

Фотоэлектроника

УДК 538.935

Использование двумерной модели для описания диффузии носителей заряда в фоточувствительном слое матричных фотоприемников на основе HgCdTe

А. В. Вишняков, В. А. Стучинский, Д. В. Брунев, А. В. Зверев, С. А. Дворецкий

Предложена двумерная диффузионная модель для анализа диффузии фотогенерированных носителей заряда в фоточувствительном слое матричных ИК-фотоприемников на основе материала HgCdTe с фотодиодной матрицей, выполненной по планарной технологии без изоляции пикселей канавками. Дан анализ погрешностей модели при описании результатов экспериментов по сканированию локального пятна засветки выбранным фотодиодом матрицы. Показано, что предложенная модель дает хорошее описание результатов сканирования при реалистичном значении локальной длины диффузии носителей заряда в области под фотодиодами матрицы.

PACS: 73.50.Gr; 73.61.Le; 85.60.Gz

Ключевые слова: матричные ИК-фотоприемники, диффузия, носители заряда, фотодиод, материал кадмий-ртуть-теллур.

Введение

Известно, что формирование фотосигнала в матричных фотоприемных устройствах (ФПУ) фотодиодного типа осуществляется посредством диффузии неосновных фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) к фотодиодам (ФД) устройства. Поэтому приборные характеристики и показатели качества таких ФПУ существенно определяются параметрами указанного процесса диффузии. Особый интерес здесь представляет длина диффузии ФНЗ в объеме фоточувствительного материала фотоприемника (или объемная длина диффузии) l_d как параметр, величина которого не зависит от устройства фотодиодной матрицы (ФДМ), а определяется только лишь временем жизни ФНЗ по отношению к их объемной рекомбинации в полупроводнике. Отсасывающее же действие фотодиодов дополнительно ограничивает время жизни ФНЗ в фоточувствительной пленке (ФП) ФПУ, в ре-

зультате чего длина, на которую в латеральном направлении распространяются ФНЗ в области с отбором носителей заряда диодами, становится *эффективной* длиной диффузии $l_{d\text{eff}} < l_d$, величина которой зависит от уровня отбора фототока диодами фотоприемника. Знание величин объемной и локальных эффективных длин диффузии ФНЗ в разных областях матрицы важно для моделирования, проектирования и характеристики фотоприемных устройств.

В работе [1] нами был предложен способ определения объемной длины диффузии ФНЗ l_d в фоточувствительном материале матричных ФПУ фотодиодного типа на основе материала HgCdTe, основанный на анализе данных, полученных при использовании метода сканирования светового пятна выбранным фотодиодом устройства в условиях малого уровня регистрируемого фототока j_{ph} (рис. 1, а). Варьирование уровня фототока достигалось изменением потенциала V_g на затворах входных транзисторов цепей считывания фотоэлектрических ячеек (ФЯ) ФПУ. Требование малости фототока, отбираемого мультиплексором из ФП устройства, возникает как условие минимизации влияния цепей считывания фотосигнала S на время жизни и эффективную (при $j_{ph} \neq 0$) длину диффузии ФНЗ в ФП. В работе [1] величина l_d определялась как предельное значение (“пространственно усредненной”) эффективной длины диффузии $\overline{l_{d\text{eff}}}$, оцениваемой из измеренных уширенных распределений $S(x)$, при стремлении к нулю реги-

Вишняков Алексей Витальевич, научный сотрудник.
Стучинский Виктор Андреевич, научный сотрудник.
Брунев Дмитрий Владиславович, научный сотрудник.
Зверев Алексей Викторович, научный сотрудник.
Дворецкий Сергей Алексеевич, зав. лабораторией.
Институт физики полупроводников СО РАН.
Россия, 630090, Новосибирск,
проспект академика Лаврентьева, 13.
Тел. 8 (383) 333-22-76. E-mail: stuchin@isp.nsc.ru

Статья поступила в редакцию 20 декабря 2014 г.

