

УДК 535.247.049.7 : 621.383.52

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОДИОДНЫХ МАТРИЦ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ИК ФПУ НА ИХ ОСНОВЕ

В. Г. Половинкин<sup>1,2</sup>, В. А. Стучинский<sup>1</sup>, А. В. Вишняков<sup>1</sup>, И. И. Ли<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный технический университет,  
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20*

*E-mail: irlamlee@isp.nsc.ru*

Представлены результаты расчётов пространственного распределения локальной квантовой эффективности по площади многоэлементных фотоприёмных устройств на основе фотодиодов. Расчёты диффузии фотогенерированных носителей заряда в фоточувствительном слое матрицы производились путём моделирования методом Монте-Карло. Обсуждаются способы уменьшения объёма необходимых расчётов, основанные на использовании свойств симметрии матрицы. Сформулированы требования к фотоэлектрическим и конструктивным параметрам (толщине фоточувствительного слоя, длине диффузии носителей заряда и длине оптического поглощения в этом слое, соотношению размера  $n$ - $p$ -переходов и геометрических размеров фоточувствительного элемента), обеспечивающим достижение предельных значений чувствительности и пространственного разрешения многоэлементных ИК ФПУ.

*Ключевые слова:* ИК фотоприёмное устройство (ИК ФПУ), фотодиод, фоточувствительный элемент (ФЧЭ), локальная квантовая эффективность, пространственное разрешение.

DOI: 10.15372/AUT20180611

**Введение.** Современная технология обеспечивает уровень темновых токов диодов, не ограничивающий пороговую чувствительность инфракрасных фотоприёмных устройств (ИК ФПУ) [1–4]. В данной работе показано, что значительные резервы повышения чувствительности, пространственного разрешения многоэлементных ИК ФПУ могут быть достигнуты за счёт оптимизации фотоэлектрических и конструктивных параметров их фоточувствительных элементов (ФЧЭ).

Цель предлагаемой работы — проведение расчётов методом Монте-Карло процесса диффузии фотогенерированных носителей заряда (НЗ) в фоточувствительном слое (ФС) матричных ФПУ [5–8]. В основе модели лежит вычисление пространственного распределения по площади локальной квантовой эффективности ФЧЭ устройства с последующей свёрткой полученных распределений с интенсивностью засветки [9]. В модели учитываются основные фотоэлектрические и конструктивные параметры ИК ФПУ. Полученные зависимости квантовой эффективности позволяют рассчитать интегральные квантовые эффективности фотоэлементов в условиях произвольной засветки ФЧЭ фотоприёмной матрицы, а также прогнозировать пороговую чувствительность, пространственное разрешение и частотно-контрастную характеристику ИК ФПУ [10].

**Описание модели.** В данной работе представлена модель для планарного варианта изготовления фоточувствительной матрицы на основе  $p$ - $n$ -диодов. Такая модель может быть реализована и для фотодиодов, выполненных с использованием других технологий, например различных вариантов меза-технологии. Основные параметры модели, описыва-

ющие процессы генерации, диффузии и рекомбинации НЗ в фоточувствительной плёнке материала КРТ, включают [11]:

1) параметры ФС:  $L_f$  — толщина,  $L_d$  — длина диффузии НЗ,  $L_{ph}$  — длина оптического поглощения;

2) геометрические параметры ФЧЭ:  $(h_x, h_y)$  — шаг массива ФЧЭ (по  $x$  и по  $y$ );

3) геометрические параметры диода:  $h_d$  — величина заглупления  $n$ -области диода в ФС, форма — круглая с диаметром  $D_d$  или прямоугольная с размерами  $d_x$  и  $d_y$ ;

4)  $h_{st}$  — элементарный шаг диффузионной модели.

В условно бесконечном массиве элементов ФПУ выделяем фрагмент ФЧЭ размером  $N_d \times N_d$ . Начальные координаты «рождения» НЗ относительно центра выбранного фрагмента задаются координатами  $(x, y)$  точки попадания фотона. Глубина поглощения (начальная координата  $z$ ) определяется с помощью генератора случайных чисел с экспоненциальным их распределением и со средним значением, равным длине оптического поглощения. Если  $z > L_f$ , то считаем фотон «пролетевшим мимо».

