

Аналитическая модель для расчета пространственного разрешения ИК фотоприемных матриц с малым размером пикселей

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

Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: vas@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 24 марта 2025 г.

В окончательной редакции 9 июня 2025 г.

Принято к публикации 9 июня 2025 г.

Предложена аналитическая модель, описывающая пространственное разрешение инфракрасных фотоприемных матриц с размером диодов, близким к размеру пикселя. Модель позволяет анализировать актуальный случай матриц с малым размером пикселя и произвольным соотношением последнего с длиной диффузии носителей заряда и толщиной фоточувствительного слоя. В выражении для частотно-контрастной характеристики рассмотренных матриц, помимо обычной функции $\text{Sinc}(f)$, появляется множитель, описывающий увеличивающееся с пространственной частотой отклонение от этой функции. Влияние этого дополнительного множителя становится более заметным с уменьшением шага матрицы и/или с ростом толщины фоточувствительного слоя. Проведено количественное сравнение расчетов по предложенной модели с расчетами, в которых для моделирования диффузии фотогенерированных носителей заряда используется метод Монте-Карло.

Ключевые слова: аналитическая модель, матричный фотоприемник, пространственное разрешение, частота Найквиста, функция рассеяния линии, частотно-контрастная характеристика.

DOI: 10.61011/JTF.2025.11.61607.44-25

Введение

Помимо желаемого ограничения размера инфракрасных (ИК) фотоприемных матриц в фокальной плоскости при увеличении их формата, существующая тенденция уменьшения размера пикселей таких матриц обусловлена необходимостью увеличения пространственного разрешения фотоприемных устройств (ФПУ) [1,2]. Когда размер матрицы, используемой для регистрации изображения, фиксирован, единственный способ увеличить плотность выборки и пространственное разрешение — это уменьшить размер пикселя. Нежелательным результатом уменьшения размера пикселей является, однако, уменьшение чувствительности матричных фотоприемников (МФП) [3,4]. В этих условиях выбор размера пикселя матрицы должен осуществляться путем достижения компромисса между достигаемым пространственным разрешением и чувствительностью фотоприемника. Поскольку этот компромисс должен быть достигнут в условиях, включающих взаимодействие многих различных компонентов системы, для оптимизации МФП используется полное системное моделирование таких устройств [4]. Что касается технологических ограничений на параметры фотоприемных структур, то следует указать, что, например, современная технология изготовления МФП на основе материала кадмий-ртуть-теллур (КРТ) позволяет получать матрицы с размером пикселя менее 10 и даже 5 μm для длинноволнового ИК-диапазона [5].

Известно значительное количество расчетных и экспериментальных работ, посвященных изучению влияния структурных параметров фотоприемных матриц (таких как период матрицы, латеральный размер диодов и толщина фоточувствительного слоя) на обеспечиваемое фотоприемниками пространственное разрешение (см., например, [6–9]). В работах [6,7,10] и в ряде других работ исследовалось влияние шага матриц на их частотно-контрастную характеристику (ЧКХ, МТФ) [11], и было показано, что при переходе к матрицам с меньшим размером пикселя на пространственных частотах порядка частоты Найквиста f_N имеет место увеличение разрешения матриц.

Ухудшение разрешения ИК фотоприемных матриц с ростом толщины фоточувствительного слоя ранее было численно исследовано (применительно к МФП на основе материала КРТ) в работах [8,9] и экспериментально наблюдалось (для МФП на основе материала InSb) в работе [12]. Причины этого уменьшения разрешения состоят в латеральном разбегании фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) от мест их рождения, осуществляющемся по мере того как эти носители заряда (НЗ) диффундируют поперек слоя фоточувствительного материала до стекания на диоды. Чем толще фоточувствительный слой, тем на большее расстояние в латеральном направлении разбегаются фотоносители. В результате на функции рассеяния линии (ФРЛ, LSF) [11] формируется центральная часть со слабо меняющимся сигналом, ширина которой является одним из параметров, определяющим пространственное разрешение матрицы [6,7,10].

Другим параметром, определяющим разрешение матрицы, является скорость спада ФРЛ на боковых склонах этой функции, определяющаяся величиной эффективной длины диффузии НЗ [8].

Наряду с численным моделированием, для описания пространственного разрешения матричных ИК фотоприемников (ФП) нередко используются аналитические модели (АМ) из-за их простоты и наглядности. Дополняя собою численный расчет, АМ имеет и самостоятельную ценность ввиду того, что она часто обеспечивает лучшее понимание процессов, определяющих работу ИК ФП. Поэтому численные расчеты иногда сопровождаются разработкой АМ.