© Вишняков А. В., Стучинский В. А., Брунев Д. В., Зверев А. В., Дворецкий С. А., 2015

стрируемого фототока. Анализ асимптотики стремления $l_{d\text{ eff}}$ к l_d при $j_{ph} \rightarrow 0$ производился в рамках модели, основанной на предположении, что длина $l_{d\text{ eff}}$ превышает как толщину ФП d , так и характерный размер латеральной структуры ФДМ (именно, расстояние между краями областей пространственного заряда смежных ФД l_{SCR}). В результате можно было считать, что диффузия ФНЗ осуществляется по пленке нулевой толщины, а их отбор в цепи считывания фотосигнала осуществляется не дискретной ФДМ, а сплошным отсасывающим электродом, покрывающей область пленки, занятую матрицей. В такой модели в силу эквивалентности латеральных направлений, а также того обстоятельства, что при малом отборе фототока распределение концентрации ФНЗ “выползает” поперек пленки, задача могла быть сведена к рассмотрению одномерного диффузионного уравнения, в котором возмущающее действие матрицы на процесс диффузии ФНЗ учитывалось членом, записанным в предположении, что локальная плотность отбираемого фототока j_{ph} пропорциональна слоевой концентрации ФНЗ n_s ($j_{ph} = \bar{k} \times n_s / \tau$, где \bar{k} — “пространственно усредненный” коэффициент отбора фототока, а τ — “объемное” время жизни избыточных носителей заряда в пленке). Анализ распределений фотосигнала $S(x)$, измеренных при низком уровне регистрируемых фототоков, позволил определить объемную длину диффузии ФНЗ в материале ФП. Эта длина для изученных матричных ФПУ средневолнового и длинноволнового диапазонов на основе материала $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x = 0,30$ и $x = 0,22 \div 0,23$ (D-1 и D-2, с длинноволновой границей чувствительности соответственно $\sim 5,4$ и ~ 10 мкм) оказалась равной $l_d \approx 19,5$ и 24 мкм.

В нормальном рабочем режиме ФПУ длина $l_{d\text{ eff}}$ становится сопоставимой с характерным размером l_{SCR} латеральной структуры ФДМ, и при расчете фотосигнала S возникает необходимость учета неоднородности этой структуры. Континуальная модель [1] с $d = 0$ может быть усовершенствована для описания распределений $S(x)$, измеренных в таких условиях, следующим образом. Мы полагаем, что в области между фотодиодов матрицы локальный коэффициент отбора фототока равен нулю, что соответствует локальному значению длины диффузии ФНЗ, равному найденному в [1] значению l_d . В то же время в области под фотодиодами реализуется ненулевое (из-за отсасывающего действия ФД) значение коэффициента k_{ph} , определяющее величину локальной эффективной длины диффузии ФНЗ $l_{d\text{ eff}}$ в этой области ($l_{d\text{ eff}} = l_d / \sqrt{1 + k_{ph}}$).

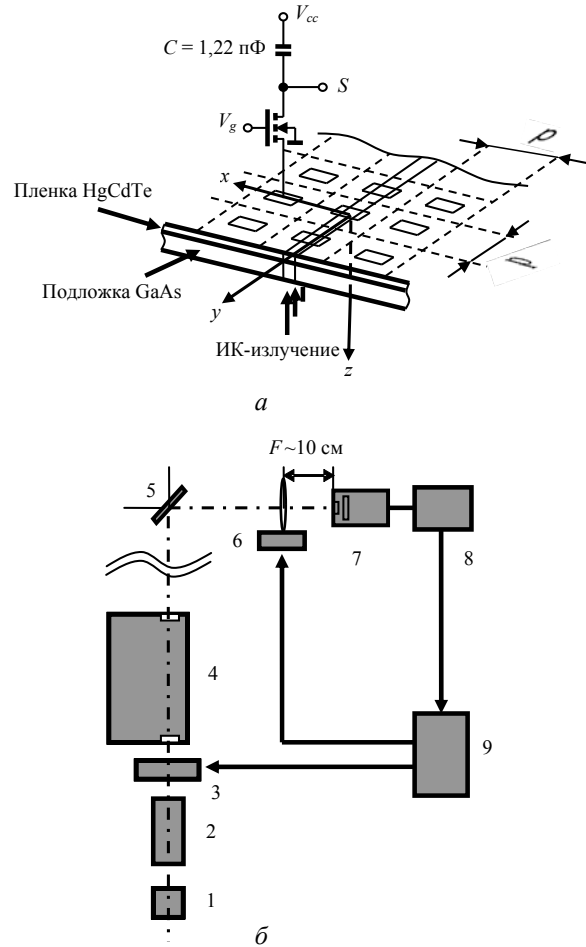


Рис. 1. а — схема сканирования светового пятна выбранным фотодиодом ФДМ (V_g — потенциал на затворе входных транзисторов ФЯ ФПУ относительно общего электрода матрицы, S — регистрируемый сигнал, C — накопительная емкость ФЯ, V_{cc} — напряжение питания схемы мультиплексора ФПУ); б — блок-схема измерительной установки (1 — глобар, 2 — коллиматор, 3 — управляемая компьютером заслонка, 4 — монохроматор, 5 — поворотное зеркало, 6 — установленный на координатном столике фокусирующий объектив, 7 — криостат с ФПУ, 8 — аппаратура, управляющая мультиплексором и регистрирующая фотоэлектрические сигналы, 9 — персональный компьютер)

Целью настоящей работы было дать анализ применимости возникающей таким образом двумерной диффузионной модели для описания результатов сканирования узкого пятна засветки выбранным фотодиодом ФПУ при значительном уровне регистрируемого фототока j_{ph} (т. е. в нормальном режиме работы фотоприемника).