В модели время жизни НЗ определяется числом совершённых ими в процессе диффузии шагов  $N_{st}$ . Эта величина задаётся с помощью генератора случайных чисел с экспоненциальным их распределением и со средним значением, равным среднему числу совершаемых шагов  $M_{st}$ . На каждом шаге НЗ может перемещаться по трём направлениям. Выбор величины перемещения моделируется генераторами случайных чисел с равномерным их распределением в диапазоне  $(-h_{st}, h_{st})$ . Дисперсия такого шага в одном направлении составляет  $h_{st}^2/3$ , а по всем координатам после  $N_{st}$  шагов она равна  $N_{st}h_{st}^2$ . Среднее значение этой величины,  $\langle N_{st} \rangle h_{st}^2 \equiv M_{st}h_{st}^2$ , следует приравнять к известной величине среднего квадрата смещений носителей при их стационарной диффузии из точечного источника с коэффициентом диффузии  $D$  и временем жизни  $\tau$ . Это значение составляет  $\langle r^2 \rangle = 6L_d^2$ , где  $L_d = (D\tau)^{1/2}$ . Такое соотношение и заданное значение длины диффузии определяют среднее значение числа шагов  $M_{st} = 6(L_d/h_{st})^2$ , используемое при генерации числа шагов  $N_{st}$  для данного носителя заряда.

На каждом модельном шаге диффузии проверяется, попал ли рассматриваемый НЗ в область какого-либо диода или нет. Если попадания не произошло, то делается следующий модельный шаг диффузии до тех пор, пока счётчик числа шагов не достигнет значения  $N_{st}$ . Если попадание имело место, то регистрируются координаты диода. Принадлежность диода выбранному фрагменту увеличивает счётчик этого диода, в противном случае увеличивается на единицу счётчик количества НЗ, стёкших на  $n$ -области диодов за пределами рассматриваемого фрагмента матрицы  $N_{rest}$ . При этом дальнейшая обработка процесса диффузии для данного носителя заряда прерывается. Для выбранных координат  $(x, y)$  точки попадания фотона процесс повторяется  $N_{ph}$  ( $\sim 1000$ ) раз, значения всех счётчиков запоминаются, и далее этот цикл повторяется  $N_{try}$  ( $\sim 10$ ) раз. Такое разбиение полного числа испытаний на части позволяет оценить погрешность в определении пространственного распределения квантовой эффективности [9].

В предлагаемой диффузионной модели допускается движение НЗ в неограниченном и непрерывном пространстве с регулярно расположенными  $n$ -областями диодов. Конечная толщина ФС и отражение носителей от его границ моделируется функцией отображения координаты  $z$  из интервала  $(-\infty, \infty)$  в интервал  $(0, L_f)$ . Эта функция имеет вид  $z_f = abs(z - 2L_f \text{ground}(z/2L_f))$ . Освещение производится со стороны подложки. Возможные отражения излучения на границах структуры не учитывались.

В качестве значения локальной квантовой эффективности принималось отношение полного числа носителей заряда, собранных фотодиодом данного ФЧЭ, к полному числу фотонов, упавших на матрицу в точке с координатами  $(x, y)$ . Для определения пространственного распределения квантовой эффективности имитируется процедура оптического сканирования некоторой области матрицы вокруг рассматриваемого фотодиода (подробнее

см. далее) с выполнением расчётов методом Монте-Карло для узлов некоторой сетки, покрывающей упомянутую область. В приведённых расчётных зависимостях координаты  $(x, y)$  соответствуют узлам квадратной сетки с шагом 2 мкм. В предлагаемой модели размерность рассматриваемого фрагмента можно выбрать произвольной. В данной работе представлены расчёты для фрагмента ФЧЭ размером  $3 \times 3$ , так как при увеличении размера фрагмента для сохранения точности расчётов необходимо увеличивать общее число фотонов.

Расчёты методом Монте-Карло требуют значительных вычислительных мощностей компьютера. Существенно снизить объём вычислений можно за счёт уменьшения площади расчётной области от области размером  $3h_x \times 3h_y$  до  $1/2h_x \times 1/2h_y$ , а в случае  $h_x = h_y$  до треугольной области  $x = [0, 1/2h_x]$ ,  $y = [0, x]$  (или любой другой эквивалентной области, соответствующей одной восьмой части ФЧЭ) за счёт одновременной регистрации сигналов всех диодов фрагмента и учёта симметрии ФЧЭ фотодиодной матрицы.

