

УДК 621

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
85.60.Dw, 07.57.Kp

Аналитическая модель квантовой эффективности фотодиодов на основе антимонида индия

В. С. Ковшов, Н. И. Яковлева, А. В. Никонов

Исследованы спектральные характеристики фотоприемных устройств (ФПУ), детектирующих излучение в средневолновом инфракрасном (ИК) диапазоне спектра, изготовленные на основе антимонида индия, предназначенные для обнаружения, распознавания и идентификации тепловых объектов. Проведен расчет квантовой эффективности в зависимости от конструктивных параметров фотодиодов с учетом прохождения излучения через антиотражающее покрытие, а также с учетом отражения от границы раздела «р⁺-слой/омический контакт» с последующим повторным поглощением в структуре фотодиода. Разработана аналитическая модель коэффициента поглощения антимонида индия с учетом эффекта Бурштейна-Мосса и правила Урбаха. Определена оптимальная толщина базового слоя фотодиода при различных значениях времени жизни неосновных носителей заряда.

Ключевые слова: InSb, квантовая эффективность, спектральная характеристика чувствительности, фотодиод, матричные фотоприемные устройства.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-3-277-288

Введение

Фотодиоды и фотоприемные устройства (ФПУ) на основе антимонида индия (InSb) применяются во многих современных инфракрасных оптико-электронных системах двойного назначения. ФПУ средневолнового ИК-диапазона спектра работают на больших дальностях обнаружения и распознавания объектов (целей), используя контраст между

целью и фоном (окружающей средой). Область их применения чрезвычайно широка: от разнообразных военных до многих гражданских систем для различных отраслей науки и техники. Перед ними ставится задача квалифицированной тепловой диагностики различных объектов, например, объектов космоса, промышленных зданий, сооружений, механизмов и т. п. Возможно использование данных ФПУ в системах разведки и слежения, сопровождения целей, охраны объектов, таможенного контроля, решения криминалистических задач, вождения транспортных средств, поиска целей и людей в сложных погодных условиях, обнаружения мин и др.

Бинарное соединение InSb по-прежнему является лидером в области создания полноформатных ФПУ средневолнового ИК диапазона спектра, несмотря на низкие рабочие температуры $T \sim 80$ К или даже ниже [1] в средневолновом ИК диапазоне спектра (MWIR) из-за превосходной однородности параметров чувствительных элементов и высо-

Ковшов Владимир Сергеевич^{1,2}, инженер.

E-mail: kovshov@phystech.etu

Яковлева Наталья Ивановна¹, гл.н.с., д.т.н.

Никонов Антон Викторович², зам. зав. кафедрой,
к.ф.-м.н.

¹ АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

² Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет).

Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный,
Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 29 апреля 2022 г.

© Ковшов В. С., Яковлева Н. И., Никонов А. В., 2022

кой стабильности работы ФПУ. Для создания ФПУ нового класса проводятся интенсивные исследования в направлении совершенствования структур на основе различных соединений группы антимонидов, таких как: InSb, InAsSb, InGaSb, InBiTe, InAlSb, AlGaAsSb, GaInAsSb и др. (Gershon G. 2017 [2], Razeghi M. 2003 [3] и др.). Вследствие успешного формирования архитектур ФЧЭ на основе nVn -структур и сверхрешеток с барьерными слоями, имеющих нулевое смещение в валентной зоне, они находят широкое применение в высокотемпературных изделиях фотоэлектроники (D'Souza A. I. 2013 [4]).

Основная задача данной работы заключается в моделировании спектральных характеристик фотодиодов на основе InSb. Для расчета спектральной характеристики необходимо рассчитать зависимость квантовой эффективности от длины волны падающего на фотодиод ИК-излучения, при этом учитывается не только поглощение излучения в квазинейтральных и обедненной областях, но и также отражение падающего излучения от фронтальной плоскости структуры, наличие антиотражающего покрытия на тыльной стороне структуры, на которую падает излучение, влияние границ раздела и поверхностной рекомбинации на границах. Чтобы максимально упростить расчет и получить основные эмпирические зависимости, рассматривается одномерная модель p - n -перехода, многомерные варианты решения данной задачи планируется провести в следующих работах.

Объектом исследования в данной работе является традиционный p^+ - n -фотодиод средневолнового (3–5 мкм) ИК-диапазона на основе «объемного» антимонида индия в составе матрицы фокальной плоскости, структура которой представлена на рис. 1. Архитектура фотодиода, сформированного по мезотехнологии, содержит антиотражающее покрытие из пленкообразующего материала сульфида цинка (ZnS), подложку n -типа с концентрацией примеси $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, сильнолегированный p^+ -слой с концентрацией примеси $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, полученный методом ионной имплантации. С целью подавления поверхностной рекомбинации p^+ -слой защищен пассивирующим покрытием.

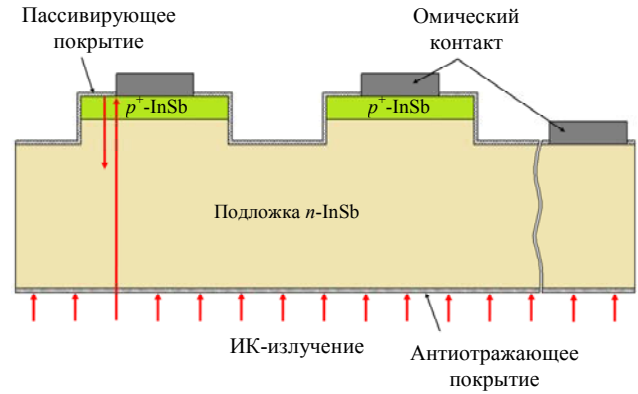


Рис. 1. Схематическая структура матрицы p^+ - n -фотодиодов на основе «объемного» антимонида индия

Падающее со стороны подложки n -типа проводимости излучение проходит сквозь просветляющее покрытие в объем полупроводниковой структуры, частично поглощается в квазинейтральных областях n - и p^+ -типа, а также в обедненной области p^+ - n -перехода, частично отражается от границы раздела « p^+ -InSb/омический контакт» и повторно поглощается в структуре фотодиода.