Эксперимент

В эксперименте использовались те же два матричных ФПУ фотодиодного типа со структурой n -на- p на основе материала $HgCdTe$ формата 320×256 , которые ранее изучались в [1]. В обоих ФПУ материал $HgCdTe$ был легирован вакансиями ртути ($p = (8 \div 10) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$), шаг фотоприемной мат-

рицы составлял $p = 30$ мкм, номинальный (по размеру имплантационного окна в диэлектрике) размер фотодиодов был равен 10×10 мкм, что соответствовало эффективному размеру ФД $\approx 14 \times 14$ мкм [2], а толщина (сплошной) пленки фоточувствительного материала составляла примерно 10 мкм. В обоих ФПУ для поверхностной изоляции фотодиодов и уменьшения рекомбинации ФНЗ на границах раздела ФП с диэлектриком и подложкой использовались варизонные слои, а пленка материала HgCdTe в длинноволновом ФПУ D-2 на границе с GaAs-подложкой дополнительно содержала легированный подслоем n -типа проводимости, предназначенный для подавления debiasing-эффекта [3, 4].

Блок-схема установки, использовавшейся для регистрации распределений $S(x)$, приведена на рис. 1, б. Сканирование пятна засветки фотодиодом ФПУ производилось посредством поперечного смещения установленного на координатном столике объектива. Фотоответ фотодиода регистрировался с помощью управляемой компьютером заслонки. С целью уменьшения хроматических aberrаций в объективе в качестве (вторичного) источника излучения использовалась щель монохроматора, испускавшая излучение с длиной волны $\lambda = 4,5$ либо 8 мкм (соответственно в случае D-1 и D-2; эти значения длин волн примерно соответствовали положению максимума спектральной фоточувствительности исследованных ФПУ). Согласно [5], длина поглощения ИК-излучения l_{absorp} в ФП фотоприемников D-1 и D-2 на указанных длинах волн составляла $\sim 0,2$ и $\sim 2,4$ мкм. В выбранной оптической конфигурации при типичных значениях ширины щели 0,1—0,2 мм поперечный размер ее сфокусированного на ФДМ изображения в приближении геометрической оптики не превышал 8 мкм. Дифракционные эффекты приводили к некоторому размытию изображения. Распределение интенсивности ИК-излучения в области пятна $I(x)$, использовавшееся при последующем анализе данных, вычислялось в предположении, что использовавшаяся оптическая система являлась дифракционно-лимитируемой, путем суммирования распределений Эйри, центрированных на каждой точке геометрического изображения щели [6].

Численные расчеты

Расчет двумерного распределения слоевой концентрации ФНЗ в ФП матричного ФПУ $n_s(x, y)$ при распределении темпа генерации ФНЗ в пятне засветки $g(x) \propto I(x)$ осуществлялся путем решения двумерного уравнения диффузии

$$l_d^2 \cdot \left(\frac{\partial^2 n_s(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_s(x, y)}{\partial y^2} \right) = -g(x) \cdot \tau + n_s(x, y) + k_{ph} \cdot P(x, y) \cdot n_s(x, y). \quad (1)$$

В уравнении (1) структура ФДМ учитывалась функцией $P(x, y)$, которая предполагалась равной единице в области под фотодиодами матрицы и нулю в области вне фотодиодов. Для решения уравнения (1) использовалась функция *relax* системы MathCad. Уравнение решалось в квадратной области размером 1024×1024 мкм, покрытой квадратной же сеткой с шагом 1 мкм. Пятно засветки с распределением интенсивности $I(x)$, реализованным в эксперименте, протягивалось по середине расчетной области вдоль оси y . На границах области, параллельных пятну засветки, для слоевой концентрации ФНЗ принимались нулевые граничные условия ($n_s = 0$). Начальное граничное условие на границах, перпендикулярных пятну засветки, бралось из решения соответствующей одномерной задачи, а на второй итерации, для уточнения решения, — из условия периодичности решения вдоль направления, параллельного пятну. Далее путем надлежащего интегрирования (по квадрату размером 14×14 мкм) вычислялись относительные величины фотосигнала S для разных положений пятна засветки относительно используемого для измерений ФД. Для примера на рис. 2 для фотоприемника D-2 показаны графики и изолинии решения $n_s(x, y)$, полученные для ситуаций, когда измерительный ФД лежал на оси пятна засветки (рис. 2, а) и когда его центр был смещен от оси пятна на расстояние 10 мкм (рис. 2, б).