Если аппроксимировать реальную фоточувствительность пикселей МФП ступенчатым профилем с шириной, равной шагу матрицы Δ , то соответствующая функция передачи модуляции матрицы будет равна

$$MTF(f) = \frac{\int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} e^{2\pi i f x} dx}{\Delta} = \frac{\sin(\pi f \Delta)}{\pi f \Delta}, \quad (1)$$

где f — пространственная частота. На частоте Найквиста $f_N = (2\Delta)^{-1}$ формула (1) дает $MTF(f_N) = 2/\pi \approx 0.636$. Эта формула, известная в литературе как footprint-приближение, предоставляет важный часто используемый эталон для сравнения разрешения разных ФП [13]. Однако она содержит только один параметр фотоприемной матрицы — ее шаг Δ , и потому является малопригодной для описания реальных фотоприемных матриц, разрешение которых может отличаться от даваемого формулой (1). Так, например, с уменьшением шага матриц с 30 до 15 μm разрешение на частоте Найквиста может стать меньше значений, предсказываемых формулой (1) [6,7]. Такое ухудшение разрешения, имеющее место при изменении геометрических параметров матрицы и/или длины диффузии, может быть связано с нарушением масштабирования при уменьшении размеров пикселей. Действительно, как следует из анализа уравнения непрерывности для фотоносителей (см. ниже уравнение (2)), если все размеры задачи, включая длину диффузии фотоносителей, длину оптического поглощения и т.п. уменьшить в два раза, то разрешение на частоте Найквиста не изменится, сама же частота Найквиста при этом увеличится в два раза. Основными параметрами, нарушающими масштабирование, могут являться толщина фоточувствительного слоя, длина диффузии носителей заряда в фоточувствительном материале, а также латеральный размер диодов матрицы.

Целью настоящей работы было получение аналитической формулы для разрешения ИК фотоприемных матриц, аналогичной формуле (1), однако учитывающей отклонения от последней при малом шаге матрицы или большой толщине фоточувствительного слоя. В рамках аналитической модели мы ограничиваемся случаем латерального размера фотодиодов W , равного шагу

матрицы Δ . В этом случае ЧКХ матрицы может быть вычислена точно. Соотношение между всеми другими параметрами фотоприемника является произвольным. Модель, таким образом, актуальна для матриц с малым размером пикселя и произвольным соотношением последнего с длиной диффузии носителей заряда и толщиной фоточувствительного слоя. Кроме того, в настоящей работе заглубление $p-n$ -переходов фотодиодов для простоты было принято равным нулю. В этом случае на поверхности $y = d$ (рис. 1) концентрация фотоносителей равна нулю; такое простое граничное условие позволяет без дополнительных упрощающих предположений вычислить ЧКХ как функцию размера пикселя, длины диффузии НЗ, толщины фоточувствительного слоя и коэффициента поглощения ИК излучения.

Помимо аналитического моделирования, нами проводилось также численное моделирование разрешения рассматриваемых матриц с применением метода Монте-Карло (МК) для моделирования диффузии НЗ в фоточувствительном слое [8]. Целью численного моделирования было выявление изменений в разрешении, вносимых отличием размера диодов от размера пикселя. Параметры матриц, использованные при моделировании диффузии фотоносителей методом МК и при рассмотрении аналитической модели, совпадали, за исключением латерального размера диодов W в МК-расчете, который мог быть несколько меньше размера пикселя, указанного в настоящей работе.

1. Формулировка математической модели и результаты расчетов

Рассмотрим процедуру измерения ЧКХ для ИК фотоприемных матриц в геометрии обратной засветки (рис. 1). После рождения фотогенерированные носители заряда диффундируют в латеральном направлении из

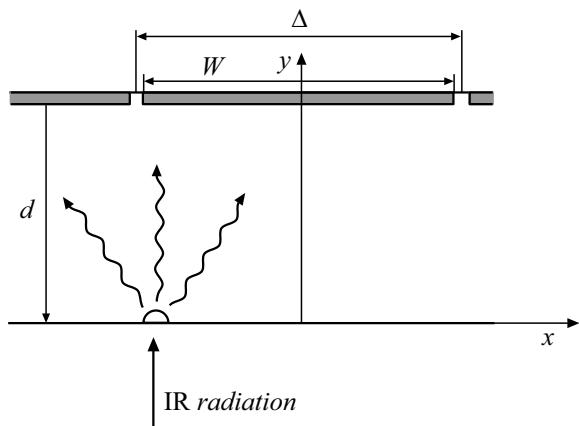


Рис. 1. Измерение ЧКХ матрицы в геометрии обратной засветки. Δ — шаг матрицы, $W \approx \Delta$ — размер диода, d — толщина фоточувствительного слоя. Линейное пятно засветки протягивается вдоль оси z перпендикулярно плоскости рисунка.