Моделирование квантовой эффективности

Одномерная модель фотодиода с резким p^+ - n -переходом, являющаяся классической моделью расчета квантовой эффективности фотодиода, известна в литературе [5, 6]. Модель опирается на решение совокупности уравнений, описывающих энергетические и транспортные свойства носителей заряда. К ней относятся уравнение Пуассона, позволяющее рассчитывать распределение электрического поля и потенциала в p^+ - n -переходе, а также оценивать положение уровня Ферми и концентрации равновесных носителей в полупроводниковой системе, и уравнение непрерывности, позволяющее определять распределение концентрации неосновных носителей, и, следовательно, распределение основных токовых составляющих фотодиода. Предложенная в данной работе модель, в отличие от классической модели, учитывает отраженное излучение от фронтальной поверхности структуры, что позволяет уточнить уравнение для полной квантовой эффективности и токовых зависимостей.

Схематическая диаграмма фотодиода для реализации одномерной модели расчета квантовой эффективности приведена на рис. 2. Фотодиод облучается со стороны подложки и подразделяется на следующие области: квазинейтральные области n -типа $x \in [0; x_n]$ и p^+ -типа $x \in [x_p; L]$ и область пространственного заряда (ОПЗ) $x \in [x_n; x_p]$, формирующуюся вблизи металлургической границы p^+ - n -перехода $x = x_i$. При исследовании случая поглощения излучения, отраженного от границы раздела « p^+ -InSb/омический контакт», удобно рассмотреть новую систему координат (рис. 2б), которая соотносится с исходной как $x' = L - x$.

В соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера [7] интенсивность излучения, распространяющегося в поглощающей среде, изменяется по экспоненциальному закону и определяется коэффициентом поглощения этой среды. В работе [5] предполагается, что изменение интенсивности поглощаемого излучения подчиняется одному и тому же закону для всех областей фотодиода в виду отсутствия учета особенностей коэффициента поглощения полупроводникового материала. В таблице приведены зависимости интенсивности излучения для различных областей фотодиода в общем случае.

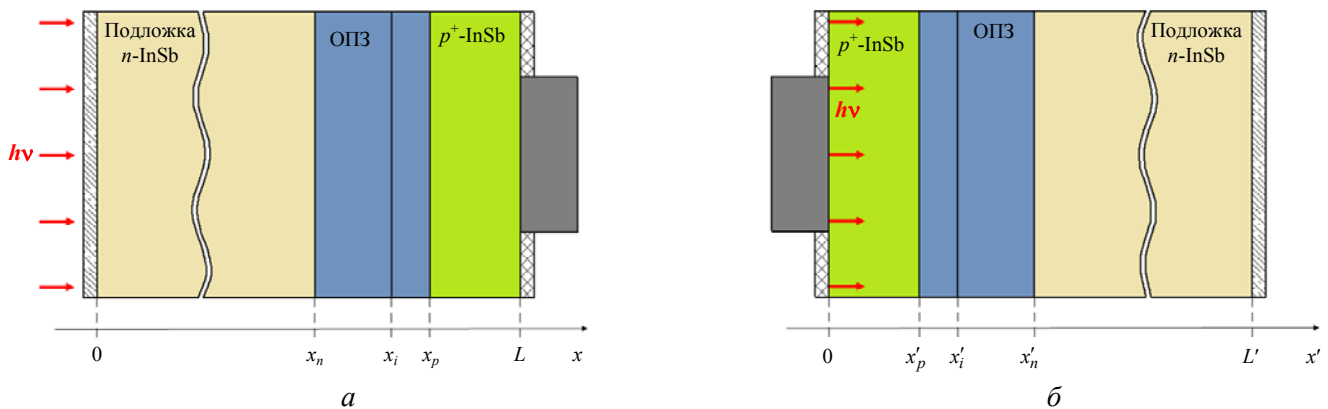


Рис. 2. Одномерная модель фотодиода: а – поглощение излучения, падающего со стороны подложки n -InSb; б – поглощение излучения, отраженного от границ раздела « p^+ -InSb/омический контакт»

Таблица

Зависимости интенсивности излучения от глубины проникновения для различных областей фотодиода

Область фотодиода	Интенсивность излучения
$x \in [0; x_n]$	$I_0 e^{-\alpha_n x} T_1$
$x \in [x_n; x_i]$	$I_0 e^{-\alpha_n x} T_1$
$x \in [x_i; x_p]$	$I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p x} T_1$
$x \in [x_p; L]$	$I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p x} T_1$
$x' \in [0; x'_p]$	$I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p L} e^{-\alpha_p x'} T_1 R_2$
$x \in [x'_p; x'_i]$	$I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p L} e^{-\alpha_p x'} T_1 R_2$
$x' \in [x'_i; x'_n]$	$I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p(x_i - x'_i)} e^{-\alpha_p L} e^{-\alpha_n x'} T_1 R_2$
$x' \in [x'_n; L']$	$I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p(x_i - x'_i)} e^{-\alpha_p L} e^{-\alpha_n x'} T_1 R_2$

Примечания:
 I_0 – интенсивность падающего излучения;
 α_n – коэффициент поглощения в n -InSb;
 α_p – коэффициент поглощения в p^+ -InSb;
 T_1 – коэффициент пропускания антиотражающего покрытия;
 R_2 – коэффициент отражения от границы раздела « p^+ -InSb/омический контакт».

Квантовая эффективность фотодиода определяется как отношение потока сгенерированных носителей заряда, вносящих вклад в фототок, к потоку фотонов, падающих на фотодетектор, и описывается следующим выражением:

$$\eta(\lambda) = \frac{J_{ph}(\lambda) hc}{qI_0(\lambda) \lambda} \quad (1)$$

где $J_{ph}(\lambda)$ – плотность фототока p^+ - n -перехода;

$I_0(\lambda)$ – плотность потока излучения с длиной волны λ , падающего на поверхность фоточувствительной структуры $x = 0$;

q – элементарный заряд электрона;

c – скорость света в вакууме;

h – постоянная Планка.

Плотность полного фототока определяется суммой токов в квазинейтральных областях p^+ - и n -типа, а также в ОПЗ с учетом отражения излучения от границы раздела « p^+ -InSb/омический контакт»

$$J_{ph} = J_{ph,n1} + J_{ph,DR1} + J_{ph,p1} + J_{ph,n2} + J_{ph,DR2} + J_{ph,p2}, \quad (2)$$

где $J_{ph,n1}$ и $J_{ph,n2}$ – плотности фототока в квазинейтральной области n -типа до и после отражения;

$J_{ph,DR1}$ и $J_{ph,DR2}$ – плотности фототока в ОПЗ до и после отражения;

$J_{ph,p1}$ и $J_{ph,p2}$ – плотности фототока в квазинейтральной области p^+ -типа до и после отражения.