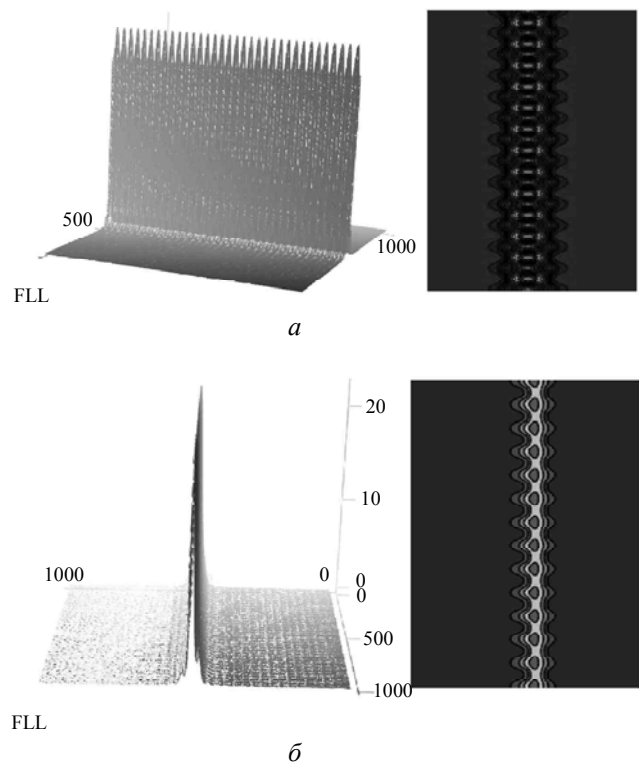


Рис. 2. Графики и изолинии слоевой концентрации ФНЗ в ФП фотоприемника D-1 при положении центра измерительного фотодиода на оси пятна засветки (а) и на расстоянии 10 мкм в стороне от оси пятна (б). Данные получены в расчете с $k_{ph} = 40$

Целью вычислений являлось подбор таких величин коэффициента k_{ph} , при которых достигалось наилучшее совпадение рассчитанных и измеренных нормированных распределений фотосигнала $S(x)$ для разных значений V_g , включая значение V_g , соответствующее нормальному режиму работы ФПУ.

Экспериментальные результаты и их сопоставление с рассчитанными данными

Значения коэффициента k_{ph} , найденные для значений $V_g \leq 0,90$ В в фотоприемнике D-1 и $V_g \leq 0,95$ В в фотоприемнике D-2 (т. е. при малых уровнях регистрируемых фототоков), оказались превышающими значения коэффициента \bar{k} континуальной модели [1] примерно в 4—5,5 раз (т. е. с коэффициентом, близким к отношению площадей пикселя и фотодиода). Этот результат верифицирует применимость подхода работы [1] для анализа распределений $S(x)$, измеренных при малых значениях V_g . При значениях V_g , соответствующих нормальному рабочему режиму ФПУ ($V_g = 1,086$ В и $V_g = 0,95$ В для фотоприемников D-1 и D-2), форма измеренных распределений $S(x)$ является более сложной по сравнению с формой распределений $S(x)$, измеренных при малых значениях V_g , так что крылья распределений уже не могут быть аппроксимированы экспоненциальными распределениями с фиксированной величиной показателя экспоненты, как это было в [1]. Сравнение распределения $S(x)$, измеренного при $V_g = 0,95$ В, с распределениями $S(x)$, рассчитанными с разными значениями k_{ph} для фотоприемника D-2, дано на рис. 3. Видно, что в расчетах с $k_{ph} \approx 20$ —40 достигается неплохое совпадение формы измеренного и рассчитанных распределений. Это показывает, что, по крайней мере для изученных ФПУ, использованная модель с $d = 0$ обеспечивает неплохую аппроксимацию измеренных распределений $S(x)$ расчетными кривыми также и при значениях V_g , соответствующих нормальному режиму работы фотоприемника. Указанные значения k_{ph} соответствуют значениям эффективной длины диффузии НЗ в области под ФД $l_{d\,eff} = l_d / \sqrt{1 + k_{ph}} \approx 3,7$ —5,2 мкм.