бесконечно узкого и бесконечно длинного пятна засветки, частично рекомбинируя на длине диффузии L_d ; при этом размер области распределения фотоносителей вдоль оси X увеличивается тем сильнее, чем дальше от пятна засветки они уходят. Таким образом, если при малой толщине пленки d форма сигнала сканирования на фотодиоде, или ФРЛ, будет близка к прямоугольной, то с ростом d фронты ФРЛ будут становиться более пологими за счет диффузии фотоносителей.

ФРЛ можно представить в виде бесконечного ряда значащих изображений источников фотоносителей, подобранных так, чтобы удовлетворялись следующие граничные условия: зануление концентрации фотоносителей при $y = d$ и равенство нулю нормальной компоненты тока при $y = 0$. ЧКХ можно вычислить посредством фурье-преобразования найденной ФРЛ, что требует решения достаточно сложной задачи. Однако ЧКХ можно найти проще, решая задачу для фурье-гармоник сигнала. Именно, необходимо вычислить ток фотодиодов при засветке матрицы излучением с распределением интенсивности вида $C \cdot \exp(2\pi i f x)$ с пространственной частотой f (здесь амплитуда засветки C является постоянной величиной, не зависящей от частоты f). Найденный фотосигнал, нормированный на единицу при $f = 0$, и есть искомая ЧКХ. Для простоты мы пренебрегаем многократными отражениями ИК-излучения от границ пленки; тогда уравнение непрерывности для фотоносителей принимает вид

$$\Delta n - \frac{n}{L_d^2} + \frac{g_0}{D} \exp(-\alpha y + ikx) = 0. \quad (2)$$

Здесь и далее $k = 2\pi f$ — волновой вектор, D — коэффициент диффузии НЗ, L_d — длина диффузии ФНЗ, α — коэффициент поглощения ИК-излучения, g_0 — независящая от частоты f скорость генерации фотоносителей на поверхности $y = 0$. Частное решение уравнения (2) ищем в виде $n = \beta \cdot \exp(-\alpha y + ikx)$. Подставив последнее выражение в уравнение (2), получаем равенство $\beta = g_0 \cdot D^{-1} [L^{-2}(k) - \alpha^2]^{-1}$, где функция $L(k)$ удовлетворяет соотношению

$$L^{-2}(k) = L_d^{-2} + k^2. \quad (3)$$

Общее решение уравнения (2) имеет вид

$$\left[\beta \exp(-\alpha y) + A \exp\left(-\frac{y}{L(k)}\right) + B \exp\left(\frac{y}{L(k)}\right) \right] \exp(ikx).$$

Подставляя это выражение в граничные условия $n(x, y = d) = 0$ и $\frac{\partial n}{\partial y}[x, y = 0] = 0$, получаем два линейных уравнения относительно A и B :

$$B \exp(-\alpha d) + A \exp\left(-\frac{d}{L(k)}\right) + B \exp\left(\frac{d}{L(k)}\right) = 0,$$

$$-\alpha\beta - \frac{A}{L(k)} + \frac{B}{L(k)} = 0.$$

Найдя из этих уравнений A и B , получим

$$A = -\beta \frac{e^{-\alpha d} + \alpha L(k) e^{\frac{d}{L(k)}}}{2ch\left(\frac{d}{L(k)}\right)},$$

$$B = -\beta \frac{e^{-\alpha d} - \alpha L(k) e^{\frac{d}{L(k)}}}{2ch\left(\frac{d}{L(k)}\right)}.$$

Протекающий через диод ток дается выражением

$$I(k) = -D\Delta \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \frac{\partial n}{\partial y} [x, y = d] dx = \frac{2D\Delta \sin(k\Delta/2)}{k} \times \left[\alpha\beta \cdot \exp(-\alpha d) + \frac{A \cdot \exp\left(-\frac{d}{L(k)}\right)}{L(k)} - \frac{B \cdot \exp\left(\frac{d}{L(k)}\right)}{L(k)} \right].$$