Допустим, что расчёт проводится в точке с координатами  $(x, y)$  от центра выбранного фрагмента, тогда относительно диода с координатами центра  $(X, Y)$  расчёт проводится в точке с координатами  $(x - X, y - Y)$ . Регистрируя сигналы всех диодов фрагмента, мы получим значения квантовой эффективности в соответствующем числе точек (для фрагмента ФЧЭ размером  $3 \times 3$  — в девяти точках).

На рис. 1, *a* показано распределение квантовой эффективности в треугольной области ФЧЭ с диодом 5. Цифры в центрах ФЧЭ показывают номера диодов, а цифры внутри областей сканирования — номера диодов, сигнал которых отображён в этой области. Результат объединения исходных данных с учётом симметрии относительно горизонтальной и вертикальной осей приведён на рис. 1, *b*, итоговый результат после отражения относительно диагональной оси — на рис. 1, *c*. В треугольных областях показаны номера диодов, сигнал которых соответствует данной области, и наименования осей, относительно которых проведены операции отражений. Заметим, что на рис. 1, *a, b* области сканирования имеют индивидуальные цветовые масштабы, а на рис. 1, *c* всё приведено к одному масштабу.

Таким образом, проведя «оптическое» сканирование на  $1/8$  площади ФЧЭ и зарегистрировав сигналы всех диодов фрагмента размером  $3 \times 3$ , мы получили пространственное распределение квантовой эффективности по площади всего фрагмента. Регистрируя сигналы всех диодов фрагмента большего размера, можно также получить распределение по

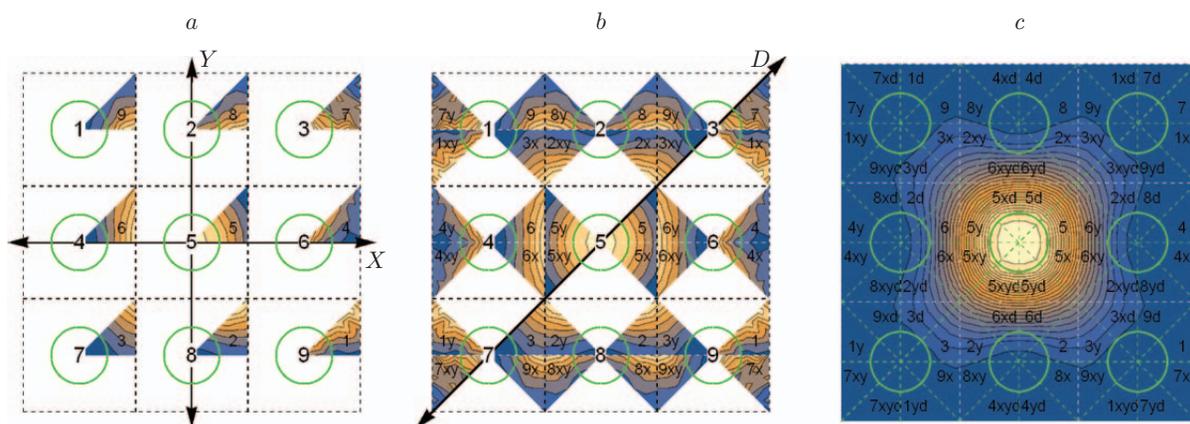


Рис. 1. Последовательность операций при определении пространственного распределения локальной квантовой эффективности на всём фрагменте по результатам сканирования в области ФЧЭ 5: *a* — эквивалентные области для всех диодов фрагмента, *b* — учёт симметрий относительно горизонтальной и вертикальной осей, *c* — учёт диагональной симметрии (зелёные окружности — границы  $n$ -области диодов, штрихпунктирные линии — границы ФЧЭ)

площади всего фрагмента без существенного увеличения времени счёта. Но в этом случае вероятность попадания носителей в отдалённые периферийные диоды будет малой и соответственно для увеличения точности её определения необходимо увеличивать число фотонов, что приведёт к пропорциональному росту времени счёта.

Отметим, что область сбора фотогенерированных носителей не совпадает с геометрическими размерами фоточувствительного элемента: часть НЗ собирается с соседних ФЧЭ, в то время как часть НЗ, генерированных в пределах центрального элемента, собирается фотодиодами соседних ФЧЭ.

**Примеры расчёта интегральной квантовой эффективности.** Распределение локальной квантовой эффективности позволяет рассчитать интегральную квантовую эффективность вычислением свёртки произвольного пространственного распределения освещённости фоточувствительного элемента с локальной квантовой эффективностью. При однородной засветке всего ФПУ следует учесть также фототок диодов, не входящих в рассматриваемый фрагмент (счётчик  $N_{\text{rest}}$ ).