Полученная оценка длины $l_{d\,eff}$ имеет характер оценки сверху ввиду того, что с увеличением значения k_{ph} рассчитанные значения фотосигнала S (и форма распределений $S(x)$) переставали существенно зависеть от величины k_{ph} , “насыщаясь” в окрестности измеренных значений S . Можно показать, однако, что полученные значения $l_{d\,eff} \approx 3,7$ —5,2 мкм хорошо согласуются с приведенной ниже априорной оценкой длины $l_{d\,eff}$ в области под фотодиодами матрицы. Упомянутая оценка оказывается возможной в силу того обстоятельства, что

значения кривизны распределения $n(x,z)$ в направлениях x и z связаны трехмерным диффузионным уравнением, а относительно формы распределения концентрации ФНЗ поперек ФП могут быть сделаны некоторые весьма правдоподобные предположения.

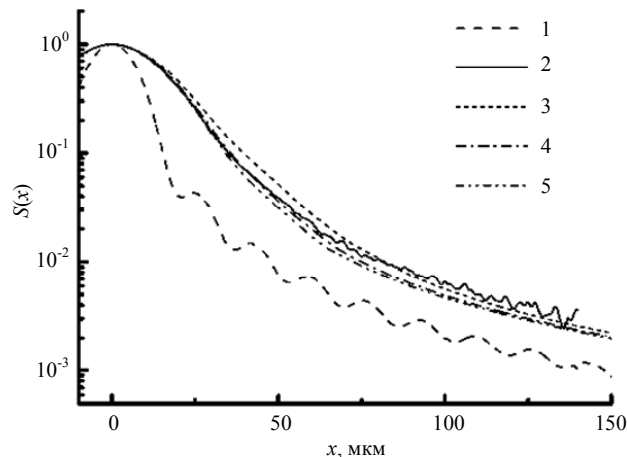


Рис. 3. Измеренное при $V_g = 0,95$ В распределение фотосигнала $S(x)$ в фотоприемнике D-2 (кривая 2) в сопоставлении с распределениями $S(x)$, рассчитанными для $k_{ph} = 20, 40$ и 60 (кривые 3, 4 и 5, соответственно). Кривая 1 — расчетное распределение интенсивности излучения $I(x)$ в пятне засветки, ширина которого в приближении геометрической оптики составляла 7,6 мкм

Априорная оценка эффективной длины диффузии НЗ в области под ФД

Напомним, что основная идея метода сканирования светового пятна состоит в изучении профилей фотосигнала $S(x)$ в области резкого изменения интенсивности подсветки I на краю пятна, где форма распределений $n_s(x)$ и $S(x)$ существенно определяется диффузией носителей заряда (и искомыми величинами длин диффузии). Характерной особенностью рассматриваемой области является то обстоятельство, что ФНЗ попадают в нее преимущественно посредством их латеральной диффузии из смежных областей пленки (а не в результате фотогенерации). Такая ситуация реализуется на большей части реализованного интервала сканирования (при $x \geq 10$ мкм, см. рис. 3). Для указанной области возможна априорная оценка длины диффузии $l_{d\,eff}$, которая может быть использована для верификации полученных выше значений этой длины.

Действительно, рассмотрим протяженный (с характерным размером больше $l_{d\,eff}$) участок ФП под ФД большой площади с пренебрежимо малой фотогенерацией ФНЗ. Согласно вышеизложенному, мы предполагаем, что ФНЗ попадают в этот участок через его боковую границу, параллельную продолговатому пятну засветки. На фиксированном расстоянии от оси пятна ($x = \text{const}$) функцию,

описывающую распределение концентрации ФНЗ поперек пленки (вдоль координаты z , см. рис. 1, a), можно разложить в ряд по синусам вида $\sin \left[\frac{z}{d_{eff}} \times \left(\frac{\pi}{2} + 2\pi \cdot n \right) \right]$, $n = 0, 1, \dots$, которые удовле-

творяют граничным условиям на границах пленки ($n \approx 0$ при $z = 0$ и $\partial n / \partial z = 0$ при $z \approx d_{eff}$). Здесь d_{eff} — эффективная толщина ФП в области под фотодиодом (номинальная толщина пленки d минус величина заглубления p — n -перехода в пленку $d_{deep} \approx 2$ — 3 мкм минус длина порядка длины поглощения ИК-излучения в фоточувствительном материале пленки $l_{absorp} \approx 2,4$ мкм, см. выше). Решение трехмерного аналога уравнения (1) методом разделения переменных показывает, что каждая компонента указанного ряда экспоненциально затухает в направлении x (в сторону от оси пятна) с характерной длиной

$$l_{decay}^{(n)} = l_d / \sqrt{1 + \left[\frac{l_d}{d_{eff}} \times \left(\frac{\pi}{2} + 2\pi \times n \right) \right]^2}, \quad (2)$$

