

УДК 681.586.62; 536.516.2; 629.3.052.5

Оценка чувствительности неохлаждаемых приемников ИК-изображения на основе микротермооптомеханических систем с оптическим считыванием

К.К. Свидзинский, Е. А. Фетисов

В данной работе рассматривается проблема оценки пороговой чувствительности неохлаждаемых инфракрасных приемников изображения на термооптомеханических микросистемах (ТОММС) с оптическим способом считывания изображения. Главное внимание уделяется шумам оптической системы считывания (ОСС), наряду с внутренними шумами матрицы ИК-приемников (FPA), и их вкладу в NETD – эквивалентную шуму разность температур. Показано, что шум ОСС существенно зависит от размера FPA, то есть от числа элементов N_m в матрице и, соответственно, пикселей в изображении ИК-объекта. В приемниках с достаточно большим размером изображения ($N_m \geq 10^4$) при увеличении N_m шум ОСС возрастает пропорционально N_m^2 , и вклад шумов ОСС в NETD превосходит вклад от внутренних шумов FPA. Это приводит к тому, что пороговая чувствительность ИК-приемника на ТОММС должна существенно зависеть от размера изображения и резко падать с его увеличением.

PACS: 42.79.Pw; 85.60.Gz; 65.40.De; 44.40.+a; 85.85.+j.

Ключевые слова: неохлаждаемый ИК-приёмник, термомеханическая чувствительность, биматериальная структура, термооптомеханическая микросистема.

Введение

В последние годы активно разрабатываются неохлаждаемые инфракрасные приемники (НИКП) для дальнего ИК-диапазона (8–12 мкм) на матрицах термочувствительных оптикомеханических микроэлементов или термооптомеханических микросистемах (ТОММС) [1–6]. Отличительной особенностью этих приемников является оптический способ считывания всего ИК-изображения целиком, применяемый вместо обычного электрического построчного считывания. НИКП на ТОММС разрабатываются как альтернатива промышленно освоенным, но всё же дорогостоящим микроболометрическим ИК-приемникам [7]. Последние требуют очень сложной совмещенной МЭМС/КМОП технологии изготовления для того, чтобы считывающая транзисторная матрица располагалась на кремниевом чипе непосредственно под ма-

трицей микроболометров, причем последняя должна быть теплоизолирована от подложки.

ТОММС-элементы матрицы ИК-приемников типа FPA (Focal Plane Array) представляют собой микрзеркала на термочувствительных биматериальных кантилеверах, которые при нагревании излучением изгибаются и поворачивают зеркала, отклоняя соответствующие элементы фронта отраженной считывающей волны. Схема устройства НИКП на ТОММС с системой оптического считывания (ОСС) изображена на рис. 1. На входной поверхности FPA под действием инфракрасного излучения создается распределение температуры, а на ее выходной поверхности образуется соответствующий зеркальный рельеф, создаваемый смещением микрзеркал. ОСС с источником света в диапазоне, близком к видимому ($\lambda = 0,7 - 0,9$ мкм), преобразует этот рельеф в фазовый рельеф волны, отраженной от промодулированной зеркальной поверхности FPA. Затем ОСС с помощью оптической фильтрации в фокальной плоскости объектива превращает полученное фазовое изображение в амплитудно-модулированное изображение, которое проектируется на ПЗС или КМОП фотоприемник. Благодаря оптическому считыванию, в самой матрице приемников FPA нет активных электронных элементов и электрических соединений. Она изготавливается

Свидзинский Константин Константинович, ведущий научный сотрудник.

НИИ физических проблем им. Ф. В. Лукина.

Россия, 124460, г. Москва, г. Зеленоград, проезд 4806, 6.

Фетисов Евгений Александрович, начальник отдела.

Московский институт электронной техники.

Россия, 124498, г. Москва, г. Зеленоград, проезд 4806, 5.