На рис. 2 приведены зависимости интегральной квантовой эффективности фоточувствительной ячейки размером  $20 \times 20$  мкм от толщины ФС при однородной засветке всего ФПУ для значений диаметров  $n$ - $p$ -переходов  $D_d = 10$  мкм (рис. 2, *a*) и  $D_d = 16$  мкм (рис. 2, *b*). Под интегральной квантовой эффективностью понимается доля фотонов, давших вклад в фототок центрального ФЧЭ, от общего числа фотонов, упавших на фоточувствительный элемент.

На рис. 3 представлены зависимости интегральной квантовой эффективности от толщины ФС при локальной однородной засветке только центрального элемента фрагмента матрицы для двух значений диаметров  $n$ - $p$ -переходов 10 мкм (рис. 3, *a*) и 16 мкм (рис. 3, *b*).

Из приведённых зависимостей на рис. 2 и 3 следует, что с увеличением диаметра  $n$ - $p$ -переходов возрастает квантовая эффективность, значительно снижается её зависимость от диффузионной длины неосновных носителей заряда в ФС и, следовательно, улучшается однородность вольт-ваттных характеристик фоточувствительных элементов многоэлементных ИК ФПУ. Дальнейшее увеличение диаметра  $n$ - $p$ -переходов ограничивается

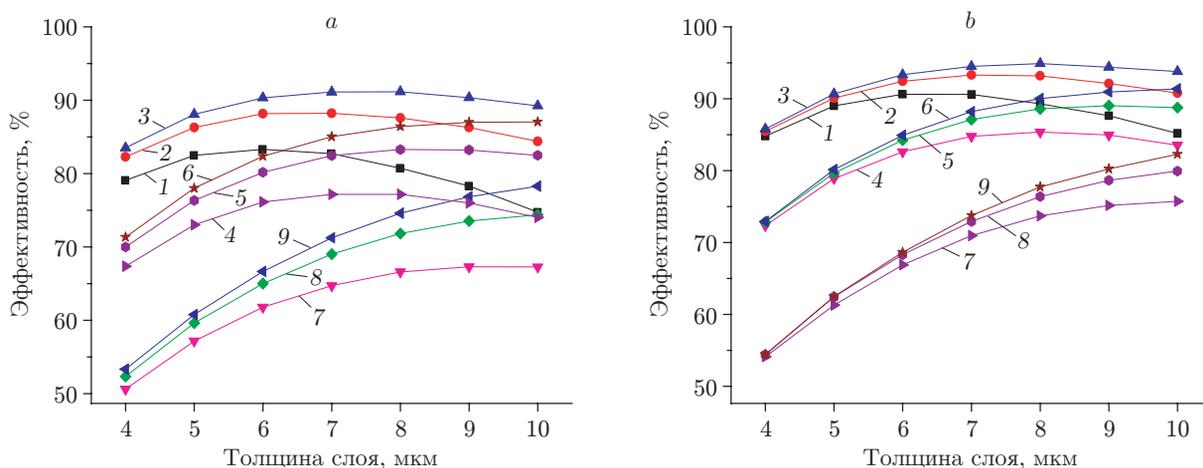


Рис. 2. Зависимости интегральной квантовой эффективности ФЧЭ при однородной засветке всего ФПУ от толщины ФС:  $L_d = 15$  мкм (кривые 1, 4 и 7),  $L_d = 20$  мкм (кривые 2, 5 и 8),  $L_d = 25$  мкм (кривые 3, 6 и 9),  $L_{ph} = 2$  мкм (кривые 1–3),  $L_{ph} = 3$  мкм (кривые 4–6),  $L_{ph} = 5$  мкм (кривые 7–9)