причем наименее быстро затухает (доминирующая на достаточном удалении от края ФД) компонента с наименьшим значением пространственной частоты ($n = 0$). Значение длины l_{decay} для этой компоненты ряда может быть отождествлено с эффективной длиной латеральной диффузии ФНЗ в ФП фотоприемника $l_{d\ eff\ lat}$. Для нескольких реалистичных выбранных значений $d_{eff} = 6, 7$, и 8 мкм в фотоприемнике D-2 формула (2) дает соответственно

$$l_{d\ eff} \approx \frac{2d_{eff}}{\pi} = 3,8; 4,4 \text{ и } 5,0 \text{ мкм (приведенное при-}$$

ближенное равенство справедливо при $(l_d / d_{eff})^2 \gg 1$). Полученные значения $l_{d\ eff\ lat}$ соответствуют $k_{ph} \approx 22$ — 39 (учтено, что для гармоники

$$s\ n = 0\ k_{ph} = l_d^2 \times \frac{\partial n(z)}{\partial z} / \int_0^{d_{eff}} n(z) dz \approx \left(\frac{\pi}{2} \times \frac{l_d}{d_{eff}} \right)^2).$$

Заметим, что, в соответствии с ожиданиями, значение $l_{d\ eff\ lat} \approx 4$ — 5 мкм оказывается сопоставимым с величиной d_{eff} . Действительно, для того, чтобы дать вклад в фотосигнал, фотоэлектрон, генерированный излучением в окрестности границы пленка-подложка, должен продиффундировать поперек пленки на расстояние $\sim d_{eff}$; можно ожидать, что при этом фотоэлектрон сместится примерно на такое же расстояние и в направлении вдоль пленки. Аналогичная оценка длины $l_{d\ eff\ lat}$ ($l_{d\ eff\ lat} \approx 4$ — 5 мкм) была получена также и для фотоприемника D-1.

Таким образом, для области под обратносмещенными фотодиодами мы имеем хорошее со-

гласие между величиной $l_{d\ eff\ lat}$, полученной из анализа формы профиля $S(x)$ (т. е. из найденной величины коэффициента k_{ph}) и теоретической оценкой этой длины.

Обоснование применимости двумерной модели с $d = 0$ для описания распределений $S(x)$, измеренных в нормальном режиме работы ФПУ

Ниже мы приводим эвристические соображения, проясняющие вопрос о том, почему диффузионная модель с нулевой толщиной ФП оказывается способной давать приемлемое описание результатов сканирования не только при малом, но также и при значительном уровне отбираемого из пленки фототока. Как уже отмечалось выше, при малом уровне фототока распределение ФНЗ $n(z)$ “выполаживается” поперек пленки, и необходимость рассмотрения поперечного измерения при анализе процесса диффузии естественным образом выпадает из задачи. В то же время при большом уровне регистрируемого фототока (в условиях его насыщения при увеличении V_g) концентрация n вблизи обратносмещенных p — n -переходов оказывается малой, и распределение $n(z)$ поэтому больше нельзя считать квазиоднородным.

Обоснование применимости модели с $d = 0$ для описания результатов сканирования в последнем случае можно получить интегрированием обеих частей трехмерного аналога уравнения (1) поперек пленки в пределах ее толщины. Для простоты начнем анализ с рассмотрения области пленки, покрытой сплошным обратносмещенным ФД достаточно большой площади. Для того, чтобы проинтегрированное уравнение согласовывалось с уравнением (1), необходимо, чтобы член в проинтегрированном диффузионном уравнении, возникающий в результате интегрирования члена лапласиана со второй производной $\partial^2 n / \partial z^2$ и учитывающий граничное условие на диодной стороне пленки, трансформировался в член с коэффициентом k_{ph} уравнения (1). Для этого, в свою очередь, требуется, чтобы градиент n вдоль нормали к поверхности пленки на ее диодной стороне изменялся всюду пропорционально слоевой концентрации ФНЗ n_s . Действительно, в трехмерной диффузионной модели локальный фототок вычисляется посредством интегрирования по площади ФД нормальной компоненты градиента концентрации ФНЗ n , в то время как характерной чертой модели с $d = 0$ является принимаемая в ней пропорциональность локальной плотности фототока локальной величине слоевой концентрации ФНЗ в пленке. Если бы нормальный градиент n на диодной стороне пленки изменялся всюду строго пропор-