Соответственно, полная квантовая эффективность p^+ - n -фотодиода описывается следующим выражением:

$$\eta_{total} = \eta_{n1} + \eta_{DR1} + \eta_{p1} + \eta_{n2} + \eta_{DR2} + \eta_{p2}. \quad (3)$$

Основным инструментом для расчета плотности фототока является уравнение непрерывности для неосновных носителей заряда

$$\frac{1}{q} \bar{\nabla} J_n + G_n - R_n = 0, \quad \frac{1}{q} \bar{\nabla} J_p - G_p + R_p = 0$$

где J_n и J_p – плотности тока электронов и дырок соответственно;

G_n и G_p – скорости генерации неосновных носителей заряда;

R_n и R_p – скорости рекомбинации неосновных носителей заряда.

Для решения уравнения непрерывности в данной работе использовались следующие предположения:

– уровень инжекции носителей мал;

– приложенное напряжение смещения мало, т. е. напряжение падает только в обедненной области, вне которой влиянием электрического поля можно пренебречь.

Квазинейтральная область n -типа

Согласно принятым предположениям электрическое поле в квазинейтральной области пренебрежимо мало, следовательно, ток в этой области определяется диффузионной составляющей. В этом случае уравнение непрерывности приобретает следующий вид

$$D_p \frac{d^2 p_{1,2}(x)}{dx^2} + G_{p1,2}(x) - \frac{p_{1,2}(x) - p_0}{\tau_p} = 0 \quad (4)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок;

τ_p – время жизни дырок;

p_0 – концентрация равновесных дырок;

$G_{p1}(x) = \alpha_n I_0 e^{-\alpha_n x} T_1 \frac{\lambda}{hc}$ – скорость генерации дырок до отражения;

$G_{p2}(x') = \alpha_n I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p(x_i - x'_i)} e^{-\alpha_p L} e^{-\alpha_n x'} T_1 R_2 \frac{\lambda}{hc}$ – скорость генерации дырок после отражения.

Дифференциальное уравнение (4) должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$p_1(x_n) = p_0 \exp(qV_a / k_B T), \\ J_{p1}(0) = -qS_p (p_1(0) - p_0) \quad (5a)$$

$$p_2(x'_n) = p_0 \exp(qV_a / k_B T), \\ J_{p2}(L') = -qS_p (p_2(L') - p_0), \quad (5b)$$

где V_a – напряжение смещения фотодиода;
 T – рабочая температура фотодиода;
 S_p – скорость поверхностной рекомбинации дырок на границе $x = 0$ ($x' = L'$).

Решая совместно (4) и (5) и учитывая (1), получим аналитическое выражение квантовой эффективности для квазинейтральной области n -типа

$$\eta_{n1} = \frac{\alpha_n L_p^2}{1 - \alpha_n^2 L_p^2} T_1 \left[-\alpha_n e^{-\alpha_n x_n} + \frac{(\alpha_n L_p - \gamma) - e^{-\alpha_n x_n} \left(sh \frac{x_n}{L_p} - \gamma ch \frac{x_n}{L_p} \right)}{L_p \left(ch \frac{x_n}{L_p} - \gamma sh \frac{x_n}{L_p} \right)} \right] \quad (6a)$$

$$\eta_{n2} = \frac{\alpha_n L_p^2}{1 - \alpha_n^2 L_p^2} e^{-(\alpha_n - \alpha_p)(x_i - x'_i)} e^{-\alpha_p L} T_1 R_2 \left[-\alpha_n e^{-\alpha_n x'_n} + \frac{e^{-\alpha_n x'_n} \left(sh \frac{x_n}{L_p} + \gamma ch \frac{x_n}{L_p} \right) - e^{-\alpha_n L} (\gamma - \alpha_n L_p)}{L_p \left(ch \frac{x_n}{L_p} + \gamma sh \frac{x_n}{L_p} \right)} \right] \quad (6b)$$

где $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ – длина диффузии дырок; $\gamma = \frac{S_p L_p}{D_p}$.

Квазинейтральная область p^+ -типа

Аналогичным образом можно записать уравнение непрерывности для электронов в квазинейтральной области p^+ -типа

$$D_n \frac{d^2 n_{1,2}(x)}{dx^2} - G_{n1,2}(x) + \frac{n_{1,2}(x) - n_0}{\tau_n} = 0 \quad (7)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов;
 τ_n – время жизни электронов;
 n_0 – концентрация равновесных электронов;

$G_{n1}(x) = \alpha_p I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p x} T_1 \frac{\lambda}{hc}$ – скорость генерации электронов до отражения;
 $G_{n2}(x') = \alpha_p I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p L} e^{-\alpha_p x'} T_1 R_2 \frac{\lambda}{hc}$ – скорость генерации электронов после отражения.

Граничные условия для решения (7) будут иметь следующий вид:

$$n_1(x_p) = n_0 \exp(qV_a / k_B T) \quad n_1(L) = n_0 \quad (8a)$$

$$n_2(x'_p) = n_0 \exp(qV_a / k_B T) \quad n_2(0) = n_0 \quad (8b)$$

Решая теперь совместно (7) и (8) получим

$$\eta_{p1} = \frac{\alpha_p L_n^2}{1 - \alpha_p^2 L_n^2} e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} T_1 \left[-\alpha_p e^{-\alpha_p x_p} + \frac{e^{-\alpha_p x_p} ch \frac{x_p - L}{L_n} - e^{-\alpha_p L}}{L_n sh \frac{L - x_p}{L_n}} \right] \quad (9a)$$

$$\eta_{p2} = \frac{\alpha_p L_n^2}{1 - \alpha_p^2 L_n^2} e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p L} T_1 R_2 \left[\alpha_p e^{-\alpha_p x'_p} - \frac{1 - e^{-\alpha_p x'_p} ch \frac{x'_p}{L_n}}{L_n sh \frac{x'_p}{L_n}} \right], \quad (9b)$$

где $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ – длина диффузии электронов.