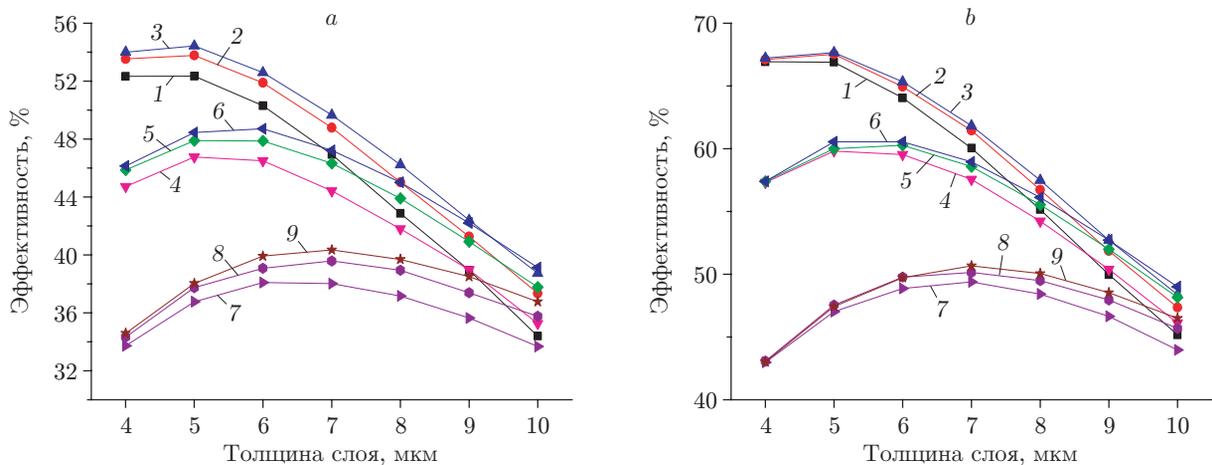


Рис. 3. Интегральная квантовая эффективность ФЧЭ при локальной засветке центрального ФЧЭ как функция толщины ФС для ФПУ с разными значениями длины диффузии неосновных НЗ и длины поглощения детектируемого излучения в ФС (обозначения кривых см. на рис. 2)

технологическими возможностями контроля физических размеров  $n$ - $p$ -переходов, особенно в случае вакансионных фотодиодов  $n$ - $p$ -типа на КРТ [4, 7].

Зависимости квантовой эффективности от толщины ФС при однородной и локальной засветках существенно отличаются. Интегральная квантовая эффективность при локальной засветке одного ФЧЭ может быть заметно меньше, чем при однородной засветке всей матрицы [12]. Такое поведение интегральной квантовой эффективности для двух обозначенных случаев обусловлено тем обстоятельством, что в условиях однородной засветки всего ФПУ уход фотоносителей из рассматриваемого ФЧЭ, возникающий вследствие их диффузии, в соседние фотоэлементы в точности компенсируется притоком фотогенерированных НЗ из соседних ФЧЭ. В случае же локальной засветки одного ФЧЭ матрицы такой компенсации не происходит. Наличие максимума в зависимостях квантовой эффективности от толщины фоточувствительного слоя для обоих случаев засветки ФЧЭ обусловлено двумя факторами: при принятых в расчётах величинах  $L_d$  с увеличением  $L_f$  возрастает полное количество носителей заряда, фотогенерированных в ФС, однако при дальнейшем увеличении  $L_f$  доля носителей, рекомбинирующих в ФС, возрастает быстрее, чем увеличивается количество фотогенерированных в ФС носителей заряда, и это приводит к уменьшению квантовой эффективности.

На рис. 4 приведены уровни сигналов соседних фотоэлементов при локальной засветке центрального элемента фотодиодной матрицы с ФЧЭ размером  $20 \times 20$  мкм для диаметров его  $n$ - $p$ -перехода 10 мкм (рис. 4, а) и 16 мкм (рис. 4, б). Под уровнем сигнала здесь понимается доля фотонов, которые внесли вклад в фототок диода соседнего фотоэлемента (в процентах), от общего числа фотонов при локальной однородной засветке центрального ФЧЭ.

На рис. 5 даны значения коэффициента фотоэлектрической связи, определяемого как отношение уровня сигналов соседних ФЧЭ (кривые 1–3 на рис. 4) к уровню сигнала центрального ФЧЭ фрагмента при его локальной засветке (см. рис. 3), в зависимости от толщины ФС для двух диаметров  $n$ - $p$ -переходов: 10 и 16 мкм.