Тел. 8 (499) 720-89-21. E-mail: fetisov@dtd.miee.ru

Статья поступила в редакцию 20 мая 2013 г.

© Свидзинский К.К., Фетисов Е.А., 2013

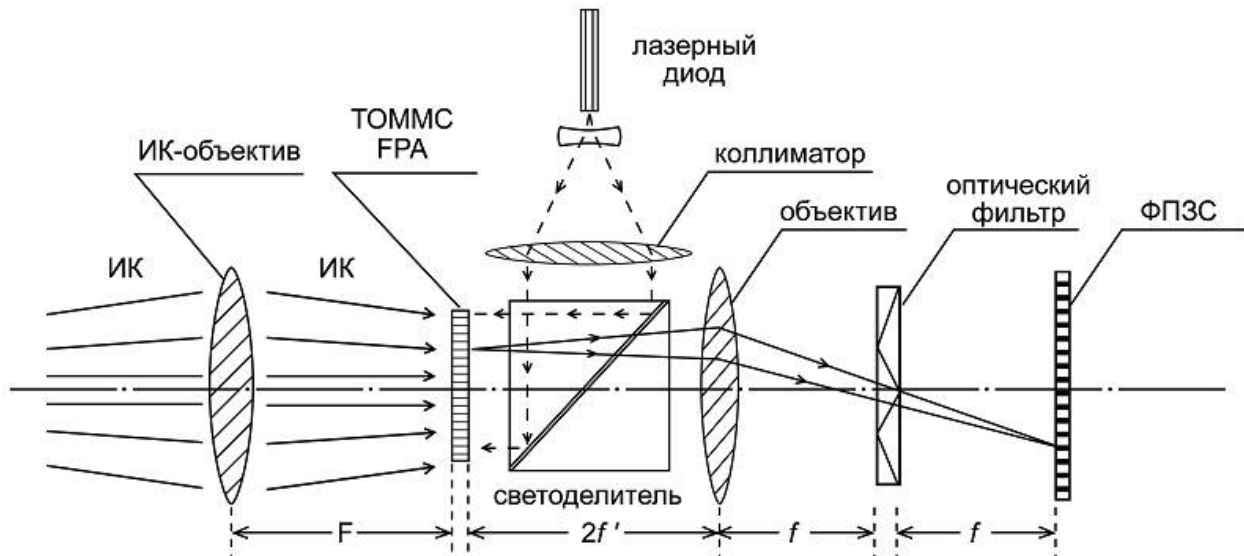


Рис. 1. Схема устройства НИКП на ТОММС с оптической системой считывания.

на основе только одной сравнительно простой МЭМС-технологии, что обещает потенциально низкую стоимость, примерно, на один-два порядка ниже, чем у болометрических ИК-приемников.

Предельная чувствительность ИК-приемников изображения характеризуется величиной NETD, эквивалентной шуму разностью температур (измеряемой, как правило, в милликельвинах, мК). Достигнутый к настоящему времени уровень разработок ТОММС-приемников характеризуется значением $NETD = 500$ мК при среднем формате (256×256) [1] и значением NETD от 100 до 200 мК для приемников с малым форматом (100×100) [3, 4]. В результате, чувствительность этих образцов приемников на ТОММС оказывается, примерно, втрое хуже, чем у микроболометрических матриц того же формата. При этом важно отметить, что измеренные экспериментальные величины NETD на один-два порядка хуже (т.е. больше) расчетных значений, хотя сами авторы расчетов не дают достаточных объяснений полученного расхождения. Несмотря на это, считается, что ТОММС-приемники благодаря оптическому считыванию имеют потенциальное преимущество перед болометрическими приемниками в том, что их формат можно увеличивать до очень больших размеров, например, до (2000×2000) [2, 5], без существенной потери чувствительности.

