01

Влияние размера фотодиодов на пространственное разрешение и внутреннюю квантовую эффективность ИК фотоприемных матриц на основе материала кадмий–ртуть–теллур: численное моделирование

© В.А. Стучинский, В.В. Васильев, А.В. Вишняков

Институт физики полупроводников СО РАН,
Новосибирск, Россия
e-mail: stuchin@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 25 марта 2026 г.
В окончательной редакции 29 мая 2026 г.
Принято к публикации 2 июня 2026 г.

Посредством численного моделирования с применением метода Монте–Карло для анализа процесса диффузии фотоносителей изучено влияние латерального размера фотодиодов при фиксированном шаге матрицы на внутреннюю квантовую эффективность и пространственное разрешение на частоте Найквиста матричных фотоприемников в расширенном диапазоне величин длины диффузии фотогенерированных носителей заряда, включая значения этой длины, пониженные до нескольких микрон. Получено, что в отличие от внутренней квантовой эффективности, значения которой всегда увеличиваются с увеличением размера диодов, пространственное разрешение матричного фотоприемника может как возрастать, так и убывать с изменением размера диодов в зависимости от значения длины диффузии фотоносителей.

Ключевые слова: фотодиодная матрица, диффузия фотоносителей, частота Найквиста, функция рассеяния линии, частотно-контрастная характеристика.

DOI: 10.61011/JTF.2027.01.64176.80-26

Введение

В инфракрасной (ИК) визуализации и детектировании широко используются охлаждаемые гибридные матрицы фокальной плоскости (МФП) на основе тройных соединений кадмий–ртуть–теллур (КРТ) [1,2]. Для прогнозирования и оптимизации фотоэлектрических параметров таких матриц необходимы соответствующие расчеты. В частности, функциональные характеристики МФП могут быть определены путем численного моделирования с применением метода Монте–Карло (МК) для анализа диффузии носителей заряда (НЗ) из пятен засветки [3,4]. Рассматриваемый процесс включает оптическое возбуждение фотоносителей, их рекомбинацию в фотопроводящей пленке, а также стекание в $p-n$-переходы устройства. Часть лицевой площади матрицы, свободная от диодов, предполагается покрытой варизонным слоем, создающим барьер для неосновных носителей заряда (ННЗ) [5]. После учета симметрии с учетом граничных условий, соответствующих стеканию фотоносителей на $n-p$-переходы и отражению их от слоев КРТ с увеличенной шириной запрещенной зоны, получаем задачу о вычислении пространственного распределения фотосигнала в окрестности пятна засветки. Детали прямого статистического моделирования фотоэлектрических процессов в МФП были подробно описаны в работе [6]. При вычислении внутренней квантовой эффективности матрицы моделируется ее однородная засветка, а при проведении анализа пространственного разрешения фотоприемников — линейное пятно засветки. Отметим еще, что полученное во втором случае распределение фотосигнала в окрестности пятна засветки представляет собой функцию рассеяния линии (ФРЛ) (Line Spread Function, LSF). После вычисления ФРЛ посредством фурье-преобразования этой функции может быть вычислена частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) (Modulation Transfer Function, MTF) фотоприемного устройства (ФПУ), характеризующая его пространственное разрешение [7–10]. ЧКХ и внутренняя квантовая эффективность являются одними из самых важных вычисляемых параметров МФП, поскольку они позволяют прогнозировать пространственное разрешение и величину эквивалентной шуму разности температур с учетом шумовых характеристик ФПУ и измерительной электроники [1].

Опубликованные в литературе до настоящего времени данные о зависимости функциональных характеристик и, в особенности, пространственного разрешения фотоприемных матриц на основе материала КРТ весьма фрагментарны и существенно ограничены по исследованному диапазону длин диффузии фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ). Более или менее систематическими могут считаться исследования, опубликованные в расчетных работах [6,11] и в экспериментальной работе [12]. Расчеты в [6,11] были проведены в предположении, что длина диффузии ФНЗ в фоточув-

ствительном материале составляла $\sim 20\,\mu$m, а в экспериментах [12] измеренное значение этой длины в исследованном материале составило $\sim 46\,\mu$m. В обоих случаях было получено, что при фиксированном шаге матрицы пространственное разрешение МФП увеличивается с увеличением размера диодов матриц. Численных расчетов либо экспериментов, направленных на выяснение того, как увеличение размера диодов КРТ-матриц сказывается на их пространственном разрешении при меньших длинах диффузии ФНЗ, опубликовано не было.