ционально слоевой концентрации ФНЗ n_s , то тогда коэффициент отбора тока

$$k_{ph} = \frac{j_{ph} \times \tau}{n_s} = \frac{D \times \partial n / \partial z|_{z=0} \times \tau}{n_s} = \frac{l_d^2 \times \partial n / \partial z|_{z=0}}{\int_0^d n(z) dz}$$

сохранял бы постоянное значение по площади пленки, и использованная двумерная модель диффузии с $d = 0$ столь же адекватно предсказывала бы результаты сканирования, как и трехмерная диффузионная модель. В действительности же строгая пропорциональность градиента $\partial n / \partial z|_{z=0}$ концентрации n_s повсюду в пленке отсутствует ввиду того, что на разных участках пленки, сообразно условиям локальной диффузионной задачи, реализуются разные поперечные распределения $n(z)$.

Рассмотрим поэтому (с целью оценки погрешностей двумерной модели в аппроксимации данных сканирования в области под ФД большой площади) характерные распределения $n(z)$, реализующиеся на разных участках интервала сканирования. Один характерный случай с распределением

$$n(z) \propto \sin\left(\frac{\pi}{2} \times \frac{z}{d_{eff}}\right)$$

(будем называть этот

случай случаем 1) был рассмотрен нами выше. Другим, в определенном смысле противоположным, случаем является случай однородно засвечиваемого участка пленки, в который ФНЗ попадают преимущественно посредством их фотогенерации в тонком слое вблизи границы раздела пленка-подложка. Последний случай мы будем называть случаем 2. Легко видеть, что в случае 2 распределение ФНЗ поперек пленки дается гиперболическим синусом, $n(z) \propto \text{sh}(z/l_d)$. Аналогично тому, как это было сделано в случае 1, для которого было

$$k_{ph}^{(1)} \approx \left(\frac{\pi}{2} \times \frac{l_d}{d_{eff}}\right)^2$$

мы можем и для слу-

чая 2 вычислить значение коэффициента отбора фототока. В результате мы получаем:

$$k_{ph}^{(2)} = \left(2 \times \left(\text{sh}\left(\frac{d_{eff}}{2l_d}\right)\right)^2\right)^{-1}$$

, так что в достаточно тон-

ких пленках с $d/l_d \ll 1$ $k_{ph}^{(2)} \rightarrow 2\left(\frac{l_d}{d}\right)^2$. Последняя

величина k_{ph} весьма умеренно (с фактором $\xi = \pi^2/8$) отличается от значения k_{ph} , ранее полученного для случая 1. Можно думать, что в промежуточных случаях, когда фотогенерация и латеральная диффузия вносят сопоставимый вклад в концентрацию n_s в рассматриваемой области пленки, коэффициент k_{ph} будет принимать значе-

ния из интервала между $k_{ph}^{(2)}$ и $k_{ph}^{(1)}$. Поэтому бли-

зость фактора ξ к единице объясняет, почему двумерная диффузионная модель является хорошим приближением трехмерной диффузионной модели при описании распределений $n_s(x)$, формирующихся в пленке под сплошным ФД большой площади на достаточном удалении от его краев.

В реальной ФДМ фотогенерированные носители заряда, диффузионным образом растекающиеся в сторону от пятна засветки, последовательно проходят области под фотодиодами и вне фотодиодов. При прохождении области вне фотодиода, в которой отсутствует отбор заряда с “поверхности”, распределения $n(z)$ выполаживаются поперек пленки. Это приводит к тому, что на краю следующего фотодиода, на который натекает облако избыточных носителей заряда, в “подъедающем с поверхности” распределении $n(z)$ возрастёт доля гармоник с высокой пространственной частотой. В результате этого локальный фототок на этом краю диода оказывается увеличенным по сравнению с моделью, игнорирующей форму распределений $n(z)$ поперек ФП. В улучшенной двумерной модели это возрастание фототока на краю ФД следовало бы учитывать неоднородным распределением величины коэффициента k_{ph} по площади фотодиода с возрастанием этой величины на его краю. Повышенный отбор фототока из области на краю фотодиода должен, очевидно, приводить к тому, что при дальнейшем продвижении облака ФНЗ под ФД отбираемый локальный фототок будет иметь меньшие значения, нежели его значения, предсказываемые двумерной моделью, не учитывающей описанного выше краевого эффекта. По-видимому, реалистичность значений коэффициента k_{ph} и длины $l_{d,eff}$, полученных подгонкой рассчитанного по двумерной модели распределения $S(x)$ к измеренному профилю фотосигнала, является следствием “компенсации” двух указанных эффектов при “интегрировании” плотности фототока измерительным фотодиодом во время формирования его интегрального фотоотклика.

