\varphi}{dx}\, p - D_p \frac{\partial p}{\partial x}, \tag{5}$$

$$\frac{1}{e}\, j_n = -\mu_n \frac{d\varphi}{dx}\, n + D_n \frac{\partial n}{\partial x}. \tag{6}$$

Здесь μ_n, μ_p, D_n, D_p — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок. Скорость рекомбинации неравновесных носителей R через одиночный примесный уровень в приближении Шокли–Рида–Холла [17] описывается выражением

$$R = \frac{(pn - p_0 n_0)}{\tau_{0p}(n + n_1) + \tau_{0n}(p + p_1)}, \tag{7}$$

где p_0, n_0 — термодинамически равновесные концентрации электронов и дырок; $\tau_{0n} = 1/\alpha_n N_t$, $\tau_{0p} = 1/\alpha_p N_t$, α_n, α_p — коэффициенты захвата электронов и дырок на примесный уровень; N_t — концентрация примеси; $n_1 = n_0(1 - f_0)/f_0$, $p_1 = p_0 f_0/(1 - f_0)$, f_0 — равновесная вероятность заполнения примесного уровня электронами.

Скорость генерации электродов и дырок внешним излучением g положим равной

$$g = G\cdot\delta(x - x_0), \tag{8}$$

где G — плотность генерации носителей в плоскости $x = x_0$, имеющая размерность потока, т.е. будем оценивать вклад в сигнал от стационарного точечного источника, расположенного на глубине x_0.

Распределение потенциала $\varphi(x)$ описывается уравнением Пуассона

$$-\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}\,(p + p_t - n - n_t), \tag{9}$$

где p_t — концентрация положительно заряженных доноров (связанных дырок), n_t — концентрация отрицательно заряженных акцепторов.

В рассматриваемой структуре в p^+-области $n_t{\approx}N_A{\sim}10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $p_t{\approx}0$, в n-области $p_t{\approx}N_D{\sim}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $n_t \approx 0$ и, наконец, в n^+-области $p_t \approx N_D \sim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $n_t \approx 0$.

Рассматриваемая система уравнений (3)–(9) является системой шестого порядка и требует для своего решения 6 граничных условий. На поверхностях раздела металл-полупроводник $x = 0$ и $x = x_3$ (границы детектора и металлических электродов) потоки неосновных носителей положим равными нулю

$$j_p(0) = 0, \qquad j_n(x_3) = 0. \tag{10}$$

Потоки основных носителей будем считать малыми по сравнению с потоками термоэмиссии, что дает

$$p(0) = p_s, \qquad n(x_3) = n_s, \tag{11}$$

где p_s, n_s — равновесные концентрации носителей заряда на границах с металлическими электродами, которые связаны с контактными разностями потенциалов U_1, U_4 на границах $x = 0$, $x = x_3$ соотношениями [18]

$$p_s = p_0 \exp(U_1/kT), \qquad n_s = n_0 \exp(-U_4/kT). \tag{12}$$

Для потенциала должны выполняться граничные условия

$$\varphi(0) = 0, \qquad \varphi(x_3) = U + \sum_{k=1}^{4} U_k, \tag{13}$$

где U — приложенное внешнее напряжение, U_k — контактные разности потенциалов на границах областей.

На внутренних границах областей $x = x_1$, $x = x_2$ будем требовать непрерывности потенциала, напряженности поля, концентраций и токов.

Для решения системы (3)–(13) применим стандартный подход [19]. Разобьем полупроводник на области объемного заряда (I, III, IV, V, VII) и квазинейтральные области (II, VI) (рис. 1). В таком разбиении учтено, что при приложенном обратном внешнем напряжении $U = 80\,\mathrm{V}$ n-область полностью обеднена электронами.