Область пространственного заряда

Для расчета квантовой эффективности в ОПЗ необходимо рассмотреть две подобласти, примыкающие к металлургической границе $x = x_i$. В подобласти $x \in [x_n; x_i]$ сконцентрирован положительный заряд ионов примеси, а неосновными носителями являются дырки. Таким образом, уравнения непрерывности для данной подобласти будут иметь следующий вид:

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_{p1}}{dx} = \alpha_n I_0 e^{-\alpha_n x} T_1 \frac{\lambda}{hc} - U_p \quad (10a)$$

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_{p2}}{dx'} = \alpha_n I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p(x_i - x'_i)} e^{-\alpha_p L} \times \\ \times e^{-\alpha_n x'} T_1 R_2 \frac{\lambda}{hc} - U_p \quad (10b)$$

где U_p – скорость рекомбинации дырок;

J_{p1} и J_{p2} – плотности тока неосновных носителей, образованных до и после отражения соответственно.

Интегрируя (10), принимая во внимание малый уровень инжекции и учитывая (1), получим выражения для квантовой эффективности в подобласти $x \in [x_n; x_i]$.

$$\eta_{DRn1} = T_1 (e^{-\alpha_n x_n} - e^{-\alpha_n x_i}) \quad (11a)$$

$$\eta_{DRn2} = e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p(x_i - x'_i)} e^{-\alpha_p L} T_1 R_2 \times \\ \times (e^{-\alpha_n x'_i} - e^{-\alpha_p x'_n}) \quad (11b)$$

В подобласти $x \in [x_i; x_p]$ сконцентрирован отрицательный заряд ионов примеси, а неосновными носителями являются электроны. Уравнение для данной подобласти будет иметь следующий вид:

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_{n1}}{dx} = U_n - \alpha_p I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p x} T_1 \frac{\lambda}{hc} \quad (12a)$$

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_{n2}}{dx'} = U_n - \alpha_p I_0 e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p L} e^{-\alpha_p x'} T_1 R_2 \frac{\lambda}{hc} \quad (12b)$$

где U_n – скорость рекомбинации электронов; J_{n1} и J_{n2} – плотности тока неосновных носителей, образованных до и после отражения соответственно.

Аналогичным образом решая (12), получим выражения для квантовой эффективности в подобласти $x \in [x_i; x_p]$.

$$\eta_{DRp1} = e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} T_1 (e^{-\alpha_p x_i} - e^{-\alpha_p x_p}) \quad (13a)$$

$$\eta_{DRp2} = e^{-(\alpha_n - \alpha_p)x_i} e^{-\alpha_p L} T_1 R_2 (e^{-\alpha_p x'_p} - e^{-\alpha_p x'_i}) \quad (13b)$$

Полная квантовая эффективность в области пространственного заряда определяется следующим образом:

$$\eta_{DR} = \eta_{DR1} + \eta_{DR2} = \eta_{DRn1} + \eta_{DRp1} + \eta_{DRn2} + \eta_{DRp2} \quad (14)$$

В рамках разработанной модели квантовая эффективность фотодиода может быть рассчитана в зависимости от ряда параметров, таких как длина диффузии неосновных носителей, скорость поверхностной рекомбинации, концентрации акцепторной и донорной примесей, напряжение смещения и толщина слоев фотодиодной структуры.

Модель расчета коэффициента поглощения

Выходные фотоэлектрические параметры ИК фотодетекторов, такие как квантовая эффективность, спектральная характеристика чувствительности, а также удельная обнаружительная способность, определяются особенностями коэффициента поглощения фоточувствительного материала. Детальное исследование этих особенностей позволит получить наиболее полную картину и с повышенной точностью оценивать значения параметров оптико-электронных систем.

Модель коэффициента поглощения антимонида индия основана на работе Андерсона [8] и учитывает прямые межзонные переходы из валентной зоны тяжелых и легких дырок в зону проводимости, эффект Бурштейна-Мосса, связанный со сдвигом края поглощения в вырожденных полупроводниках в ко-

ротковолновую область, а также правило Урбаха, учитывающее экспоненциальное поведение края поглощения, обусловленное наличием «хвостов» плотности состояний.

Аналитическое выражение для коэффициента поглощения согласно модели Андерсона имеет следующий вид:

$$\alpha_0(\omega, E_F) = z_{lh}(\omega) BM_{lh}(\omega, E_F) + z_{hh}(\omega) BM_{hh}(\omega, E_F) \quad (15)$$

$$\text{где } z_{lh}(\omega) = \frac{1 + 2 \left(\frac{E_g}{\hbar\omega} \right)^2 \sqrt{(\hbar\omega)^2 - E_g^2}}{137\sqrt{6}\sqrt{\epsilon_\infty} 4P},$$

$$z_{hh}(\omega) = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \frac{\hbar^2 E_g}{m_0 P^2}} \frac{\sqrt{1,5} \sqrt{\hbar\omega(\hbar\omega - E_g)}}{\left(1 + \frac{m_0}{m_{hh}} \right) \left(\frac{2\hbar\omega}{E_g} - 1 \right)};$$

$BM_{lh}(\omega, E_F)$ и $BM_{hh}(\omega, E_F)$ – коэффициенты Бурштейна-Мосса для подуровней легких и тяжелых дырок в валентной зоне соответственно [8];

E_F – уровень Ферми;

$P = 8,7 \times 10^{-8}$ эВ×см – матричный оптический элемент [9];

E_g – ширина запрещенной зоны полупроводникового материала;

ϵ_∞ – диэлектрическая проницаемость при высоких частотах;

m_{hh} – эффективная масса тяжелых дырок;

m_0 – масса электрона;

Значения коэффициентов Бурштейна-Мосса $BM_{lh}(\omega, E_F)$ и $BM_{hh}(\omega, E_F)$ зависят от положения уровня Ферми в полупроводнике. Классическим инструментом для расчета уровня Ферми является уравнение электро-нейтральности [10]:

$$n(E_F, T) + N_A^-(E_F, T) = p(E_F, T) + N_D^+(E_F, T) \quad (16)$$

где $n(E_F, T) = N_c(T) F_c(E_F - E_c)$ – концентрация равновесных электронов;

$p(E_F, T) = N_v(T) F_v(E_v - E_F)$ – концентрация равновесных дырок;

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + 4 \exp\left(\frac{E_a - E_F}{k_B T}\right)} \text{ – концентрация отрицательно заряженных ионов акцепторов;}$$

N_D^+ – концентрация положительно заряженных ионов доноров;

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_d}{k_B T}\right)}$$

$N_{c,v}(T)$ – эффективные плотности состояний

$$F_{c,v}(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} (1 + \alpha_{c,v} x)^{1/2} (1 + 2\alpha_{c,v} x) dx}{1 + \exp\left(x - \frac{E}{k_B T}\right)} \text{ –}$$

интеграл Ферми-Дирака порядка 1/2 с учетом коэффициента непараболичности дисперсионной зависимости энергетических зон $\alpha_{c,v}$;

$N_{c,v}(T)$ – эффективные плотности состояний [10];

E_a – энергия ионизации акцептора;

E_d – энергия ионизации донора;

N_A – концентрация акцепторной примеси;

N_D – концентрация донорной примеси.