При известном уровне фонового излучения и спектрального диапазона интегральная квантовая эффективность позволяет рассчитать пороговую чувствительность ( $P_{\text{пор}}$ ) многоэлементных ИК ФПУ. На рис. 6 приведены расчётные зависимости пороговой чувствительности ИК ФПУ в режиме ограничения шумами фонового излучения (режим ОФ) от толщины фоточувствительного слоя для узкого спектрального диапазона вблизи длины

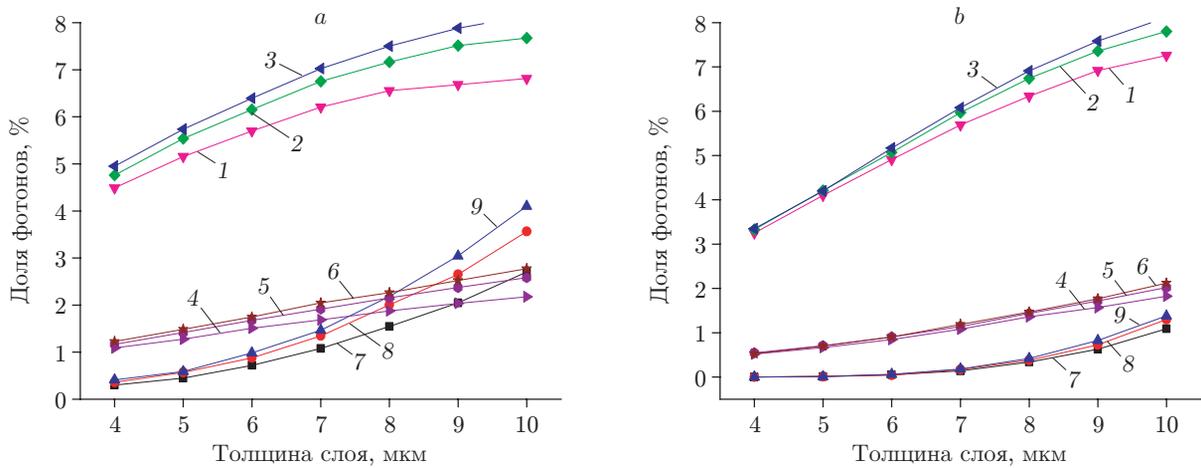


Рис. 4. Уровни сигналов соседних ФЧЭ при локальной засветке центрального ФЧЭ рассматриваемого фрагмента фотодиодной матрицы: уровни сигналов ближайших соседних элементов (кривые 1–3), уровни сигналов соседних диагональных элементов (кривые 4–6), уровни сигналов, интегрируемых диодами вне фрагмента ФЧЭ размером  $3 \times 3$  (кривые 7–9) ( $L_d = 15$  мкм (кривые 1, 4 и 7),  $L_d = 20$  мкм (кривые 2, 5 и 8),  $L_d = 25$  мкм (кривые 3, 6 и 9) при  $L_{ph} = 3$  мкм)

волны 4 мкм при уровне фонового излучения  $2 \cdot 10^{-12}$  Вт/см<sup>2</sup>, времени накопления 10 мс и диаметре  $n$ - $p$ -перехода 10 мкм. При принятых на рис. 6 расчётных параметрах учёт собственных шумов кремниевого мультиплексора  $\sim 400$  электронов не приводит к существенному снижению пороговой чувствительности.

Выделим основные результаты, следующие из приведённых на рис. 2–5 зависимостей:

1. С увеличением диаметра  $n$ - $p$ -переходов ФЧЭ возрастает их квантовая эффективность для однородной и локальной засветок, снижается зависимость квантовой эффективности от диффузионной длины неосновных НЗ и, следовательно, улучшается однородность вольт-ваттных характеристик фоточувствительных элементов многоэлемент-