Полагая, что внешняя генерация носителей заряда мала и влиянием тока на распределение потенциала можно пренебречь, найдем потенциал в приближении обедненного (обогащенного) слоя: область I $(0 < x \le d_0^+)$

$$\Psi(x) = \frac{1}{2L_p^2}\,(x - d_0^+) + \frac{eU_1}{kT}, \quad d_0^+ = L_p\sqrt{-2U_1 e/kT}; \tag{14}$$

область II $(d_0^+ < x \le x_1 - d_1^-)$

$$\Psi(x) = \Psi(d_0^+) = eU_1/kT; \tag{15}$$

область III $(x_1 - d_1^- < x \le x_1)$

$$\Psi(x) = \frac{1}{2L_p^2}\left(x - (x_1 - d_1^-)\right)^2 + eU_1/kT,$$

$$d_1^- = \frac{(x_2 - x_1)}{1 + p_0/n_0^+} \cdot \left\{ \frac{n_0}{n_0^+} - 1 \right.$$

$$\left. + \sqrt{\left(\frac{n_0}{n_0^+} - 1\right)^2 - \left(\frac{1}{p_0} + \frac{1}{n_0^+}\right)\left(\frac{n_0^2}{n_0^+} - n_0 - \frac{\varepsilon}{2\pi e} \cdot \frac{(U + U_2 + U_3)}{(x_2 - x_1)^2}\right)} \right\}; \tag{16}$$

область IV $(x_1 < x < x_2)$

$$\Psi(x) = -\frac{1}{2L_n^2}(x - x_2)^2 + \frac{1}{L_{n^+}^2} d_2^+(x - x_2)$$

$$-\frac{1}{2L_{n^+}^2}(d_2^+)^2 + e\left(U + \sum_{k=1}^{3} U_k\right) \Big/ kT; \tag{17}$$

область V $(x_2 \le x < x_2 + d_2^+)$

$$\Psi(x) = -\frac{1}{2L_{n^+}^2}\left(x - (x_2 + d_2^+)\right)^2 + e\left(U + \sum_{k=1}^{3} U_k\right)\Big/ kT,$$

$$d_2^+ = \frac{p_0}{n_0^+} d_1^- - \frac{n_0}{n_0^+}(x_2 - x_1); \tag{18}$$

область VI $(x_2 + d_2^+ \le x < x_3 - d_3^-)$

$$\Psi(x) = e\left(U + \sum_{k=1}^{3} U_k\right)\Big/ kT; \tag{19}$$

область VII $(x_3 - d_3^- \le x < x_3)$

$$\Psi(x) = -2\ln\left(\cos\left(\frac{1}{\sqrt{2}L_{n^+}}\left(x - (x_3 - d_3^-)\right)\right)\right)$$

$$+ e\left(U + \sum_{k=1}^{3} U_k\right)\Big/ kT,$$

$$d_3^- = \sqrt{2}\, L_{n^+} \arccos\left(\exp(-eU_4/2kT)\right). \tag{20}$$

Здесь $\Psi(x)$ — безразмерный потенциал, связанный с $\varphi(x)$ соотношением

$$\Psi(x) = e\varphi(x)/kT, \quad L_p = \left(\frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 p_0}\right)^{1/2},$$

$$L_n = \left(\frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 n_0}\right)^{1/2}, \quad L_{n^+} = \left(\frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 n_0^+}\right)^{1/2}.$$

При выводе этих выражений считалось, что контактные разности потенциалов на границах с металлическими электродами $U_1 < 0$, $U_4 < 0$. Как показывают оценки, эти предположения не вносят сколько-нибудь заметных ошибок в конечный результат. Заметим, что в оставшейся системе для концентраций и токов носителей заряда в слоях объемного заряда объемной рекомбинации можно пренебречь из-за малости времени пролета носителей по сравнению со временем жизни.

В области квазинейтральности II для рекомбинационного члена можно воспользоваться приближением

$$R = \frac{n - n_0}{\tau_n}, \tag{21}$$

где τ_n — время жизни неравновесных электронов, n_0 — равновесная концентрация электронов.

Аналогичная ситуация имеет место и в области квазинейтральности VI. Здесь рекомбинационный член аппроксимируется выражением

$$R = \frac{p - p_0}{\tau_p}. \tag{22}$$

Таким образом, во всех областях система уравнений для определения токов и концентраций оказывается линейной.