Между тем, например, в образцах КРТ p-типа, легированных вакансиями ртути, время жизни ННЗ с понижением температуры от комнатной до температуры ниже 50 K снижается более чем на три порядка, достигая значений порядка 10^{-10} s [13,14]. При этом длина диффузии электронов может уменьшаться до единиц микрон. Поэтому представляется важным исследовать параметры МФП и при этих значениях длины диффузии.

В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования методом МК влияния размера диодов $n-$на$-p$ МФП на пространственное разрешение и внутреннюю квантовую эффективность таких матриц в расширенном диапазоне величин длины диффузии ФНЗ (от 3–5 до $20\,\mu$m).

1. Расчетная модель

В использованной расчетной модели полагалось, что ИК-излучение, падающее на обратную сторону фотоприемной структуры (со стороны подложки), генерирует в фоточувствительной пленке фотоносители с экспоненциальным распределением по глубине. Латеральные координаты точки рождения электронно-дырочных пар (одна или две в зависимости от вида засветки, линейной или равномерной по площади) выбирались с помощью генератора случайных чисел (ГСЧ). Диффундируя в пленке, фотоносители либо рекомбинируют в объеме абсорбера, либо, достигув одного из диодов матрицы, дают вклад в регистрируемый сигнал соответствующего диода.

В расчетах диффузия ФНЗ в фоточувствительной пленке моделировалась блужданием частиц по узлам кубической сетки, покрывающей расчетную область задачи. Направление скачка частицы (одно из шести возможных) выбиралось с помощью ГСЧ со случайно-равномерным распределением генерируемых чисел. Если текущий узел, в котором находилась рассматриваемая частица, примыкал к отражающей границе, а частица, согласно показаниям ГСЧ, должна была совершить прыжок в направлении границы, то эта частица принудительно возвращалась в прежний узел, и направление прыжка выбиралось повторно. Вероятность рекомбинации фотоносителей в абсорбере на каждом скачке частицы была фиксирована и связана с величиной длины диффузии ФНЗ в материале абсорбера.

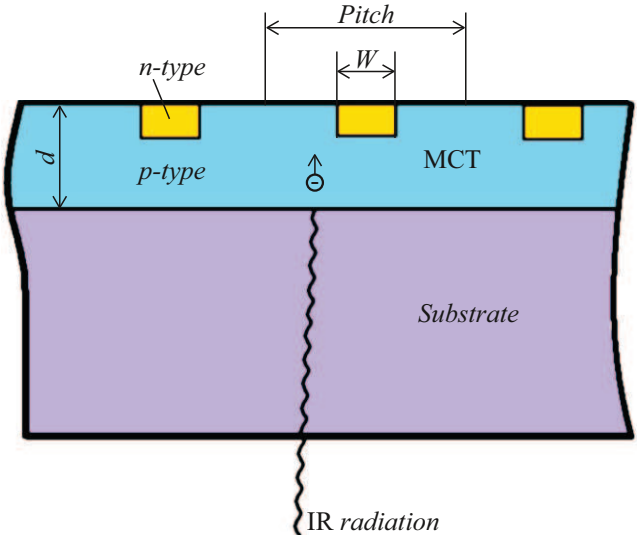


Рис. 1. Фрагмент расчетной области фотоприемной матрицы. W — латеральный размер диодов, d — толщина фотоприемного слоя, *Pitch* — шаг матрицы. ИК-излучение попадает в фотоприемник через подложку.

На рис. 1 показан фрагмент поперечного сечения расчетной области фотоприемной матрицы.