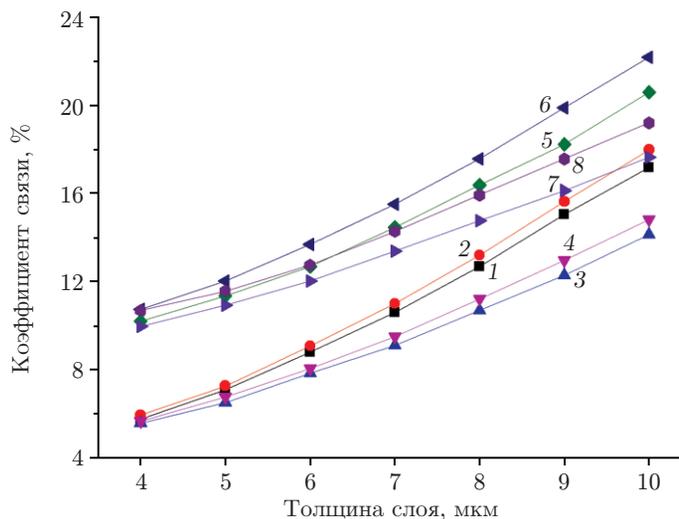


Рис. 5. Коэффициент фотоэлектрической связи соседних ФЧЭ в зависимости от толщины ФС (размер ФЧЭ  $20 \times 20$  мкм): диаметр  $n$ - $p$ -переходов равен 16 мкм (кривые 1–4), 10 мкм (кривые 5–8);  $L_{ph} = 2$  мкм (кривые 1, 2, 5 и 6),  $L_{ph} = 5$  мкм (кривые 3, 4, 7 и 8);  $L_d = 15$  мкм (кривые 1, 3, 5 и 7),  $L_d = 20$  мкм (кривые 2, 4, 6 и 8)

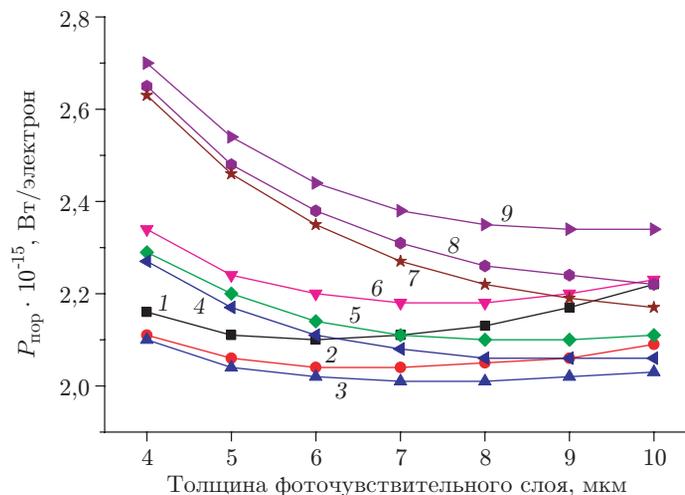


Рис. 6. Пороговая чувствительность ИК ФПУ при однородной засветке в режиме ОФ как функция толщины ФС: длина диффузии электронов в слое абсорбера  $L_d = 15$  мкм (кривые 1, 4 и 7), 20 мкм (кривые 2, 5 и 8), 25 мкм (кривые 3, 6 и 9); длина оптического поглощения  $L_{ph} = 2$  мкм (кривые 1–3), 3 мкм (кривые 4–6), 5 мкм (кривые 7–9)

ных ИК ФПУ, изготовленных на плёнках КРТ с флуктуирующими рекомбинационными свойствами. Это обусловлено более полным сбором фотогенерированных НЗ из области между  $n$ - $p$ -переходами диодов. Расстояние между областями  $n$ - $p$ -переходов должно быть существенно меньше длины диффузии.

2. Интегральная квантовая эффективность ФЧЭ ФПУ при его локальной засветке может быть существенно меньше, чем при однородной засветке всей матрицы. Это различие обусловлено тем, что в условиях однородной засветки фоточувствительных элементов уход фотоносителей из рассматриваемого ФЧЭ вследствие их диффузии в соседние фотоэлементы в точности компенсируется притоком фотогенерированных НЗ из соседних ФЧЭ. В случае же локальной засветки одного ФЧЭ матрицы такой компенсации не происходит.

3. При локальной засветке выбранного ФЧЭ часть носителей заряда, фотогенерированных в фотоэлементе, собирается диодами соседних фотоэлементов; эта часть определяет величину коэффициента фотоэлектрической связи фотоприёмника. Увеличение диаметра  $n$ - $p$ -переходов с 10 до 16 мкм (для фоточувствительного элемента  $20 \times 20$  мкм) при толщине фоточувствительного слоя 4–5 мкм уменьшает коэффициент фотоэлектрической связи от 10–12 до 6–7 %.

4. Квантовая эффективность при однородной засветке определяет пороговую чувствительность ИК ФПУ для объектов, размер изображения которых в фокальной плоскости ФПУ многократно превышает геометрические размеры ФЧЭ матрицы. При локальной засветке квантовая эффективность определяет частотно-контрастную характеристику и пороговую чувствительность ИК ФПУ для объектов, размер которых в фокальной плоскости ФПУ сравним с геометрическим размером ФЧЭ матрицы или меньше его.