Зависимость края поглощения в области «хвоста» Урбаха согласно [11] имеет следующий вид:

$$\alpha_{Urbach}(\omega) = A \sqrt{\frac{k_B T}{2\sigma}} \exp\left(\frac{\sigma[\hbar\omega - E_g]}{k_B T}\right) \quad (17)$$

где $\sigma = 4,885$ для антимонида индия.

Определение параметра A сводится к решению уравнения сшивки выражений для расчета коэффициента поглощения (15) и (17) при энергии, соответствующей оптической ширине запрещенной зоны [11]

$$A(T, E_F) \sqrt{\frac{k_B T}{2\sigma}} = \alpha_0 \left(\frac{E_g + \frac{k_B T}{2\sigma}}{\hbar}, E_F \right) \quad (18)$$

Таким образом аналитическое выражение для расчета коэффициента поглощения будет иметь следующий вид:

$$\alpha(\omega, E_F) = \begin{cases} \alpha_0(\omega, E_F), & \text{при } \hbar\omega \leq E_g + \frac{k_B T}{2\sigma} \\ \alpha_{Urbach}(\omega), & \text{при } \hbar\omega \geq E_g + \frac{k_B T}{2\sigma} \end{cases} \quad (19)$$

Модель расчета коэффициента пропускания антиотражающего покрытия и коэффициента отражения от границы раздела «р⁺-InSb/омический контакт»

Формирование антиотражающих покрытий (АП) является одним из основных технологических этапов изготовления современных фотоприемных устройств. Применение таких покрытий способствует уменьшению потерь на отражение регистрируемого излучения от освещаемой поверхности фоточувствительного элемента, и как следствие, достижению высокой чувствительности фотодетектора. Среди таких покрытий для средневолнового спектрального диапазона наиболее распространены однослойные интерференционные пленки заданной толщины из материала сульфида цинка (ZnS).

Расчет коэффициента пропускания АП проводился методом матриц переноса [12]. Метод заключается в определении соотношений между амплитудами падающего, отраженного и прошедшего через пленку излучений. В случае однослойного покрытия полная матрица переноса включает следующие три матрицы:

– матрица переноса через интерфейс «воздух/АП»

$$M_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{n_{\text{АП}}}{n_0} & 1 - \frac{n_{\text{АП}}}{n_0} \\ 1 - \frac{n_{\text{АП}}}{n_0} & 1 + \frac{n_{\text{АП}}}{n_0} \end{pmatrix}$$

– матрица переноса через слой АП заданной толщины $d_{\text{АП}}$

$$M_2 = \begin{pmatrix} \exp\left(i \frac{\omega}{c} n_{\text{АП}} d_{\text{АП}}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i \frac{\omega}{c} n_{\text{АП}} d_{\text{АП}}\right) \end{pmatrix}$$

– матрица переноса через интерфейс «АП/n-InSb»

$$M_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{n_{\text{InSb}} - ik_{\text{InSb}}}{n_{\text{АП}}} & 1 - \frac{n_{\text{InSb}} - ik_{\text{InSb}}}{n_{\text{АП}}} \\ 1 - \frac{n_{\text{InSb}} - ik_{\text{InSb}}}{n_{\text{АП}}} & 1 + \frac{n_{\text{InSb}} - ik_{\text{InSb}}}{n_{\text{АП}}} \end{pmatrix}$$

где $n_{\text{АП}}$ – показатель преломления АП ($n_{\text{ZnS}} = 2,2 \div 2,3$);

$n_0 = 1$ – показатель преломления воздуха;

n_{InSb} – показатель преломления InSb;

k_{InSb} – коэффициент экстинкции InSb.

Таким образом, полная матрица определяется как произведение всех составляющих матриц

$$M_{\text{tot}} = M_1 M_2 M_3$$

Коэффициент пропускания антиотражающего покрытия определяется следующим образом:

$$T_1 = \frac{n_{\text{InSb}}}{n_0} \frac{1}{|M_{\text{tot}}^{1,1}|^2} \quad (20)$$

где $M_{\text{tot}}^{1,1}$ – элемент матрицы M_{tot} с индексами $i = 1, j = 1$.

На рис. 3 представлена рассчитанная методом матриц переноса спектральная характеристика пропускания однослойного антиотражающего покрытия из материала ZnS толщиной 0,5 мкм.

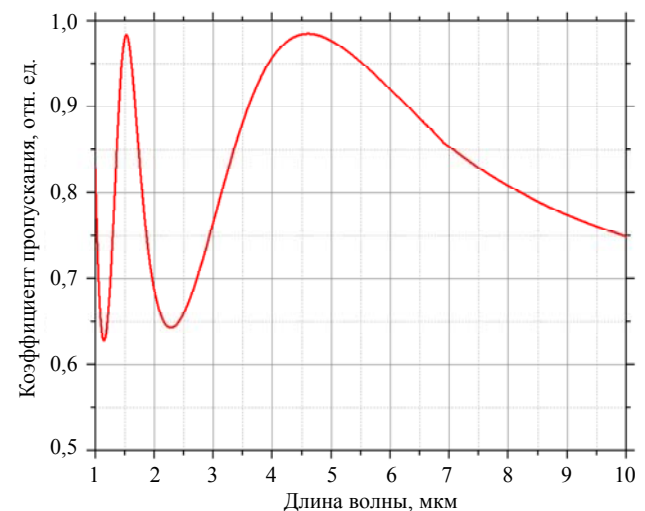


Рис. 3. Спектр пропускания антиотражающего покрытия ZnS

Покрытие из ZnS обеспечивает просветление в области 4,5–4,9 мкм, что соответствует максимуму чувствительности фотодиодов на основе InSb. Коэффициент пропускания в этой области спектра достигает 98,5 %.