В дальнейшем нас будет интересовать сигнал, возникающий в детекторе при генерации ЭДП, т. е. разность токов через детектор при наличии и в отсутствие генерации. В силу линейности системы для токов и концентраций разность решений при $G \ne 0$ и $G = 0$ удовлетворяет системе уравнений (3)–(6) с рекомбинационным членом

$$R = \begin{cases} 0 & x \in [d_0^+, x_1 - d_1^-] \cup [x_2 + d_2^+, x_3 - d_3^-], \\ n/\tau_n & x \in [d_0^+, x_1 - d_1^-], \\ p/\tau_p & x \in [x_2 + d_2^+, x_3 - d_3^-] \end{cases} \tag{23}$$

и однородными краевыми условиями

$$j_p(0) = 0, \qquad j_n(x_3) = 0.$$

$$p(0) = 0, \qquad n(x_3) = 0. \tag{24}$$

Для решения этой системы заметим, что в областях объемного заряда токи $j_n(x)$, $j_p(x)$ остаются постоянными. В плоскости $x = x_0$ условия генерации (8) приводят к скачку значений тока

$$j_p\big|_{x_0+0} - j_p\big|_{x_0-0} = eG, \quad j_n\big|_{x_0+0} - j_n\big|_{x_0-0} = -eG. \tag{25}$$

Распределение концентрации при этом легко найти интегрированием уравнений (5), (6), что дает

$$n(x) = \left(n(x_b^i)\exp\left(-\Psi(x_b^i)\right)\right.$$

$$\left. + \frac{j_n^i}{eD_n}\int_{x_b^i}^{x} \exp\left(-\Psi(\xi)\right) d\xi\right) \exp\left(\Psi(x)\right), \tag{26}$$

$$p(x) = \left(p(x_b^i)\exp\left(\Psi(x_b^i)\right)\right.$$

$$\left. - \frac{j_p^i}{eD_p}\int_{x_b^i}^{x} \exp\left(\Psi(\xi)\right) d\xi\right) \exp\left(-\Psi(x)\right). \tag{27}$$

Здесь x меняется внутри каждой из выделенных областей объемного заряда; x_b^i — граничная точка этой же области; j_n^i, j_p^i — значения токов в ней. В области квазинейтральности II система уравнений для концентрации и токов неосновных носителей n, j_n приобретает вид

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{eD_n} j_n, \tag{28}$$

$$\frac{dj_n}{dx} = e\,\frac{n}{\tau_n}.$$

Интегрируя эту систему, получим выражения для концентрации и токов неосновных носителей в области II

$$n(x) = C_1 \exp\left(\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right), \tag{29}$$

$$j_n(x) = e\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}\left(C_1 \exp\left(\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right) - C_2 \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right)\right). \tag{30}$$

Ток основных носителей в этой области может быть найден интегрированием уравнений (3), что дает

$$j_p(x) = -e\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}\left(C_1 \exp\left(\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right) - C_2 \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right)\right) + C_3. \tag{31}$$

Учитывая, что $j_p(x)$ и $p(x)$ связаны уравнением (5), получим

$$p(x) = \frac{D_n}{D_p}\left(C_1 \exp\left(\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{\tau_n D_n}}\right)\right) + C_3 x + C_4. \tag{32}$$

Подобные результаты имеют место и в области квазинейтральности VI, что позволяет найти концентрацию и ток дырок в виде, аналогичном (29), (30). Концентрация и ток электронов определяются при этом из уравнений (4) и (6) выражениями типа (31), (32).

Окончательный вид зависимости концентраций носителей заряда от x в различных областях объемного заряда может быть получен при подстановке потенциалов (14)–(20) в выражении (26), (27). Так, например, в области I имеем

$$n(x) = \left(n(d_0^+) + \frac{\sqrt{2}L_p j_n(d_0^+)}{eD_n} F\left(\frac{(x-d_0^+)}{\sqrt{2}L_p}\right)\right) \times \exp\left(\frac{(x-d_0^+)^2}{2L_p^2}\right), \tag{33}$$

$$p(x) = \left(p(d_0^+) - \frac{\sqrt{2}L_p j_p(d_0^+)}{eD_p} G\left(\frac{(x-d_0^+)}{\sqrt{2}L_p}\right)\right) \times \exp\left(-\frac{(x-d_0^+)^2}{2L_p^2}\right), \tag{34}$$

где

$$G(x) = \int_0^x \exp(\tau^2)\cdot d\tau, \quad F(x) = \int_0^x \exp(-\tau^2)\cdot d\tau. \tag{35}$$