Поставляя сюда выражения для A и B , получим

$$I(k) = \frac{g_0 \Delta^2 \alpha}{\left(\alpha^2 - \frac{1}{L^2(k)}\right)} \left[\frac{1}{ch\left(\frac{d}{L(k)}\right)} - e^{-\alpha d} \times \left(1 + \frac{th\left(\frac{d}{L(k)}\right)}{\alpha L(k)} \right) \right] \text{Sinc}(k\Delta/2), \quad (4)$$

где $\text{Sinc}(x) = \sin(x)/x$. Отметим, что, хотя знаменатель в (4) обращается в нуль при $\alpha L(k) = 1$, само выражение (4) особенности в этой точке не имеет. Искомая МТФ(k) (ЧКХ) равна $I(k)/I(0)$, что дает

$$\text{MTF}(k) = \frac{\left(\alpha^2 - \frac{1}{L_d^2}\right)}{\left(\alpha^2 - \frac{1}{L^2(k)}\right)} \frac{\left[\frac{1}{ch\left(\frac{d}{L(k)}\right)} - e^{-\alpha d} \left(1 + \frac{th\left(\frac{d}{L(k)}\right)}{\alpha L(k)} \right) \right]}{\left[\frac{1}{ch\left(\frac{d}{L_d}\right)} - e^{-\alpha d} \left(1 + \frac{th\left(\frac{d}{L_d}\right)}{\alpha L_d} \right) \right]} \times \text{Sinc}(k\Delta/2). \quad (5)$$

Для трех толщин пленки d на рис. 2 показаны ЧКХ фотоприемных матриц при $L_d = 10 \mu\text{m}$, рассчитанные по формуле (5), а также ЧКХ, полученные с применением метода МК для анализа процесса диффузии ФНЗ. Также приведены данные, полученные с использованием формулы (1). Здесь и далее линиями показаны кривые АМ, а символами — результаты расчета, выполненного с применением метода МК. Представленные на рис. 2 данные МК-расчета получены для матриц с размером диодов $12 \mu\text{m}$. Данные МК-расчета для размера диода, равного шагу матрицы $15 \mu\text{m}$, совпадают с данными АМ и для краткости не приводятся. Различие между линиями и символами показывает расчетное уменьшение ЧКХ при уменьшении размера диода с 15 до $12 \mu\text{m}$.

Видно, что в соответствии с указанным ранее с ростом d разрешение ухудшается. Также можно видеть,

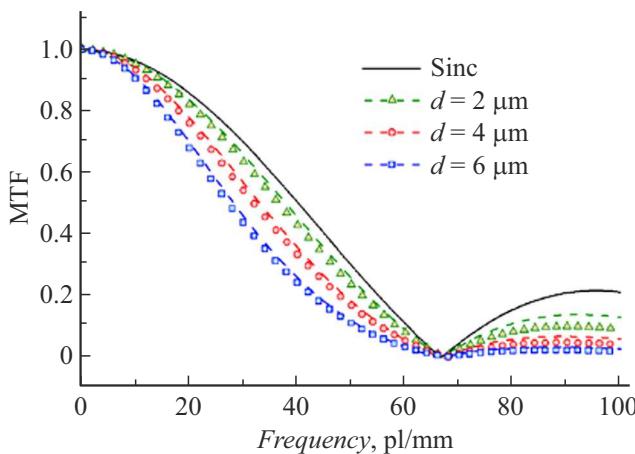


Рис. 2. ЧКХ фотоприемных матриц, рассчитанные с применением метода МК для анализа диффузии НЗ, а также ЧКХ тех же матриц, вычисленные по формуле (5) (символы и линии соответственно). Длина диффузии НЗ — $10 \mu\text{m}$, глубина поглощения ИК-излучения — $2 \mu\text{m}$, толщины фоточувствительного слоя — 2, 4 и $6 \mu\text{m}$. Черной линией показана функция $\text{Sinc}(\pi f \Delta)$, рассчитанная по формуле (1) с $\Delta = 15 \mu\text{m}$. Размер диодов в МК-расчете — $12 \mu\text{m}$.