Расчетной областью в задаче о вычислении внутренней квантовой эффективности являлся один пиксель матрицы, а в задаче о вычислении ЧКХ — ряд пикселей, протягивающийся перпендикулярно линейному пятну засветки на достаточно большое удаление от пятна (типично 4–5 периодов матрицы), такое, чтобы выбор конкретных граничных условий (поглощения или отражения частиц) на соответствующей (дальней) границе не влиял на рассчитанное пространственное распределение фотосигнала в окрестности максимума. На остальных границах расчетной области (кроме границы с n-областями диодов) применялись условия отражения частиц. При этом использовались следующие соображения: если, например, рассматриваемая частица в равномерно освещенной матрице пересекает границу между двумя смежными пикселями, то в том пикселе, куда прыгнула частица, в силу детального равновесия всегда найдется другая частица, прыгающая в том же месте в обратном направлении, так что общая картина в рассматриваемом пикселе оказывается эквивалентна отражению частиц от его границ.

Миграция каждой частицы из ансамбля частиц обрабатывалась последовательно. По достижении n-области диода или после рекомбинации частицы в абсорбере обработка траектории рассматриваемой частицы прекращалась, и программа переходила к обработке данных для следующей частицы. Более подробно использованный в настоящей работе вычислительный алгоритм описан в предыдущих работах авторов (см., например, публикацию [12] и цитированную в ней литературу).

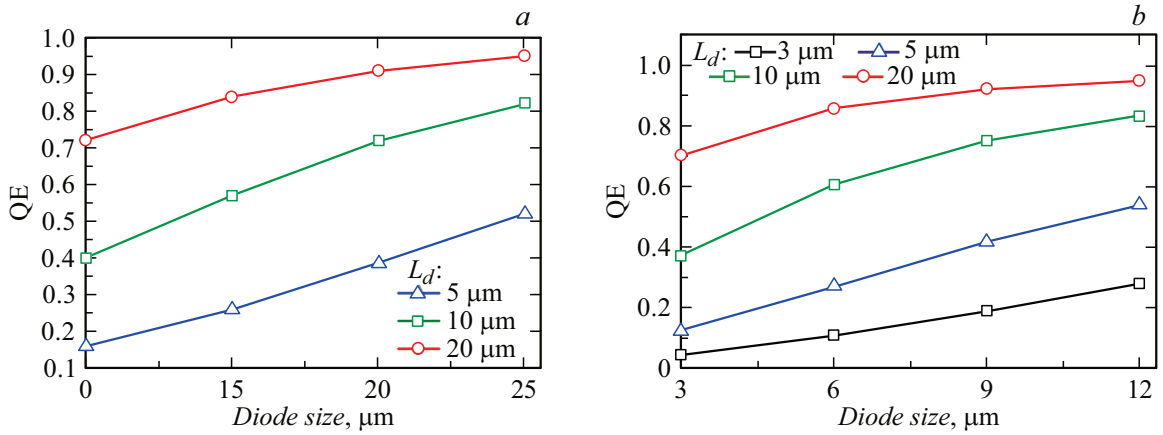


Рис. 2. Рассчитанная зависимость внутренней квантовой эффективности фотоприемных матриц QE как функция латерального размера $p-n$-переходов диодов при различных значениях длины L_d. Значения длины диффузии НЗ L_d указаны на рисунке. Шаг матрицы — 30 (a) и 15 μm (b).

2. Результаты расчетов

Нами осуществлялось численное моделирование влияния размера диодов матричных фотоприемников на внутреннюю квантовую эффективность и пространственное разрешение таких устройств.

Расчеты проводились для двух групп матричных структур с одинаковым (внутри каждой группы) шагом матрицы, 15 и 30 μm. Во всех случаях толщина фоточувствительного слоя d составляла 6 μm. При этом латеральный размер диода W составлял 10, 15, 20, и 25 μm для шага 30 μm и 3, 6, 9 и 12 μm для шага 15 μm. Заглубление n-области диодов в абсорбер во всех случаях предполагалось равным 2 μm. Шаг расчетной сетки в разных расчетах варьировался от 0.1 до 0.25 μm.

Другим варьируемым параметром являлась длина диффузии ФНЗ L_d. В наших расчетах эта длина изменялась от 3–5 до 20 μm. Оптическая длина поглощения ИК-излучения L_{opt} (величина, обратная коэффициенту поглощения) принималась равной 2 μm, что примерно соответствует условиям измерения вольт-ваттной чувствительности в λ-максимуме спектральной характеристики материала КРТ. Достаточно малое (по сравнению с толщиной пленки абсорбера d) значение величины L_{opt} позволяло пренебречь отражением излучения от границ пленки КРТ. Отметим, что величина вычисленной квантовой эффективности при однородной засветке также приводится в работе без учета отражения излучения от границ пленки и подложки.