В областях III, IV и V решение имеет структуру, сходную с (33), (34). В области VII вычисления дают

$$n(x) = \left(n(x_3 - d_3^-) + \frac{j_n(x_3-d_3^-)}{eD_n}\left(\frac{x-(x_3-d_3^-)}{2} + \frac{L_{n^+}}{2\sqrt{2}} \sin\left(\sqrt{2}\,\frac{x-(x_3-d_3^-)}{L_{n^+}}\right)\right)\right) \cos^{-2}\left(\frac{x-(x_3-d_3^-)}{\sqrt{2}L_{n^+}}\right), \tag{36}$$

$$p(x) = \left(p(x_3-d_3^-) - \frac{\sqrt{2}L_{n^+} j_p(x_3-d_3^-)}{eD_p} \times \operatorname{tg}\left(\frac{x-(x_3-d_3^-)}{\sqrt{2}L_{n^+}}\right)\right) \cos^2\left(\frac{x-(x_3-d_3^-)}{\sqrt{2}L_{n^+}}\right). \tag{37}$$

Для отыскания констант, входящих в решение, необходимо воспользоваться дополнительными условиями (24), (25) и условиями непрерывности токов и концентраций на границах областей. Это в свою очередь дает возможность найти обусловленный внешней генерацией полный ток через детектор $j = j_p(0) = j_n(x_3)$, который и представляет собой искомый вклад в измеряемый сигнал от генерированных в $x = x_0$ носителей.

Вычисления показывают, что в том случае, когда точка генерации расположена в n-области $x_1 < x_0 < x_2$, полный ток генерированных внешним излучением ЭДП имеет вид

$$j(x_0) = -eG\,\frac{1 - S_1(x_0)/S_2 - S_3(x_0)/S_4}{1 - S_5/S_2 - S_6/S_4}, \tag{38}$$

где

$$S_1(x_0) = \left(\sqrt{\tau_p D_p}\,\frac{\operatorname{ch}(\Delta_2)-1}{\operatorname{sh}(\Delta_2)} + \sqrt{2}\,L_{n^+} G(\delta_3)\right) \times \exp(\delta_4^2 - \delta_1^2 - \delta_2^2 - \delta_3^2) - \sqrt{2}\,L_n\left(G(\delta_4) - G\left(\frac{1}{\sqrt{2}L_n}\left(x_2 - x_0 + \frac{n_0^+}{n_0}\,d_2^+\right)\right)\right) \times \exp(-\delta_1^2 - \delta_2^2);$$

$$S_2 = \sqrt{\tau_n D_n}\operatorname{cth}(\Delta_1) + \left(\sqrt{\tau_p D_p}\,\frac{\operatorname{ch}(\Delta_2)-1}{\operatorname{sh}(\Delta_2)} + \sqrt{2}\,L_{n^+}G(\delta_3)\right) \times \exp(\delta_4^2-\delta_1^2-\delta_2^2-\delta_3^2) - \sqrt{2}\,L_n\big(G(\delta_4) - G(\delta_2)\big) \times \exp(-\delta_1^2-\delta_2^2) + \sqrt{2}\,L_p F(\delta_1);$$