Одним из способов увеличения квантовой эффективности фотодиода является нанесение на обратную его сторону зеркального покрытия, возвращающего в структуру непоглощенное излучение. В данной работе в качестве такого покрытия выступает индиевый контакт. Показатель преломления индия в рабочем спектральном диапазоне фотодиода варь-

ируется в широких пределах [13], как показано на рис. 4. С целью определения дисперсии показателя преломления металлического индия при температуре 77 К проведена аппроксимация дисперсий при 4,2 К и 295 К многочленом третьей степени с коэффициентами, имеющими линейную температурную зависимость.

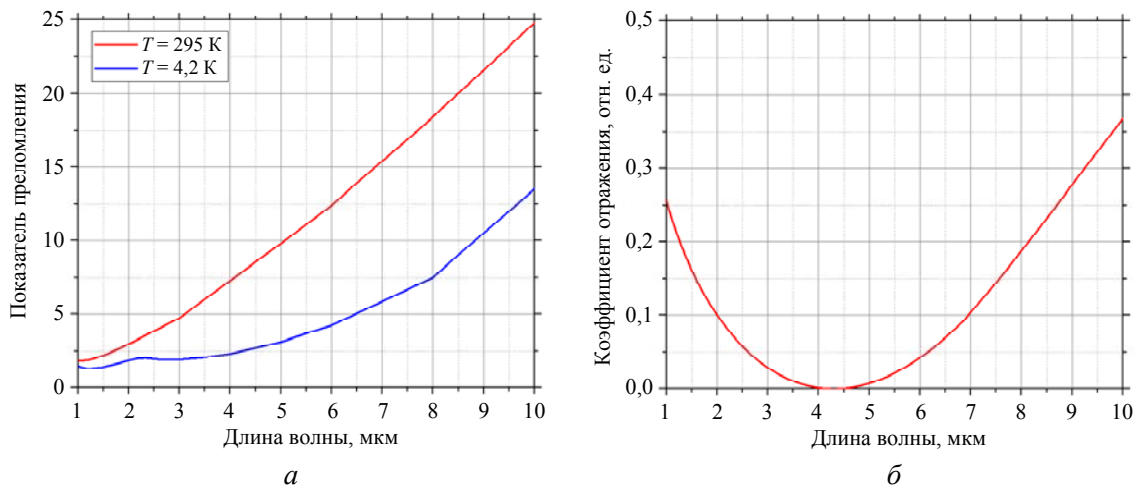


Рис. 4. а) Зависимость показателя преломления металлического индия от длины волны при температурах 295 К и 4,2 К, б) Спектр отражения от границы раздела « p^+ -InSb/омический контакт» при температуре 77 К

По результатам применения метода матриц переноса выражение для коэффициента отражения от границы раздела « p^+ -InSb/омический контакт» имеет следующий вид

$$R_2 = \left| \frac{n_{\text{InSb}} - ik_{\text{InSb}} - n_{\text{In}}}{n_{\text{InSb}} - ik_{\text{InSb}} + n_{\text{In}}} \right|^2 \quad (21)$$

Минимальное отражение достигается в области 4,0–4,5 мкм (рис. 4), что объясняет незначительный вклад отраженного излучения в полную квантовую эффективность фотодиода в этой части спектра.

Анализ результатов моделирования

На рис. 5 представлена спектральная характеристика квантовой эффективности фотодиода на основе InSb с резким p^+ - n -переходом со следующими параметрами: $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $L_p = 50 \text{ мкм}$, $L_n = 3 \text{ мкм}$, $D_p = 7 \text{ см}^2/\text{с}$, $x_i = 10 \text{ мкм}$, $L = 10,5 \text{ мкм}$, $V_a = -0,1 \text{ В}$, $S_p = 50 \text{ см/с}$, $d_{\text{АП}} = 0,5 \text{ мкм}$. Следует отметить, что наибольший вклад в величину

полной квантовой эффективности дает базовая область n -типа проводимости, в то время как вклады обедненной области и области p^+ -типа дают незначительный вклад особенно в коротковолновом диапазоне спектра, где поглощение InSb достигает значения порядка 10^4 см^{-1} , и соответственно глубина проникновения составляет около 1 мкм, что говорит о том, что основная доля излучения коротковолнового диапазона спектра поглощается в базовой области. Кроме того, спектральная зависимость квантовой эффективности определяется спектром пропускания интерференционного однослойного антиотражающего покрытия. Толщина пленки подобрана таким образом, чтобы максимальное просветление достигалось в рабочем спектральном диапазоне фотодиода (3–5 мкм).

Рассмотрим поведение квантовой эффективности фотодиода в зависимости от величины скорости поверхностной рекомбинации S_p . На рис. 6 приведены спектральные характеристики квантовой эффективности для $S_p = 50 \text{ см/с}$, 500 см/с , 10^3 см/с , $5 \times 10^3 \text{ см/с}$ и 10^4 см/с . Скорость поверхностной рекомбина-

ции определяется качеством технологического процесса нанесения пассивирующего покрытия на фронтальную плоскость фоточувствительной структуры. Для достижения высоких значений квантовой эффективности, и соответственно, выходных фотоэлектрических параметров ФПУ необходимо обеспечение значения скорости поверхностной рекомбинации не выше 10^3 см/с.