Для того чтобы указанные потенциальные достоинства НИКПИ на ТОММС могли реализоваться, необходимо найти и использовать ресурсы повышения их чувствительности до уровня болометрических приемников. Расхождение между расчетными и измеряемыми

значениями NETD, само по себе, еще не доказывает существования таких ресурсов. Тем не менее, можно надеяться, что если удастся выявить факторы, учет которых позволит объяснить это расхождение, то это откроет возможность дополнительного повышения качества ТОММС-приемников.

Цель данной работы состоит в проведении исследования, направленного на решение поставленной задачи.

Главное внимание в нашем исследовании будет уделено установлению зависимости NETD от числа элементов N_m в матрице ТОММС и, следовательно, от разрешающей способности ИК-изображения. Второй вопрос, на который мы постараемся дать ответ, — может ли быть снижена NETD (и насколько) путем повышения эффективности ОСС за счет применения более эффективного метода оптического считывания. Например, из оптической микроскопии известно, что интерференционные методы детектирования фазового рельефа более чувствительны, чем дифракционные методы экранирования в фокальной плоскости проекционного объектива ОСС, до сих пор применявшиеся для ТОММС.

Шумы оптической системы считывания

Достаточно полный анализ флуктуаций во всех функциональных элементах ТОММС и расчет соответствующих шумовых вкладов в NETD впервые был выполнен в работах [8, 9]. Во всех последовавших разработках приемников на ТОММС оценки ожидаемой чувствительности, по существу, основывались на результатах этих работ. В каждой ячейке измеряется величина разности ΔT_{nm} между тем-

пературой приемной площадки этой ячейки и температурой подложки матрицы T_s . На каждую mn -ю ячейку матрицы ФРА с номером (mn) строки и столбца ИК-объективом проецируется участок объекта (сцены) $\Delta S(r_{mn})$ с координатой r_{mn} и температурой $T_o(r_{mn})$. Приемная площадка ячейки, отделенная и теплоизолированная от подложки несущими кантилеверами, нагревается до температуры T_{mn} излучением от участка объекта с температурой $T_o(r_{mn})$. Разность ΔT_{mn} относительно температуры подложки матрицы T_s связана с температурой объекта соотношением:

$$T_o(r_{mn}) = T_s + H^{-1} \Delta T_{mn}, \quad (1)$$

где $H = \Delta T_{mn} / \Delta T_o$ – коэффициент передачи разности температуры (КПРТ) объекта относительно температуры подложки ФРА, т.е. $\Delta T_o = T_o - T_s$, к разности ΔT_{mn} на приемном элементе ячейки ФРА. КПРТ является важным термодинамическим параметром ФРА, причем величина H зависит, в частности, от конструкции ячеек ТОММС и, как правило, не превышает нескольких процентов.

Значение ΔT_{mn} рассматривается как сигнал, который кодируется и передается ОСС от измерительной ячейки на выход приемника в соответствующий элемент фотоприемника, который вырабатывает принимаемый токовый сигнал $J_s(\Delta T_{mn}) = K_{JT} \Delta T_{mn}$, где K_{JT} – передаточная характеристика ТОММС-приемника, подробно анализируемая ниже. Шум, сопровождающий сигнал J_s , складывается из собственного шума измерительной ячейки ТОММС и шума, вносимого каналом передачи ОСС световым источником и фотоприемником. Шум от всех функциональных компонент ячейки ТОММС рассмотрен в цитируемых работах достаточно полно, данные там оценки согласуются между собой и не вызывают сомнений. В отличие от этого, трактовка шума ОСС в указанных работах основывается на исходном предположении, согласно которому в ОСС всегда преобладает дробовой шум фотоприемника, а остальными источниками шума можно пренебречь. При таком сильном упрощении, (ставшим во всех последующих работах после [9] общепринятым положением), вклад шума ОСС оценивается как незначительный, т.е. составляющим несколько процентов от шума измерительной ячейки [2, 9]. Такое допущение, как будет показано ниже, оправдано лишь для матриц тестового формата с малым числом элементов $N_m \geq 10^3$ и становится несправедливым для форматов изображения с числом элементов разрешения

$N_m \geq 10^4$. В связи с этим мы здесь пересмотрим расчет вклада шумов ОСС в шум измеряемых величин температурной разности ΔT_{mn} .