$$S_3(x_0) = \left(\sqrt{\tau_n D_n}\,\frac{\operatorname{ch}(\Delta_1)-1}{\operatorname{sh}(\Delta_1)} + \sqrt{2}\,L_p G(\delta_1)\right)$$
$$\times \exp(\delta_4^2 - \delta_1^2 - \delta_2^2 - \delta_3^2) + \sqrt{2}\,L_n\Bigg(F(\delta_2)$$
$$- F\left(\sqrt{2}\,L_n\left(x_2 - x_0 + \frac{n_0^+}{n_0}\,d_2^+\right)\right)\Bigg)\exp(\delta_4^2 - \delta_3^2);$$
$$S_4 = \sqrt{\tau_p D_p}\operatorname{cth}(\Delta_2) + \left(\sqrt{\tau_n D_n}\,\frac{\operatorname{ch}(\Delta_1)-1}{\operatorname{sh}(\Delta_1)} + \sqrt{2}\,L_p G(\delta_1)\right)$$
$$\times \exp(\delta_4^2 - \delta_1^2 - \delta_2^2 - \delta_3^2) + \sqrt{2}\,L_n\big(F(\delta_2) - F(\delta_4)\big)$$
$$\times \exp(\delta_4^2 - \delta_3^2) + \sqrt{2}\,L_{n^+}F(\delta_3);$$
$$S_5 = \Bigg(\sqrt{\tau_p D_p}\frac{\operatorname{ch}(\Delta_2)-1}{\operatorname{sh}(\Delta_2)} - \frac{d_3^-}{2} - \frac{L_{n^+}}{2\sqrt{2}}\sin\frac{\sqrt{2}d_3^-}{L_{n^+}}$$
$$- (x_3 - d_3^- - x_2 - d_2^+)\Bigg)\exp(\delta_4^2 - \delta_1^2 - \delta_2^2 - \delta_3^2);$$
$$S_6 = \Bigg(\sqrt{\tau_n D_n}\,\frac{\operatorname{ch}(\Delta_1)-1}{\operatorname{sh}(\Delta_1)} - \sqrt{2}L_p G\left(\frac{d_0^+}{\sqrt{2}L_p}\right)\exp\left(-\frac{d_0^{+2}}{2L_p^2}\right)$$
$$- (x_1 - d_1^- - d_0^+)\Bigg)\exp(\delta_4^2 - \delta_1^2 - \delta_2^2 - \delta_3^2);$$
$$\Delta_1 = \frac{(x_1 - d_1^- - d_0^+)}{\sqrt{\tau_n D_n}};\quad \Delta_2 = \frac{(x_3 - d_3^- - x_2 - d_2^+)}{\sqrt{\tau_p D_p}};$$
$$\delta_1 = \frac{d_1^-}{\sqrt{2}L_p};\quad \delta_2 = \frac{1}{\sqrt{2}L_n}\left(x_2 - x_1 + \frac{n_0^+}{n_0}\,d_2^+\right);$$
$$\delta_3 = \frac{d_2^+}{\sqrt{2}L_{n^+}};\quad \delta_4 = \frac{n_0^+}{n_0}\,\frac{d_2^+}{\sqrt{2}L_n}.$$

В случае, когда точка генерации расположена в n^+-области $x_2 + d_2^+ < x_0 < x_3 - d_3^-$, полный ток через детектор

$$j(x_0) = eG\cdot\frac{S_7(x_0)/S_2 - S_8(x_0)/S_4}{1 - S_5/S_2 - S_6/S_4}, \tag{39}$$

где

$$S_7(x_0) = \sqrt{\tau_p D_p}\Bigg(\frac{\operatorname{ch}(\Delta_2)-1}{\operatorname{sh}(\Delta_2)}\operatorname{ch}\left(\frac{x_0 - x_2 - d_2^+}{\sqrt{\tau_p D_p}}\right)$$
$$- \operatorname{sh}\left(\frac{x_0 - x_2 - d_2^+}{\sqrt{\tau_p D_p}}\right)\Bigg)\exp(\delta_4^2 - \delta_1^2 - \delta_2^2 - \delta_3^2);$$
$$S_8(x_0) = \sqrt{\tau_p D_p}\cdot\Bigg[\operatorname{cth}(\Delta_2)\operatorname{ch}\left(\frac{x_0 - x_2 - d_2^+}{\sqrt{\tau_p D_p}}\right)$$
$$- \operatorname{sh}\left(\frac{x_0 - x_2 - d_2^+}{\sqrt{\tau_p D_p}}\right)\Bigg].$$

Вследствие малой толщины областей объемного заряда V и VII вклад в суммарный сигнал от источников при $x_2 \le x_0 < x_2 + d_2^+$ и $x_3 - d_3^- \le x < x_3$ оказывается пренебрежимо малым и $j(x_0)$ в этих случаях не рассчитывался.