2.1. Внутренняя квантовая эффективность

На рис. 2 показана рассчитанная зависимость внутренней квантовой эффективности фотоприемных матриц QE от латерального размера $p-n$-переходов диодов при различных значениях длины диффузии НЗ L_d. Шаг матриц составлял 30 и 15 μm (на частях рисунка a и b соответственно).

Во всех случаях внутренняя квантовая эффективность увеличивается с ростом размера диодов. С увеличением длины L_d квантовая эффективность увеличивается. Отметим, что в случае достаточно больших длин диффузии квантовая эффективность приближается к единице.

2.2. Пространственное разрешение на частоте Найквиста

На рис. 3 показано значение ЧКХ на частоте Найквиста f_N (равной 16.6 и 33.3 groove/mm для матриц с шагом 30 и 15 μm соответственно) для различных длин диффузии фотоносителей как функция латерального размера $p-n$-перехода диодов матрицы.

Видно, что с ростом размера диодов в матрицах с малыми длинами диффузии ФНЗ в материале КРТ разрешение падает, а в матрице с достаточно большими длинами диффузии — растет. При этом для всех размеров диодов W разрешение, обеспечиваемое матрицами с малыми длинами диффузии фотоносителей L_d в материале КРТ, имеет более высокое значение, чем разрешение в матрицах с большими длинами диффузии фотоносителей.

3. Обсуждение

Как следует из результатов расчетов, показанных на рис. 2 и 3, с изменением размера пиксельных фотодиодов W изменяются как величина полезного фотосигнала МФП, так и пространственное разрешение ИК МФП.

Увеличение внутренней квантовой эффективности QE с ростом размера диодов W во всех случаях связано с увеличением числа собираемых диодом фотоносителей. Наблюдаемый с увеличением длины L_d рост квантовой эффективности связан с увеличением доли ФНЗ,

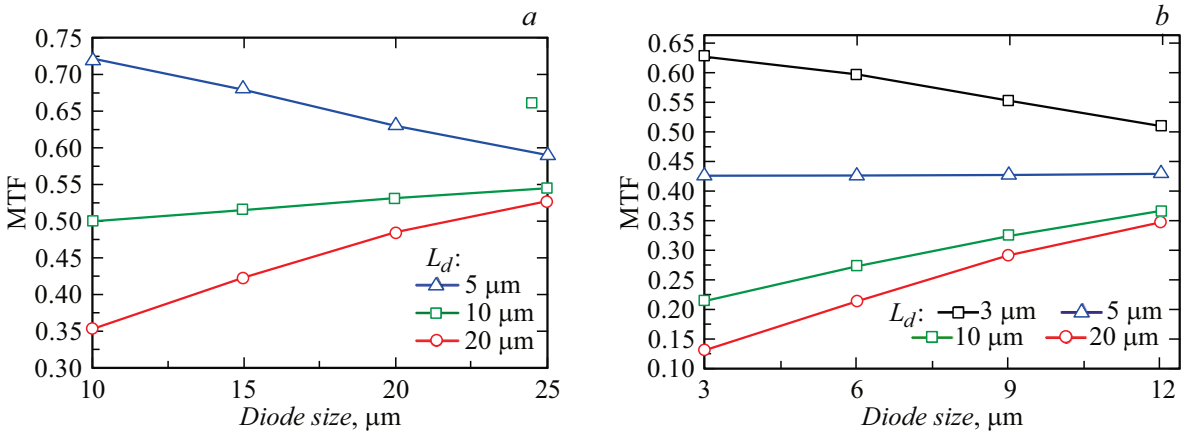


Рис. 3. Значение ЧКХ на частоте Найквиста, рассчитанной для различных длин диффузии фотоносителей, как функция латерального размера $p-n$-перехода диода матрицы. Шаг матрицы — 30 (a) и 15 μm (b), что соответствует частоте Найквиста $f_N = 16.6$ и 33.3 groove/mm соответственно.