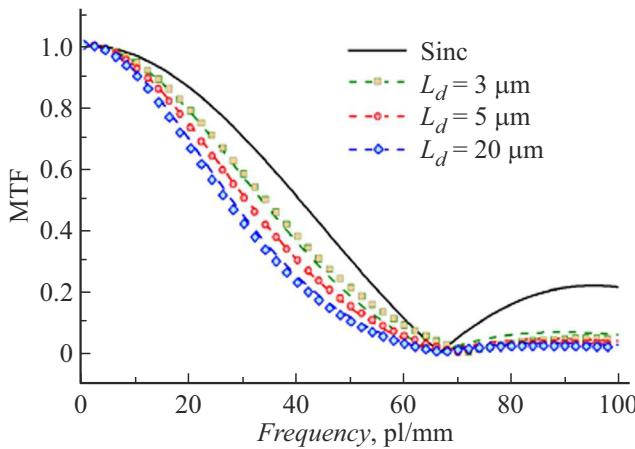


Рис. 3. ЧКХ фотоприемных матриц с толщиной фоточувствительного слоя $6 \mu\text{m}$ и длинами диффузии НЗ 3, 5 и $20 \mu\text{m}$, рассчитанные с применением метода МК, а также ЧКХ тех же матриц, вычисленные по формуле (5) (символы и линии соответственно), $\alpha = 0.5 \mu\text{m}^{-1}$, $\Delta = 15 \mu\text{m}$. Черной линией показана функция $\text{Sinc}(\pi f \Delta)$. Размер диодов в МК-расчете — $12 \mu\text{m}$.

что МК-расчет дает несколько меньшие значения разрешения, чем АМ; это связано с меньшим размером диодов в МК-расчете.

На рис. 3 показаны ЧКХ фотоприемных матриц, рассчитанные по АМ (формула (5)), а также ЧКХ фотоприемных матриц, рассчитанные с применением метода МК для матриц с толщиной фоточувствительного слоя $6 \mu\text{m}$ и с объемными длинами диффузии НЗ 3, 5 и $20 \mu\text{m}$. Видно, что с уменьшением длины диффузии

разрешение улучшается, приближаясь к разрешению, даваемому формулой (1). Разность величины ЧКХ на частоте Найквиста (33 штр/мм) между значениями ЧКХ, представленными символами и линиями, составляет в целом по рис. 2 и 3 не более 7 %, тогда как размер диода W меняется при этом на $(15 - 12)/15 = 20 \%$.

На рис. 4 показаны рассчитанные методом МК и по формуле (5) значения ЧКХ на частоте Найквиста в зависимости от латерального размера фотодиодов (светлые кружки и темный кружок соответственно). В расчете приняты следующие параметры: $d = 6 \mu\text{m}$, $L_d = 10 \mu\text{m}$, $\alpha = 0.5 \mu\text{m}^{-1}$, $\Delta = 15 \mu\text{m}$. Видно, что данные АМ для размера диодов $15 \mu\text{m}$ и данные МК-расчетов для матриц с диодами меньших размеров образуют плавную зависимость. Отметим здесь, что для матриц с диодами малых размеров (существенно меньше размера пикселя) по понятным причинам АМ является неприменимой.

Рассмотрим случай малой длины оптического поглощения $l_{opt} = \alpha^{-1}$. Полагая в (5) $\alpha \rightarrow \infty$, получим

$$\text{MTF}_{l_{opt}=0}(k) = \frac{ch\left(\frac{d}{L_d}\right)}{ch\left(\frac{d}{L(k)}\right)} \text{Sinc}(k\Delta/2). \quad (6)$$

Отметим, что формулу (6) можно также получить, если положить объемную генерацию избыточных НЗ равной нулю и ввести вместо нее граничное условие генерации НЗ на поверхности $y = 0$: $j_y(y = 0) = j_0 \exp(i k x)$, где плотность тока поверхности генерации НЗ j_0 не зависит от частоты. Тогда решение будет иметь вид $n = \frac{j_0 \Delta(k)}{Dch\left(\frac{d}{L(k)}\right)} e^{ikx} sh\left(\frac{d-y}{L(k)}\right)$. Ток диода равен $\frac{j_0 \Delta^2 \text{Sinc}(k\Delta/2)}{ch\left(\frac{d}{L(k)}\right)}$. Отсюда снова получаем формулу (6).

Помимо обычной функции Sinc, в выражении (6) появляется множитель $ch(d \cdot L_d^{-1}) \cdot [ch(d \cdot L^{-1}(k))]^{-1}$.