Выражения (38), (39) можно существенно упростить, используя соотношения между численными значениями параметров задачи. При концентрациях $n_0 \sim 10^{11}{-}10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ и толщине n-области порядка $100\,\mu$m $\delta_2^2 - \delta_1^2 = \exp\big(-(x_2 - x_1)^2/2L_n^2\big) \ll 1$, $\sqrt{2}L_{n^+} \gg 1$, $\sqrt{2}L_p \gg 1$, поэтому в случае источника в обедненном слое с большой точностью

$$j(x_0) = eG\cdot\big(1 - \tilde{S}_1(x_0)/\tilde{S}_2 - \tilde{S}_3(x_0)/\tilde{S}_4\big), \tag{40}$$

где

$$\tilde{S}_1(x_0) = \sqrt{2}L_n\left(G\left(\frac{1}{\sqrt{2}L_n}\left(x_2 - x_0 + \frac{n_0^+}{n_0}\,d_2^+\right)\right) - G(\delta_4)\right)$$
$$\times \exp(-\delta_1^2 - \delta_2^2);$$
$$\tilde{S}_2 = \sqrt{\tau_n D_n}\operatorname{cth}(\Delta_1) + \sqrt{2}L_n\big(G(\delta_2) - G(\delta_4)\big)\exp(-\delta_1^2 - \delta_2^2);$$
$$\tilde{S}_3(x_0) = \sqrt{2}L_n\left(F(\delta_2) - F\left(\sqrt{2}L_n\left(x_2 - x_0 + \frac{n_0^+}{n_0}\,d_2^+\right)\right)\right)$$
$$\times \exp(\delta_4^2 - \delta_3^2);$$
$$\tilde{S}_4 = \sqrt{\tau_p D_p}\operatorname{cth}(\Delta_2) + \sqrt{2}L_n\big(F(\delta_2) - F(\delta_4)\big)\exp(\delta_4^2 - \delta_3^2).$$

При этом при облучении электронным пучком через n^+-контакт, т. е. при источнике вблизи x_2, $\tilde{S}_1(x_0) = 0$ и

$$j(x_0) = -eG\cdot\big(1 - \tilde{S}_3(x_0)/\tilde{S}_4\big).$$

Аналогично в случае источника в квазинейтральной n^+-области

$$j(x_0) = -eG\cdot S_8(x_0)/\tilde{S}_2. \tag{41}$$

Так как $n_0/n_0^+ \ll 1$, $n_0/p_0 \ll 1$, то с точностью до членов второго порядка малости

$$d_1^- = \frac{\varepsilon}{4\pi e}\,\frac{(U + U_2 + U_3)}{(x_2 - x_1)\cdot p_0} + \frac{n_0}{2p_0}\,(x_2 - x_1),$$
$$d_2^+ = \frac{\varepsilon}{4\pi e}\,\frac{(U + U_2 + U_3)}{(x_2 - x_1)\cdot p_0} - \frac{n_0}{2p_0}\,(x_2 - x_1).$$

Учитывая, что $L_n \sim 1/\sqrt{n_0}$, $L_p \sim 1/\sqrt{p_0}$, $L_{n^+} \sim 1/\sqrt{n_0^+}$, нетрудно проанализировать зависимость тока от равновесных концентраций носителей заряда в различных областях. Отношение $\tilde{S}_3(x_0)/\tilde{S}_4$ растет с ростом n_0 и уменьшается с ростом n_0^+/p_0. Естественно, что на величину $\tilde{S}_3(x_0)/\tilde{S}_4$ также сильно влияет параметр $\sqrt{D_p\tau_p}$, характеризующий потери на рекомбинацию в квазинейтральной n^+-области. Рост $\sqrt{D_p\tau_p}$ приводит к уменьшению $\tilde{S}_3(x_0)/\tilde{S}_4$.

Качественно зависимость тока от параметров задачи можно понять следующим образом. Тонкие области сильного экранирующего поля в p^+- и n^+-областях вблизи границ x_1 и x_2 препятствуют диффузии неосновных носителей заряда в квазинейтральные области, где происходит рекомбинация. Если источник находится вблизи границы x_2, на ток влияет толщина экранирующей области d_2^+, высота потенциального барьера $U(x_2 + d_2^+) - U(x_2)$ и длина диффузии неравновесных дырок в n^+-области $\sqrt{D_p \tau_p}$. С ростом n_0 и p_0 толщина экранирующей области уменьшается, в то время как от n_0^+ она практически не зависит (пока соблюдается условие $n_0/n_0^+ \ll 1$). Но с ростом n_0^+ увеличивается высота потенциального барьера, препятствующего диффузии дырок в n^+-область. Поэтому рост n_0, p_0 и уменьшение n_0^+ приводят к увеличению характерной глубины генерации, на которой заметно влияние потерь на рекомбинацию. Следует отметить, что при постоянстве отношения n_0^+/p_0 изменение p_0 и n_0^+ слабо влияет на ток.