Приведенные выше рассуждения позволяют лучше понять основной результат настоящей работы, заключающийся в том, что, хотя рассмотренная двумерная диффузионная модель и игнорирует описанные выше неоднородности коэффициента отбора фототока (как в масштабе интервала сканирования, так и на размере ФД), она, тем не менее, оказывается способной обеспечить хорошую аппроксимацию измеряемых распределений $S(x)$.

Заключение

Предложена двумерная диффузионная модель для описания процесса диффузии ФНЗ из ло-

кальных освещенных областей фотодиодной матрицы матричных ФПУ на основе материала HgCdTe в её “неосвещенные” области. Дан анализ применимости этой модели. Показано, что при актуальных на практике геометрических параметрах ФДМ двумерная диффузионная модель обеспечивает хорошую аппроксимацию результатов экспериментов по сканированию светового пятна фотодиодом матрицы с разумными значениями локальных длин диффузии ФНЗ в области пленки вне фотодиодов и под фотодиодами. Другими возможными применениями рассмотренной модели мог бы быть основанный на решении уравнения (1) расчет функции точечного источника и частотно-контрастной характеристики рассматриваемых ФПУ, а также моделирование результатов экспериментов по субпиксельному сканированию

ФДМ малым пятном засветки, проводимых с целью определения оптической площади пикселя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vishnyakov A. V., Stuchinsky V. A., Brunev D. V., et al. // Appl. Phys. Letters. 2014. V. 104. P. 092112.
2. Vishnyakov A. V., Varavin V. S., Garifullin M. O., et al. // Optoelectron., Instrum., Data Process. 2009. V. 45. P. 308; Phys. Status Solidi (c). 2010. V. 7. P. 1627.
3. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Marchishin I. V., et al. // Opto-Electron. Rev. 2010. V. 18. P. 236.
4. Predein A. V., Sidorov Yu. G., Sabinina I. V., et al. // Optoelectron., Instrum., Data Process. 2013. V. 49. P. 485.
5. Itsuno A. M. Bandgap-Engineered HgCdTe Infrared Detector Structures for Reduced Cooling Requirements, Dissertation for the degree of Philosophy Doctor (Electrical Engineering), (University of Michigan, 2012).
6. Сивухин Д. В. // Общий курс физики. Т. 4, Оптика. — М.: Наука, 1985.

Two-dimensional diffusion model as applied to the analysis of the diffusion process of charge carriers in the photosensitive film of HgCdTe IR FPA detectors

A. V. Vishnyakov, V. A. Stuchinsky, D. V. Brunev, A. V. Zverev, and S. A. Dvoretzky

Institute of Semiconductor Physics, Russian Academy of Science, Siberian Division
13 Acad. Lavrent'ev Avenue, Novosibirsk, 630090, Russia
E-mail: stuchin@isp.nsc.ru

Received December 20, 2014

A 2D diffusion model is proposed to analyze the diffusion of charge carriers in the photosensitive film (PF) of HgCdTe photovoltaic IR FPA detectors with a continuous (without mesa isolation of pixels) absorber layer. An analysis of the inaccuracies of the model in reproducing results of spot-scan experiments is given. The proposed model is shown capable of providing a good approximate description to spot-scan data with a realistic local diffusion-length value of charge carriers in the PF region under array diodes.

PACS: 73.50.Gr; 73.61.Le; 85.60.Gz

Keywords: IR FPA detectors, diffusion, charge carriers, photodiode, mercury-cadmium-tellurium.

REFERENCES

1. A. V. Vishnyakov, V. A. Stuchinsky, D. V. Brunev, et al., Appl. Phys. Letters **104**, 092112 (2014)
2. A. V. Vishnyakov, V. S. Varavin, M. O. Garifullin, et al., Optoelectron., Instrum., Data Process. **45**, 308 (2009); Phys. Status Solidi (c) **7**, 1627 (2010).
3. V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, I. V. Marchishin, et al., Opto-Electron. Rev. **18**, 236 (2010).
4. A. V. Predein, Yu. G. Sidorov, I. V. Sabinina, et al., Optoelectron., Instrum., Data Process. **49**, 485 (2013).
5. A. M. Itsuno, *Bandgap-Engineered HgCdTe Infrared Detector Structures for Reduced Cooling Requirements*, Dissertation for the degree of Philosophy Doctor (Electrical Engineering), (University of Michigan, 2012).
6. D. V. Sivukhin, *General Physics, Optics* (Nauka, Moscow, 1985) [in Russian].