В фототок считывания J_T шум вносят следующие внешние источники:

- дробовой шум фототока I_S ;
- тепловой (джонсоновский) шум I_R сопротивления нагрузки R_L усилителя, считывающего фототок;
- шум относительной интенсивности (RIN) I_{RIN} считывающего источника (лазерного диода или, ЛСД) в ОСС;
- вибрационно-деформационный (ВД) шум механической конструкции ОСС.

Последний источник шума приводит к вариациям коэффициента детектирования фазовой модуляции, которую производит ОСС. Среди разнообразных применяемых в оптике методов детектирования фазовых изображений для использования в ОСС выбираются те, которые достаточно слабо зависят от вариаций оптического пути волны изображения, вызываемых ВД-шумом. В частности, таким свойством обладают дифракционные методы детектирования, такие как метод «малого осевого отверстия» [1–4, 9] или метод «ножа Фуко» [5, 6, 8]. В результате, за счет правильного выбора способа детектирования для ОСС можно добиться того, чтобы влияние ВД-шума на фототок было достаточно малым.

Три первых источника дают статистически независимые вклады в шум фототока δJ_T поэтому дисперсия δJ_T представляется в виде суммы интенсивностей шума всех источников

$$\langle (\delta J_T)^2 \rangle = 2e \bar{J}_T \Delta f_F + \frac{4k_B T \Delta f_R}{R_L} + \bar{J}_T^2 \frac{\Delta f_F}{\Delta \nu}, \quad (2)$$

где в правой части первое слагаемое представляет дробовой шум, второе – тепловой шум нагрузки R_L цепи считывания, третий – шум относительной интенсивности ЛД; Δf_F – полоса частот, соответствующая полукадровому режиму работы фотоприемника на ССД, Δf_R – полоса пропускания электронного каскада, считывающего изображение, $\Delta \nu$ – ширина спектральной линии лазерной генерации ЛД; k_B – постоянная Больцмана, T – температура фотоприемника; \bar{J}_T – средний ток считывания, с одного элемента фотоприемника. Для сравнения и оценки слагаемых шума в (2) выделим в них явную зависимость от числа элементов изображения N_M и мощности источника P_L в милливаттах. Поскольку мощность, приходящаяся на один элемент, делится на число элементов в матрице ФРА, то ток считывания можно представить просто в виде

$$\bar{J}_T = \bar{\kappa} \frac{10^{-3} P_L}{N_M}, \quad (3)$$

где введена величина $\bar{\kappa}$, имеющая смысл средней квантовой эффективности ОСС. Выражение для $\bar{\kappa}$ через параметры ТОММС-ячейки и модуляционную эффективность ОСС обсуждается ниже и, как будет показано, значение величины $\bar{\kappa}$ оценивается в пределах $\bar{\kappa} = 0,1 - 0,8$ А/Вт. Для снижения теплового шума целесообразно подбирать полосу считывания в зависимости от размера изображения, так что $\Delta f_R = N_M \Delta f_F$, а кадровую частоту желательнее сохранять не ниже 25 Гц и, следовательно, $\Delta f_F \geq 50$ Гц. При этом входная емкость считывающего каскада также подбирается в соответствии с условием $C_R = 1 / R_L \Delta f_F N_M$. Например, если выбрать величину сопротивления $R_L = 2$ МОм, то для полноформатного кадра с $N_M = 3 \cdot 10^5$ необходимо обеспечить минимальное значение емкости $C_R = 30$ фФ. При указанных условиях и численных значениях величин, входящих в (2), средне-квадратичные величины дробового, теплового и RIN шумовых токов, соответственно, можно представить в виде расчетных формул

$$I_S = 4,9 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{P_L}{N_M}}; \quad I_R = 6,3 \cdot 10^{-13} \sqrt{N_M};$$

$$I_{RIN} = 7,1 \cdot 10^{-10} \frac{P_L}{N_M} \quad (4)$$

где токи измеряются в амперах, мощность P_L – в милливаттах.