В проведенных нами расчетах значения параметров задачи варьировались приблизительно в пределах порядка вблизи значений $n_0^+ \sim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $p_0 \sim 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $n_0 \sim 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $\sqrt{D_p \tau_p} \sim 10^{-5}\,\mathrm{cm}$.

На рис. 4 приведена зависимость полного тока $j(z)$ от глубины генерации $z = x_3 - x_0$ при значениях параметров $p_0 = n_0^+ = 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $n_0 = 7 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $\sqrt{D_p \tau_p} = 2 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}$ вместе с распределением по глубине плотности генерации ЭДП электронным пучком с энергиями 7 и 20 keV. Видно, что на характерных глубинах проникновения электронов с энергиями порядка 10 keV форма $j(z)$ может оказывать заметное влияние на регистрируемый сигнал.

Полученные результаты позволяют рассчитать экспериментально наблюдаемое распределение импульсов заряда по амплитуде. Интегрируя по глубине распределение энергии, потерянной электроном вдоль каждой траектории, с функцией $j(z)$, учитывающей вклад ЭДП в сигнал, можно найти распределение регистрируемых импульсов по амплитуде. Вариация параметров в выражении для $j(z)$, показывает, что хорошее согласие экспериментальных и теоретических зависимостей достигается при $p_0 = n_0^+ \sim 10^{18}{-}10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $n_0 = 7 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $\sqrt{D_p \tau_p} = 2 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}$. Сравнение этих зависимостей для электронов с энергиями в диапазоне 7–25 keV приведено на рис. 5. Отметим, что полученные значения концентраций носителей и длин диффузии неплохо соответствуют действительным параметрам полупроводникового детектора.

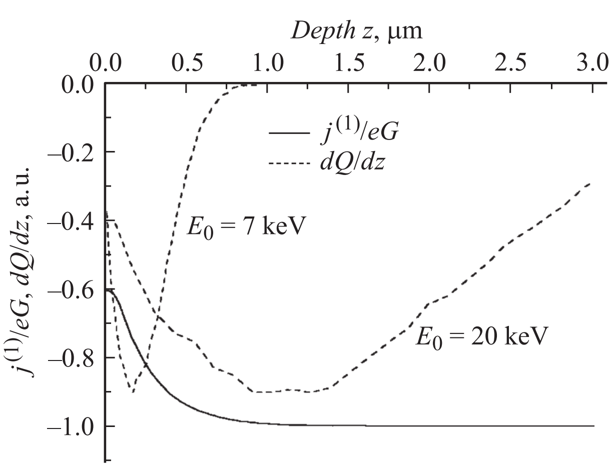

Рис. 4. Зависимость полного тока $j(z)$ от глубины генерации ЭДП z и распределение плотности генерации ЭДП по глубине. $p_0 = n_0^+ = 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-1}$, $n_0 = 7 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-1}$, $\sqrt{D_p \tau_p} = 2 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}$.

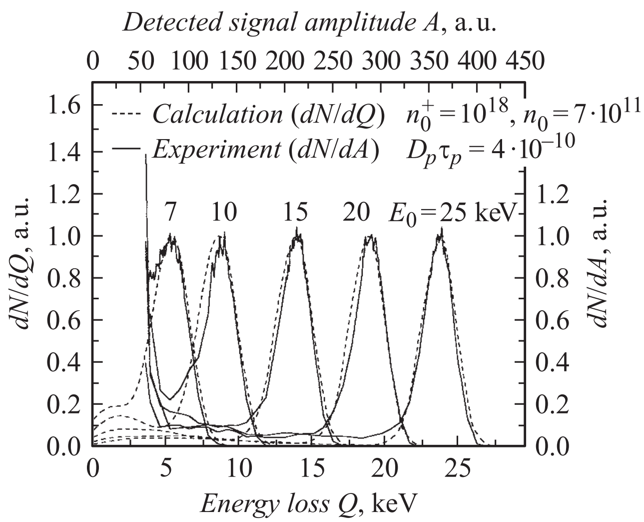

Рис. 5. Сравнение экспериментально измеренного спектра при облучении детектора моноэнергетическим электронным пучком в диапазоне энергий 7–25 keV с результатами моделирования при учете транспорта носителей заряда.