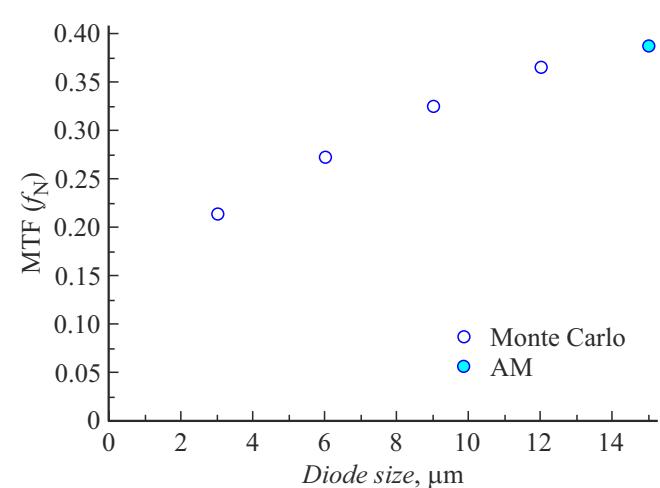


Рис. 4. Рассчитанные методом МК и по аналитической модели (формула (5)) значения ЧКХ на частоте Найквиста в зависимости от латерального размера фотодиодов (светлые кружки и темный кружок соответственно). Параметры: $d = 6 \mu\text{m}$, $L_d = 10 \mu\text{m}$, $\alpha = 0.5 \mu\text{m}^{-1}$, $\Delta = 15 \mu\text{m}$.

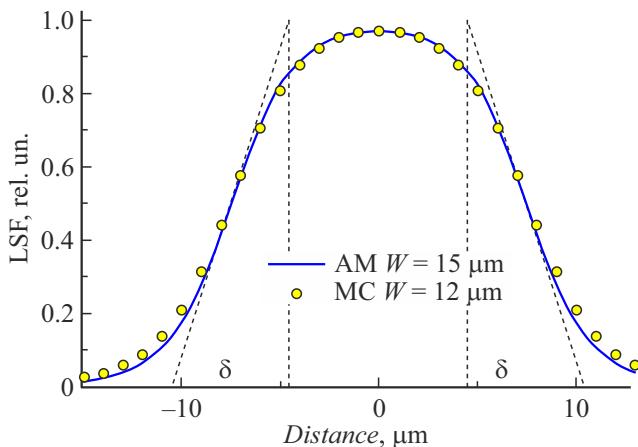


Рис. 5. ФРЛ согласно аналитической модели (формула (7)), а также ФРЛ, вычисленная с применением метода МК (линия и символы соответственно). Принятые значения параметров: $d = 3 \mu\text{m}$, $L_d = \infty$, $l_{opt} = 0$, $\Delta = 15 \mu\text{m}$. Размер диодов в МК-расчете — $12 \mu\text{m}$. Указана ширина области спада ФРЛ δ .

Появление этого множителя связано со следующим обстоятельством: решения уравнения (2) вида $\exp(ikx - y/L(k))$ затухают в e раз на глубине $L(k)$, которая, в силу соотношения (3), зависит от пространственной частоты f . С ростом частоты f глубина затухания $L(k)$ уменьшается; соответственно пропорционально $\exp(-d/L(k))$ уменьшается модуляция сигнала на поверхности фотодиодов, т.е. разрешение ухудшается. Влияние этого дополнительного множителя сильнее оказывается при малом шаге матриц (т.е. на больших пространственных частотах) и при большой толщине фоточувствительного слоя. Поэтому предлагаемая аналитическая модель является особенно актуальной для матриц с малым размером пикселя.

При $L_d \rightarrow \infty$ выражение (3) упрощается до $\frac{1}{L(k)} = k$, и в этом случае из выражения (6) для ЧКХ обратным Фурье-преобразованием можно получить ФРЛ, воспользовавшись тем обстоятельством, что $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-ikx)}{ch(kd)} dk = \frac{\pi}{dch(\frac{\pi x}{2d})}$. Произведению множителей в ЧКХ соответствует свертка в ФРЛ; в рассматриваемом случае функции Sinc свертка соответствует интегрированию в интервале $(x - \Delta/2) - (x + \Delta/2)$. Тогда получаем

$$\begin{aligned} LSF_{l_{opt}=0, L_d \rightarrow \infty}(x) &\approx \frac{\pi}{d} \int_{x-\Delta/2}^{x+\Delta/2} \frac{dz}{ch(\frac{\pi \cdot z}{2d})} \\ &\approx \frac{2}{\pi} [\arctan(\exp((\pi \cdot (x + \Delta/2))/(2d))) \\ &\quad - \arctan(\exp((\pi \cdot (x - \Delta/2))/(2d)))] \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь нормировочный множитель $2/\pi$ выбран так, чтобы сигнал был равен единице в центральной части пикселя вдали от его краев. На рис. 5 показан график

ФРЛ (7) для $d = 3$, а также расчет МК для тех же параметров, кроме размера диода W , принятого здесь равным $12 \mu\text{m}$. Как видно, оба способа расчета дают близкие ФРЛ, однако для $W = 12 \mu\text{m}$ МК-расчет показывает некоторое уширение спадов, связанное, очевидно, с наличием промежутка между краями соседних диодов.