избежавших рекомбинации в объеме слоя абсорбера и достигших $n-p$-перехода одного из диодов матрицы. Стремление внутренней квантовой эффективности к единице при достаточно больших значениях длин диффузии обусловлено тем обстоятельством, что при отсутствии других стоков для фотоносителей (кроме диодов) все фотоносители стекают на диоды матрицы.

Зависимость пространственного разрешения МФП от размера диодов матрицы W может быть более сложной. Как показывают расчеты (рис. 3), при длине диффузии L_d меньшей $\sim 3-5\,\mu$m разрешение, оставаясь относительно высоким, несколько падает с увеличением размера диодов W, а при $L_d > 3-5\,\mu$m оно, наоборот, возрастает с ростом W. Поскольку этот результат настоящей работы является наиболее любопытным, обсудим его более подробно.

Прежде всего, отметим, что ранее опубликованные в литературе данные о возрастании пространственного разрешения МФП при увеличении размера диодов (при постоянном размере пикселя) допускают простое качественное объяснение для пространственных гармоник фотосигнала с частотами ниже частоты Найквиста f_N. Это объяснение состоит в следующем. Нетрудно видеть, что увеличение размера диодов матрицы при неизменном размере пикселя эквивалентно замене части пассивной площади матрицы активной площадью, собирающей ФНЗ. После такой модификации пикселя диоды матрицы будут отбирать из абсорбера больше ФНЗ, чем меньшие диоды в исходной МФП. Это приведет к сужению ФРЛ и, следовательно, к улучшению ЧКХ. В результате разрешение матрицы с бóльшим размером диодов в масштабе нескольких пикселей должно оказаться более высоким, чем в матрице с меньшим размером диодов. Теперь вспомним, что обычно набор ЧКХ пикселей, различающихся размером диода, представляет собой веер качественно подобных друг другу кривых, расходящихся из точки ($f = 0$, ЧКХ $= 1$), причем значение ЧКХ изменяется непрерывно без заметных скачков. Можно ожидать, что порядок взаимного положения ЧКХ матриц с различающимся размером диодов и на более высоких частотах, включая частоту Найквиста, сохранится, т. е. останется таким же, как и для более низкочастотных гармоник (рис. 4). Естественно ожидать, что из-за большей доли покрытой диодами поглощающей ФНЗ площади матрицы ее разрешение в случае большого размера диодов будет как минимум не хуже, чем у матрицы с меньшими диодами.

С этой „аппроксимационной“ точки зрения на первый взгляд неожиданной выглядит спадающая зависимость ЧКХ на частоте Найквиста от размера диода, выявленная в настоящей работе для малых длин диффузии фотоносителей $L_d < 3-5\,\mu$m. Чтобы лучше понять поведение разрешения МФП в условиях таких длин диффузии, рассмотрим рис. 5, на котором изображены ФРЛ фотоприемных матриц с шагом 15 μm, рассчитанные для нескольких размеров фотодиодов W при длине диффузии фотоносителей 3 и 20 μm. В случае $L_d = 3\,\mu$m ширина ФРЛ оказывается существенно меньшей, чем при $L_d = 20\,\mu$m (даже несмотря на то, что, по-видимому, размер диода W существенно обусловливает ее ширину), и увеличивается с ростом W; для $L_d = 20\,\mu$m поведение прямо противоположное.

Такую зависимость разрешения от W и L_d можно понять, исходя из следующих соображений. Если размер фоточувствительной площадки пикселей, приблизительно равный сумме размера фотодиода W и удвоенной длины диффузии фотоносителей, не превосходит шага матрицы, то влияние пикселей друг на друга минимально, и разрешение ухудшается с увеличением W из-за увеличения размера оптической поверхности пикселя (рис. 3). В обратном случае большой длины диффузии ФРЛ гораздо менее резко спадает к краю $p-n$-перехода соседних пикселей (рис. 5, b), в результате чего ФРЛ становится более широкой, что соответствует худшему разрешению МФП.