Расчётные зависимости квантовой эффективности и коэффициентов фотоэлектрической связи хорошо согласуются с расчётными зависимостями, приведёнными в [13]. При качественном сходстве расчётных зависимостей численные отличия в них обусловлены выбором размеров ФЧЭ. При размере  $5 \times 5$  мкм, много меньшем длины диффузии, квантовая эффективность и коэффициент фотоэлектрической связи слабо зависят от размеров ФЧЭ и  $p$ - $n$ -диодов.

**Заключение.** В данной работе представлена модель ФЧЭ в составе многоэлементного ФПУ, основанная на расчёте диффузии фотогенерированных носителей методом Монте-Карло. В модели основное внимание уделено вычислению пространственного распре-

ления локальной квантовой эффективности ФЧЭ, которое позволяет рассчитать основные фотоэлектрические параметры матричных ИК ФПУ при произвольном распределении освещённости ФЧЭ. Показано, что учёт симметрии фоточувствительных элементов даёт возможность значительно сократить область вычислений локальной квантовой эффективности (до 1/8 площади ФЧЭ) независимо от размера фрагмента матрицы ФЧЭ ( $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$  и более). Предлагаемая модель позволяет решать многопараметрические задачи оптимизации ФЧЭ с учётом основных фотоэлектрических и конструктивных параметров ИК ФПУ и формулировать требования к этим параметрам, обеспечивающим достижение предельных значений пороговой чувствительности и пространственного разрешения многоэлементных ИК ФПУ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Рогальский А.** Инфракрасные детекторы. Новосибирск: Наука, 2003. 636 с.
2. **Rogalski A.** Competitive technologies for third generation infrared photon detectors // Proc. SPIE. 2006. **6206**. 62060S.
3. **Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А.** Твердотельная электроника. Фотодиоды. М.: Физматкнига, 2011. 448 с.
4. **Фотоприёмные** устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий—ртуть—теллур / Отв. ред. А. Л. Асеев. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2012. 258 с.
5. **Lavine J. P., Chang W.-Ch., Anagnostopoulos K. et al.** Monte Carlo simulation of the photoelectron crosstalk in silicon imaging devices // IEEE Trans. Electron Dev. 1985. **ED-32**, N 10. P. 2087–2090.
6. **Fastow R. M., Strum A.** Monte Carlo simulations of the cross talk in InSb matrices // Proc. SPIE. 1994. **2274**. P. 136–146.
7. **Vishnyakov A. V., Stuchinsky V. A., Brunev D. V. et al.** Analysis of charge-carrier diffusion in the photosensing films of HgCdTe infrared focal plane array photodetectors // Journ. Appl. Phys. 2015. **118**, N 12. 124508.
8. **Juravel Y., Strum A., Fenigstein A. et al.** The transition to second-generation HgCdTe FPA // Proc. SPIE. 1997. **3061**. P. 652–661.
9. **Половинкин В. Г., Стучинский В. А., Вишняков А. В., Ли И. И.** Моделирование фотоэлектрических характеристик матричных ИК фотоприёмников методом Монте-Карло // ДАН ВШ РФ. 2017. **37**, № 4. С. 79–90.
10. **Стучинский В. А., Вишняков А. В.** Простой подход к моделированию методом Монте-Карло диффузии фотогенерированных носителей заряда в многоэлементных фотоприёмниках диодного типа и некоторые приложения этого подхода // Тр. XXV Междунар. науч.-техн. конф. и шк. по фотоэлектронике и приборам ночного видения. М.: ГИЦ РФ АО «НПО "Орион"», 2018. Т. 2. С. 430–433.
11. **Предеин А. В., Сидоров Ю. Г., Сабина И. В. и др.** Высококачественные длинноволновые инфракрасные матричные ФПУ формата  $320 \times 256$  элементов на основе слоёв CdHgTe, выращенных методом МЛЭ // Автометрия. 2013. **49**, № 5. С. 78–85.
12. **Васильев В. Н., Дмитриев И. Ю., Бражников Б. Н. и др.** Сравнительный анализ методов измерения параметров ФПУ с режимом ВЗН // Успехи прикладной физики. 2015. **3**, № 5. С. 486–495.
13. **Vallone M., Goand M., Bertazzi F. et al.** Diffusive-probalistic model for inter-pixel crosstalk in HgCdTe focal plane arrays // IEEE Journ. Electron Dev. Soc. 2018. **6**. P. 664–673. DOI: 10.1109/JEDS.2018.2835818.