Заключение

Проведено численное моделирование методом Монте-Карло распределения плотности генерации ЭДП по глубине при облучении полупроводниковой структуры моноэнергетическим пучком электронов с энергиями порядка десятков keV. Показано, что форма полученных зависимостей определяется пространственным распределением плотности потерь энергии первичного электрона и не зависит от деталей процесса генерации ЭДП.

Для планарной полупроводниковой структуры $p^+{-}n{-}n^+$-типа в режиме полностью обедненной носителями n-области получено аналитическое решение системы уравнений, описывающих транспорт генерированных ЭДП к электродам. Показано, что потери задачи на рекомбинацию в процессе транспорта заметно влияют на форму детектируемого сигнала.

Результаты численного моделирования сигнала при облучении детектора моноэнергетическим пучком электронов с энергиями в диапазоне 7–25 keV сравнивались с экспериментально измеренными зависимостями. При этом значения некоторых плохо известных характеристик полупроводниковой структуры (таких, как длины диффузии неравновесных носителей заряда) использовались как подгоночные параметры. Показано, что учет потерь заряда на рекомбинацию с помощью найденных выше аналитических оценок позволяет получить хорошее совпадение результатов моделирования с экспериментом.

Таким образом, развит теоретический подход, позволяющий рассчитывать рабочие характеристики полупроводниковых детекторов, и на основе этого проводить оптимизацию их параметров в процессе разработки практически важных ППД для нужд аналитических методов.

Список литературы

[1] *Koningsberger D.C., Prins R. X*-ray Absorption: Principles, Applications, Techniques of EXAFS, SEXAFS and XANES. John Wiley & Sons, 1988. 688 p.

[2] *Briggs D., Seah M.P.* Practical Surface Analysis: Auger and *X*-ray Photoelectron Spectroscopy. John Wiley & Sons, 1990. 674 p.

[3] *Ковальчук М.В., Кон В.Г.* // УФН. 1986. Т. 149. Вып. 1.

[4] *Амусья М.Я.* Атомный фотоэффект. М.: Наука, 1987. 272 с.

[5] *Вудраф Д., Делчар Т.* Современные методы исследования поверхности. М.: Мир, 1989. 568 с.

[6] *Нефедов В.И., Черепин В.Т.* Физические методы исследования поверхности твердого тела. М.: Наука, 1983. 296 с.

[7] *Страница* группы электронной эмиссии, возбуждаемой рентгеновским излучением. http:/www.ioffe.ru/XIEES/.

[8] *Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И.* Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатом интас, 1989. 433 с.

[9] 9th *European* Simposium on Semiconductor Detertors. Schloss Elmau, 2002. http:/www.hll.mpg.de/elmau/main.html.

[10] *Еремин И.В., Конников С.Г., Погребицкий К.Ю.* // ПЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 24. С. 27–34.

[11] *Бакалейников Л.А., Флегонтова Е.Ю., Погребицкий К.Ю.* и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 14–20.

[12] *Пайнс Д.* Элементарные возбуждения в твердых телах: М.: Мир, 1965. 382 с.

[13] *Fundamental* Studies of the Interactions of kV Electrons with Solids for Applications to Electron Spectroscopies. PHD Thesis. Osaka University, 1990. 219 p.

[14] *Palik E.D.* Handbook of Optical Constants of Solids II. New York: Academic Press, 1991. 1086 p.

[15] *Флегонтова Е.Ю., Бакалейников Л.А., Погребицкий К.Ю.* и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 12. С. 6–11.

[16] *Электронный* архив http:/www.ioffe.rssi.ru/ES.

[17] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.

[18] *Пикус Г.Е.* Основы теории полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1965. 444 с.

[19] *Резников Б.И., Царенков Г.В.* // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 11. С. 1922–1933.