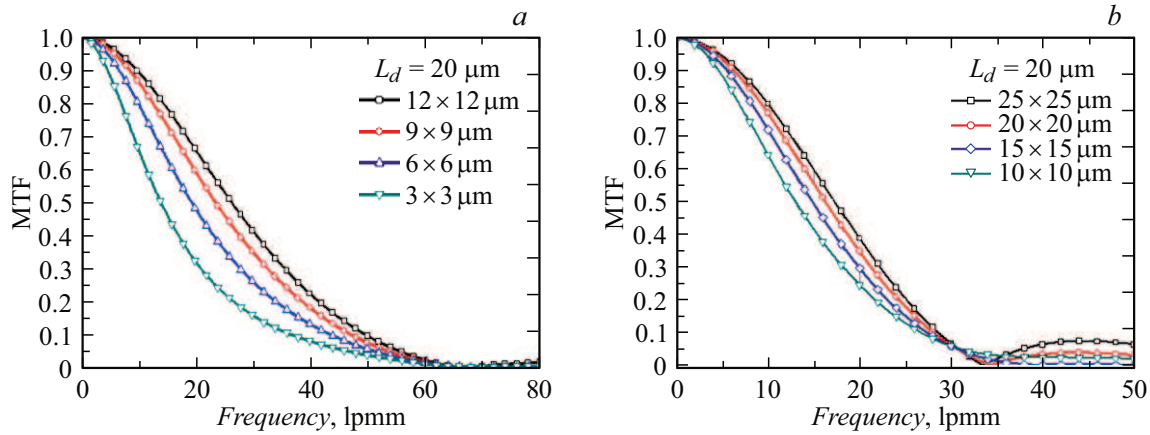


Рис. 4. ЧКХ фотоприемных матриц: *a* — шаг 15 μm, размер диодов 3, 6, 9 и 12 μm, *b* — шаг 30 μm, размер диодов 10, 15, 20 и 25 μm. L_d = 20 μm.

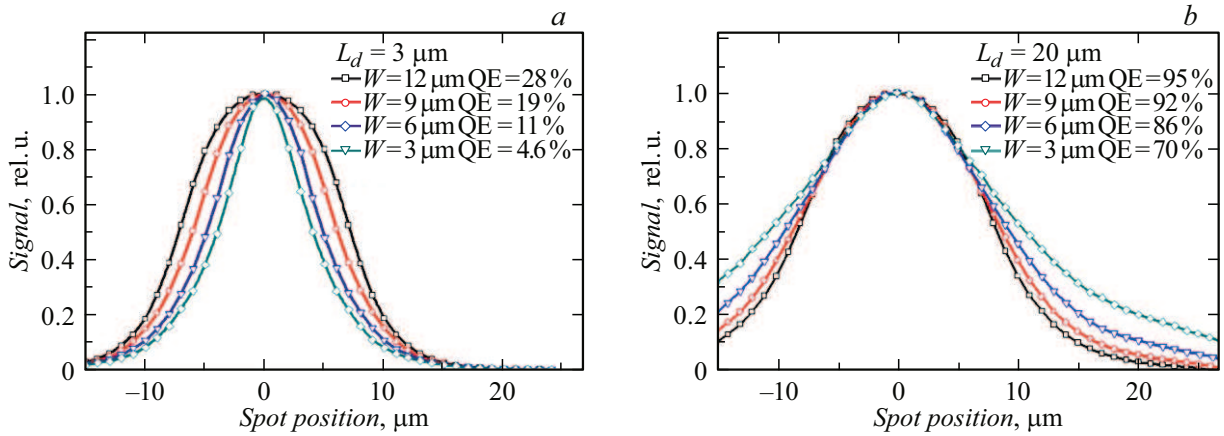


Рис. 5. ФРЛ фотоприемных матриц с шагом 15 μm при длине диффузии фотоносителей 3 (*a*) и 20 μm (*b*). Указан размер фотодиодов матриц W и приведено значение квантовой эффективности пикселя при однородной засветке QE.

Как известно, ЧКХ на частоте Найквиста для функции рассеяния линии прямоугольной формы равна $2/\pi = 0.64$ [15]. Из рис. 3 видно, что вычисленные значения ЧКХ существенно меньше $2/\pi$ за исключением случая диодов малого размера с малой длиной L_d. Это связано с относительно большой толщиной слоя абсорбера рассматриваемых фотоприемников, принятой в наших расчетах равной 6 μm. Действительно, увеличение толщины слоя абсорбера позволяет большему числу фотоносителей удаляться на большее латеральное расстояние от линейного пятна засветки до их стекания на диоды, в результате чего ФРЛ становится шире, а ЧКХ на частоте Найквиста, т. е. разрешение на этой частоте уменьшается [6].