Как следует из (7) и показано на рис. 5, ширина спада δ такой аналитической ФРЛ, определяемая по наклону на краях пикселя в точках $x = \pm\Delta/2$, равна $2d$. Вдали от пикселя сигнал затухает как $(2/\pi) \cdot \exp(-\pi(|x| - \Delta/2)/(2d))$. Очевидно, что с ростом d или с уменьшением Δ отклонение формы ФРЛ от прямоугольной будет увеличиваться.

Рассмотрим выражение (7) как сумму вкладов от изображений источников фотоносителей. При $L_d \rightarrow \infty$ объемная рекомбинация фотоносителей в пленке отсутствует, и вклад каждого изображения в ток диода в этом случае будет пропорционален телесному углу, под которым диод виден из точки, где расположено изображение источника. Тогда полный сигнал всех изображений будет равен $\frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left(\arctan \left(\frac{\Delta/2+x}{d+2nd} \right) + \left(\frac{\Delta/2-x}{d+2nd} \right) \right)$.

Сумма этого ряда сходится к (7), в чем можно убедиться, просуммировав достаточно большое число его членов и сравнив результат со значением выражения (7). Вблизи центральной части пикселя можно ограничиться первым членом ряда, как это было сделано в аналитической модели [14], поскольку вклады более удаленных изображений источников частично компенсируют друг друга и приводят к более резким краевым спадам ФРЛ.

На рис. 6 приведены ЧКХ, вычисленные по формуле (1), а также по формуле (5), для матриц с шагом 30, 15 и 10 μm . Как видно, имеет место растущее с уменьшением шага матрицы расхождение предсказаний footprint

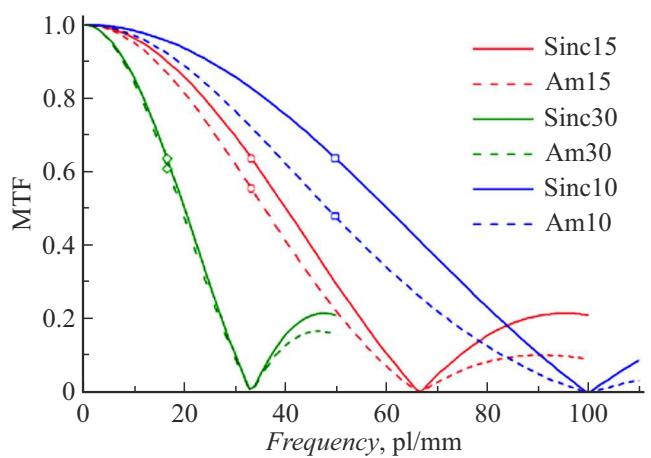


Рис. 6. Сплошные кривые — ЧКХ, вычисленные по формуле (1) для матриц с шагом $\Delta = 30, 15$ и $10 \mu\text{m}$ (зеленая, красная и синяя линии соответственно). Штриховые кривые — ЧКХ, рассчитанные по аналитической модели (формула (5)) для тех же величин шага матрицы. Крупными символами показана ЧКХ на частоте Найквиста. Параметры: $d = 3 \mu\text{m}$, $L_d = 10 \mu\text{m}$, $l_{opt} = 2 \mu\text{m}$.

приближения и аналитической модели. Это расхождение начинает проявляться при уменьшении размера пикселя тогда, когда удвоенная ширина области спада ФРЛ δ оказывается сопоставимой с размером пикселя. Поэтому из рис. 5 и 6 можно оценить критический размер пикселя, ниже которого следует ожидать нарушения footprint-приближения, как равный $4d$. Для толщины пленки $3\text{ }\mu\text{m}$ (рис. 6) этот размер примерно равен $12\text{ }\mu\text{m}$. Для сохранения пространственного разрешения с уменьшением шага матрицы толщину фоточувствительного слоя следует уменьшать.