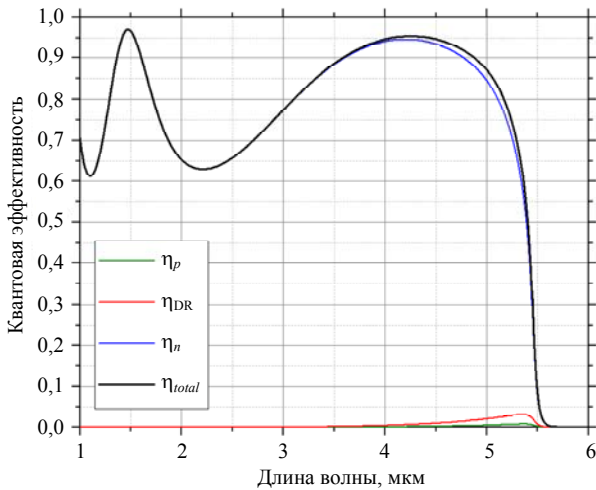


Рис. 5. Зависимость квантовой эффективности фотодиода на основе InSb с резким p^+ - n -переходом от длины волны

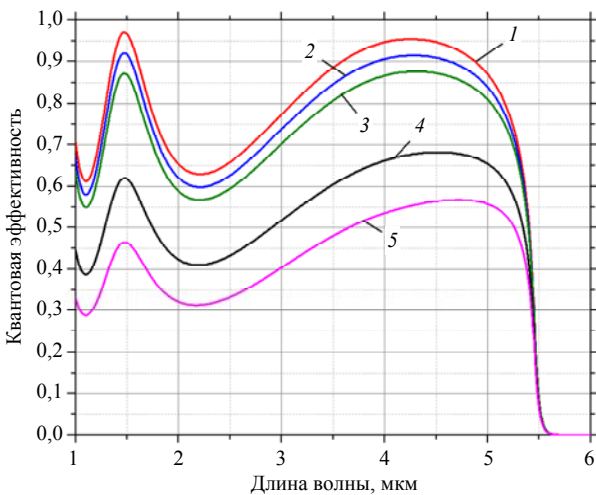


Рис. 6. Зависимость квантовой эффективности от длины волны для различных скоростей поверхностной рекомбинации: 1 – $S_p = 50$ см/с; 2 – $S_p = 500$ см/с; 3 – $S_p = 10^3$ см/с; 4 – $S_p = 5 \times 10^3$ см/с; 5 – $S_p = 10^4$ см/с

Следует также отметить, что квантовая эффективность зависит от толщины базового слоя фотодиода. С уменьшением толщины слоя до значений порядка глубины проникновения доля поглощенного излучения уменьшается, что обуславливает уменьшение фото-

тока и квантовой эффективности. При больших толщинах порядка диффузионной длины увеличивается доля рекомбинированных неосновных носителей, при этом снижается фототок и квантовая эффективность. Следовательно, существует оптимальная толщина базового слоя, при которой достигается максимальное значение квантовой эффективности. На рис. 7 приведены зависимости максимума квантовой эффективности в рабочем спектральном диапазоне от толщины базового слоя для различных значений времени жизни дырок $\tau_p = 3,6$ мкс, $1,3$ мкс, $0,6$ мкс. Параметры модели следующие: $N_A = 10^{18}$ см⁻³, $N_D = 10^{15}$ см⁻³, $L_n = 3$ мкм, $D_p = 7$ см²/с, $V_a = -0,1$ В, $S_p = 100$ см/с, $d_{АП} = 0,5$ мкм. В первом случае (кривая 1, $L_p \approx 50$ мкм) максимум квантовой эффективности достигается при толщине около 11 мкм, во втором случае (кривая 2, $L_p \approx 30$ мкм) – около 9 мкм, в третьем случае (кривая 3, $L_p \approx 20$ мкм) – около 7 мкм.

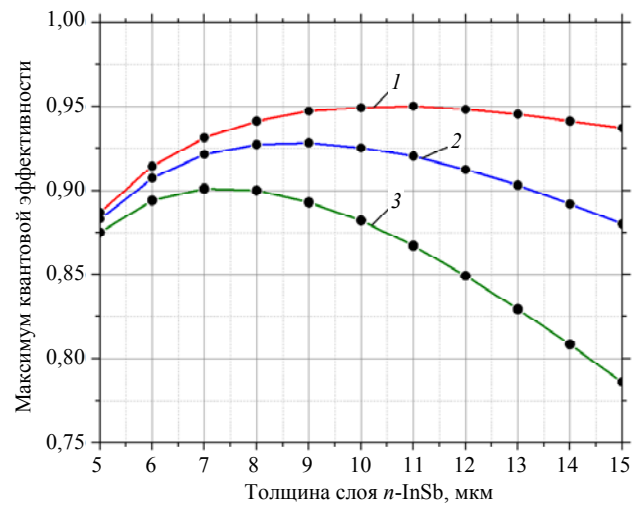


Рис. 7. Зависимость максимума квантовой эффективности в рабочей спектральной области фотодиода от толщины базовой области при различных значениях времени жизни дырок: 1 – $\tau_p = 3,6$ мкс; 2 – $\tau_p = 1,3$ мкс; 3 – $\tau_p = 0,6$ мкс

Заключение

В работе приведены аналитические выражения квантовой эффективности p^+ - n -фотодиода для базовой области n -типа, обедненной области и области p^+ -типа, рассчитанные в рамках одномерной модели. Разработанная модель учитывает вклад отраженного излучения от фронтальной поверхности структуры, а

также уточняет зависимости интенсивности излучения в каждой области фотодиода.

В рамках работы проведен расчет спектра пропускания однослойного интерференционного антиотражающего покрытия и спектра отражения от границы раздела « p^+ -InSb/омический контакт» методом матриц переноса. Определена требуемая толщина просветляющей пленки ($\sim 0,5$ мкм) для достижения минимального отражения в рабочем спектральном диапазоне. Кроме того, разработана модель поглощения антимонида индия с учетом эффекта Бурштейна-Мосса и правила Урбаха, уточняющая спектральную зависимость края поглощения.

По результатам численного моделирования наибольший вклад в полную квантовую эффективность фотодиода дает базовая область n -типа. Обедненная область и область p^+ -типа дают незначительный вклад в силу малой глубины проникновения по сравнению с толщиной базовой области. Кроме того, результаты исследования зависимости квантовой эффективности от скорости поверхностной рекомбинации показали, что для достижения повышенных характеристик необходимо обеспечение значения скорости поверхностной рекомбинации не выше 10^3 см/с. Определена оптимальная толщина базового слоя n -типа для достижения максимальной чувствительности фотодиода при различных значениях времени жизни неосновных носителей заряда. Для $\tau_p = 3,6$ мкс она составила 11 мкм, для $\tau_p = 1,3$ мкс – 9 мкм, для $\tau_p = 0,6$ мкс – 7 мкм.