Выводы

Посредством численного моделирования с применением метода МК для анализа диффузии ФНЗ исследовано влияние латерального размера диодов на внутреннюю квантовую эффективность и пространственное разрешение на частоте Найквиста МФП на основе материала КРТ. Получено, что в отличие от внутренней квантовой эффективности, значения которой всегда увеличиваются с увеличением размера диодов W, зависимость пространственного разрешения от размера диодов матрицы может быть как возрастающей, так и убывающей в зависимости от значения длины диффузии фотоносителей. В материале КРТ зависимость одного типа сменяет другую при $L_d \sim 3-5\,\mu$m. Для малых значений длин диффузии имеет смысл выбирать величину размера диодов из соображений компромисса, а именно такую, чтобы достигалось достаточно высокое пространственное разрешение МФП при приемлемой величине квантовой эффективности.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. Rogalski. *Infrared Detectors* (CRC Press, Taylor & Francis Group; Boca Raton–London–NY., 2011)

[2] А.Л. Асеев (отв. ред.). *Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий–ртуть–теллур* (Ин-т физики полупроводников им. А.В. Ржанова, СО РАН, 2012) [A.L. Aseev (ed). *Photodetectors Based on the Cadmium–Mercury–Tellurium Epitaxial System* (SB RAS Publishing House, Novosibirsk, 2012)]

[3] J.P. Lavine, W.-C. Chang, C.N. Anagnostopoulos, B.C. Burkey, E.T. Nelson. IEEE Trans. Electron Devices, **ED-32** (10), 2087 (1985). DOI: 10.1109/T-ED.1985.22243

[4] R.M. Fastow, A. Strum. Proc. SPIE, Infr. Detectors, State Art II, **2274**, 136 (1994). DOI: 10.1117/12.189239

[5] K. Kosai, W.A. Redford. J. Vacuum Sci. Technol. A, **8**, 1254 (1990). DOI: 10.1116/1.576955

[6] В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, В.В. Васильев. Оптич. журн., **91** (2), 59 (2024). DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-02-59-66

[7] L. Martineau, L. Rubaldo, F. Chabuel, O. Gravrand. Proc. SPIE, **8889**, 88891B. DOI: 10.1117/12.2028883

[8] G.D. Boreman. *Modulation transfer function in optical and electro-optical systems*. Second edition. V.TT121 (SPIE, 2021). DOI: 10.1117/3.419857

[9] S.D. Gunapala, D.Z. Ting, A. Soibel, S.B. Rafol, A. Khoshakhlagh, J.M. Mumolo, J.K. Lin, S.A. Keo, S.J. Hill. Proc. IEEE Photonics Conference (Bellevue, USA, 8–12 Sept. 2013), p. 600–601. DOI: 10.1109/IPCon.2013.6656437

[10] B. Pinkie, A.R. Wichman, E. Bellotti. J. Electron. Mater., **44** (9), 2981 (2015). DOI: 10.1007/s11664-015-3701-0

[11] I.I. Lee, V.G. Polovinkin. IEEE Transactions on Electron. Devices, **67** (8), 3175 (2020). DOI: 10.1109/TED.2020.2996176

[12] В.В. Васильев, А.В. Вишняков, И.В. Сабинина, Г.Ю. Сидоров, В.А. Стучинский. Известия вузов. Физика, **68** (2), 92 (2025). DOI: 10.17223/00213411/68/2/10

[13] M.A. Kinch, F. Aqariden, D. Chandra, P.-K. Liao, H.F. Schaake, H.D. Shin. J. Electron. Mater., **34** (6), 880 (2005). DOI: 10.1007/s11664-005-0036-2

[14] A. Ferron, J. Rothman, O. Gravrand. J. Electron. Mater., **42** (11), 3303 (2013). DOI: 10.1007/s11664-013-2733-6

[15] B. Appleton, T. Hubbard, A. Glasmann, E. Bellotti. Opt. Express, **26** (5), 5310 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.005310