Заключение

Предложена аналитическая модель, описывающая пространственное разрешение ИК фотоприемных матриц с латеральным размером диодов, близким к размеру пикселя. ЧКХ такой модельной структуры вычисляется просто (см. формулу (5)). Помимо известной функции $\text{Sinc}(f)$, соответствующей footprint-приближению для чувствительности элементов матрицы к излучению [13], полученная формула содержит дополнительный множитель, описывающий ухудшение пространственного разрешения на частоте Найквиста по сравнению с footprint-приближением. Это ухудшение становится более выраженным при уменьшении шага матрицы и/или при увеличении толщины фоточувствительного слоя (либо длины диффузии НЗ). В случае большой длины диффузии и большого коэффициента поглощения излучения, помимо формулы для ЧКХ, можно получить также и простую формулу для ФРЛ рассмотренных матриц. Сравнение АМ с расчетом МК показывает, что при отклонениях размера диода от размера пикселя в пределах до 20% разность в величинах ЧКХ составляет не более 7%.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Rogalski, P. Martyniuk, M. Kopytko. *Rep. Prog. Phys.*, **79**, 046501 (2016). DOI: 10.1088/0034-4885/79/4/046501
- [2] R.G. Driggers, R.H. Vollmerhausen, J.P. Reynolds, J.D. Fanning, G.C. Holst. *Opt. Engineer.*, **51** (6), 063202 (2012). DOI: 10.1117/1.OE.51.6.063202
- [3] N.K. Dhar, R. Dat, A.K. Sood. *Advances in Infrared Detector Array Technology*, p. 182, Chapter 7 in S.L. Pyshkin, J. Ballato (editors). *Optoelectronics — Advanced Materials and Devices* (InTech., 2013), p. 149–190. DOI: 10.5772/51665
- [4] J. Farrell, F. Xiao, S. Kavusi. *Resolution and light sensitivity tradeoff with pixel size*, Proc. of Electronic Imaging Conference (San Jose, California, United States, 2006), v. 6069, Digital Photography II; 60690N (2006). DOI: 10.1117/12.646805
- [5] W.E. Tennant, D.J. Gulbransen, A. Roll, M. Carmody, D. Edwall, A. Julius, P. Dreiske, A. Chen, W. McLevige, S. Freeman, D. Lee, D.E. Cooper, E. Piquette. *J. Electron. Mater.*, **43** (8), 3041 (2014). DOI: 10.1007/s11664-014-3192-4
- [6] O. Gravrand, N. Baier, A. Ferron, F. Rochette, J. Berthoz, L. Rubaldo, R. Cluzel. *J. Electron. Mater.*, **43** (8), 3025 (2014). DOI: 10.1007/s11664-014-3185-3
- [7] J. Berthoz, R. Grille, L. Rubaldo, O. Gravrand, A. Kerlain, N. Pere-Laperne, L. Martineau, F. Chabuel, D. Leclercq. *J. Electron. Mater.*, **44** (9), 3157 (2015). DOI: 10.1007/s11664-015-3857-7
- [8] B.A. Стучинский, А.В. Вишняков, В.В. Васильев. *Опт. журн.*, **91** (2), 59 (2024). DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-02-59-66. [V.A. Stuchinsky, A.V. Vishnyakov, V.V. Vasiliev, J. Opt. Technol., **91** (2), 96 (2024). DOI: 10.1364/JOT.91.000096]
- [9] I.I. Lee, V.G. Polovinkin. *IEEE Trans. on Electron. Devices*, **67** (8), 3175 (2020).
- [10] L. Martineau, L. Rubaldo, F. Chabuel, O. Gravrand, in: Proc. SPIE 8889, *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XVII*, 88891B (2013), DOI: 10.1117/12.2028883
- [11] G.D. Boreman, *Modulation transfer function in optical and electro-optical systems. Second edition.* (2021), DOI: 10.1117/3.419857
- [12] К.О. Болтарь, П.В. Власов, П.С. Лазарев, А.А. Лопухин, В.Ф. Чишко. *Прикладная физика*, **1**, 18 (2020).
- [13] B. Appleton, T. Hubbard, A. Glasmann, E. Bellotti. *Opt. Express*, **26** (5), 5310 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.005310
- [14] M. Vallone, M. Goano, F. Bertazzi, G. Ghione, S. Hanna, D. Eich, H. Figgemeier, J. Electron Device Society, **6**, 664 (2018). DOI: 10.1109/JEDS.2018.2835818