Разработанная модель квантовой эффективности позволяет проводить прецизионную оценку выходных параметров фотодиодов на основе «объемного» антимонида индия, а также путем решения обратной задачи, срав-

нивая расчетные и измеренные спектральные характеристики фотодиодов, определять с заданной точностью значения фотоэлектрических параметров и характеристик матричных фотоприемных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shtrichman I., Aronov D., ben Ezra M., Barkai I., Berkowicz E., Brumer M., Fraenkel R., Glozman A., Grossman S., Jacobsohn E., Klin O., Klipstein P. C., Lukomsky I., Shkedy L., Snapi N., Yassen M., Weiss E. // *Infrared Technology and Applications XXXVIII*. SPIE. 2012. Vol. 8353. P. 1025.
2. Gershon G., Avnon E., Brumer M., Freiman W., Karni Y., Niderman T., Ofer O., Rosenstock T., Seref D., Shiloah N., Shkedy L., Tessler R., Shtrichman I. // *Infrared Technology and Applications XLIII*. SPIE. 2017. Vol. 10177. P. 101771I.
3. Razeghi M. // *The European Physical Journal Applied Physics*. 2003. Vol. 23 (3). P. 149.
4. D'Souza A. I., Robinson E., Ionescu A. C., Okerlund D., de Lyon T. J., Rajavel R. D., Sharifi H., Dhar N. K., Wijewarnasuriya P. S., Grein C. // *Infrared Technology and Applications XXXIX*. SPIE. 2013. Vol. 8704. P. 87041V.
5. Van De Wiele F. Quantum Efficiency of Photodiode, in *Solid State Imaging*, eds. P. G. Jespers, F. Van De Wiele, and M. H. White, pp. 41–76 – Noordhoff, Leyden, The Netherlands, 1976.
6. Rogalski A. *Infrared and terahertz detectors*. – USA: CRC Press, 2019.
7. Сивухин Д. В. *Общий курс физики Т. 4: Оптика*. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013.
8. Anderson W. W. // *Infrared Physics*. 1980. Vol. 20 (6). P. 363.
9. Vaillon R., Perez J. P., Lucchesi C., Cakiroglu D., Chapuis P. O., Taliercio T., Tournie E. // *Optics Express*. 2019. Vol. 27 (4). P. A11.
10. Шалимова К. В. *Физика полупроводников: учебное пособие*. – М.: Энергия, 1976.
11. Bhowmick M., Xi H., Ullrich B. // *Materials*. 2021. Vol. 14 (7). P. 1639.
12. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики / Пер. с англ. / под ред. Мотулевич Г.П.* – М.: Наука, 1970.
13. Golovashkin A. I., Levchenko I. S., Motulevich G. P., Shubin A. A. // *Soviet Physics JETP*. 1967. Vol. 24 (6). P. 1093.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 85.60.Dw, 07.57.Kp

Analytical model of quantum efficiency of photodiodes based on indium antimonide

V. S. Kovshov^{1,2}, N. I. Yakovleva¹, and A. V. Nikonov²

¹ Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia
E-mail: kovshov@phystech.etu

² Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

Received April 29, 2022

Spectral photoresponse of photodetectors based on indium antimonide, intended for detection, recognition and identification of thermal objects in the middle wavelength infrared (MWIR) has been investigated. Quantum efficiency depending on design parameters of photodiodes has been calculated taking into account the radiation transmission through the antireflection coating, and its reflection from the interface «p⁺-layer/ohmic contact» with subsequent reabsorption in the photodiode structure. An analytical model of the indium antimonide absorption coefficient has been developed taking into account the Burstein-Moss effect and the Urbach rule. The optimal thickness of the photodiode base layer has been determined for the various values of minority lifetime.

Keywords: InSb, quantum efficiency, spectral sensitivity, photodiode, FPA.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-3-277-288

REFERENCES

1. I. Shtrichman, D. Aronov, M. ben Ezra, I. Barkai, E. Berkowicz, M. Brumer, R. Fraenkel, A. Glozman, S. Grossman, E. Jacobsohn, O. Klin, P.C. Klipstein, I. Lukomsky, L. Shkedy, N. Snapi, M. Yassen, and E. Weiss, *Infrared Technology and Applications XXXVIII*. SPIE **8353**, 1025 (2012).
2. G. Gershon, E. Avnon, M. Brumer, W. Freiman, Y. Karni, T. Niderman, O. Ofer, T. Rosenstock, D. Seref, N. Shiloah, L. Shkedy, R. Tessler, and I. Shtrichman, *Infrared Technology and Applications XLIII*. SPIE. **10177** 101771I (2017).
3. M. Razeghi, *The European Physical Journal-Applied Physics* **23** (3), 149 (2003).
4. A. I. D'Souza, E. Robinson, A. C. Ionescu, D. Okerlund, T. J. de Lyon, R. D. Rajavel, H. Sharifi, N. K. Dhar, P. S. Wijewarnasuriya, and C. Grein, *Infrared Technology and Applications XXXIX*. SPIE **8704**, 87041V (2013).
5. F. Van De Wiele, *Quantum Efficiency of Photodiode*, in Book: *Solid State Imaging*, eds. P. G. Jespers, F. Van De Wiele, and M. H. White, (Noordhoff, Leyden, The Netherlands, 1976).
6. A. Rogalski, *Infrared and terahertz detectors* (CRC Press, USA, 2019).
7. D. V. Sivuchin, *Obshij kurs fiziki V. 4: Optika* (Moscow, FIZMATLIT, 2013).
8. W. W. Anderson, *Infrared Physics* **20** (6), 363 (1980).
9. R. Vaillon, J. P. Perez, C. Lucchesi, D. Cakiroglu, P. O. Chapuis, T. Taliercio, and E. Tournie, *Optics Express* **27** (4), A11 (2019).
10. K. V. Shalimova, *Fizika poluprovodnikov: uchebnoe posobie* (Moscow, Energiya, 1976).
11. M. Bhowmick, H. Xi, and B. Ullrich, *Materials* **14** (7), 1639 (2021).
12. M. Born and E. Wolf, *Osnovy optiki*. edited by G. P. Motulevich (Moscow, Nauka, 1970).
13. A. I. Golovashkin, I. S. Levchenko, G. P. Motulevich, and A. A. Shubin, *Soviet Physics JETP* **24** (6), 1093 (1967).