При расчете I_{RIN} в формуле (2) для ширины линии генерации лазера было принято значение $\Delta \nu = 10^{12}$ Гц, что соответствует типичной величине RIN-шума в –12 дБ/Гц лазерных дио-

дов (ЛД), разработанных для DVD [10, 11]. Заметим, что обычные коммерческие ЛД ближнего ИК-диапазона, например, ЛД типа VCSEL, которые удобно использовать в НИКП, в одномодовом режиме имеют значительно больший RIN, порядка –8 дБ/Гц, и ограниченную мощность, обычно не более 1мВт.

Соотношение величин различных токов в зависимости от числа элементов N_m в матрице ФРА при мощности источника $P_L = 1$ мВт показано на рис. 2. В логарифмическом масштабе степенные зависимости (4) изображаются прямыми с соответствующим наклоном. Они пересекаются в окрестности критической точки $N_K \approx 100$. При $N_M > N_K$ преобладает шум сопротивления I_R , причем для матриц с $N_M > 10^3$, передающих изображение, этот шум превосходит дробовой и RIN более, чем на два порядка величины, т.е. $I_R \gg I_S, I_{RIN}$. В области тестовых размеров матриц $N_M \leq N_K$, наоборот, RIN и дробовой шум преобладают над тепловым шумом. RIN в этой области несколько превосходит дробовой шум, хотя оба они – одного порядка величины. Заметим, что дробовой шум в ТОММС не является определяющим ни в той, ни в другой области, вопреки распространенному (но нигде не доказанному) мнению, упоминавшемуся выше.

Расчет шумовой разности температур

Общее выражение для расчета NETD приемника с оптическим считыванием может быть представлено в следующем виде:

$$NETD = H_T^{-1} \left[\langle (\delta T_{in})^2 \rangle + \langle (\delta T_{op})^2 \rangle \right]^{1/2} \quad (5)$$

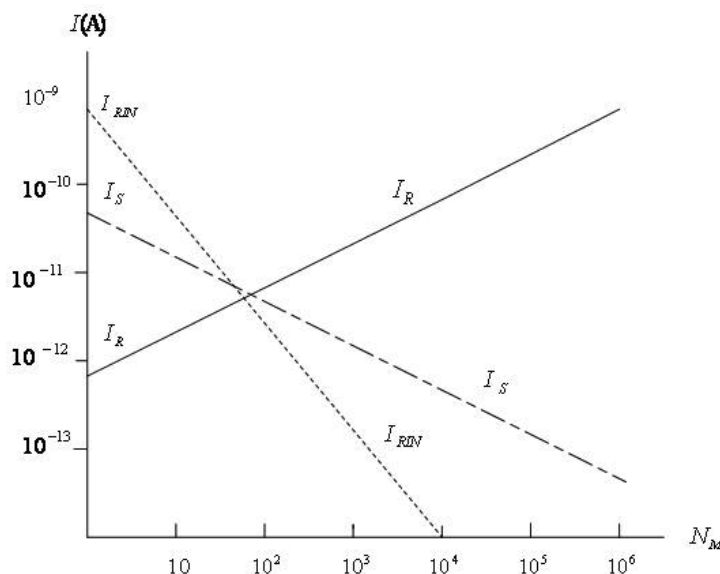


Рис. 2. Зависимости величин шумовых токов ОСС от числа элементов N_M в матрице ФРА. I_S – ток шума сопротивления считывающего каскада ПЗС; I_R – ток шума относительной интенсивности считывающего лазера; I_{RIN} – ток дробового шума фотоприемной ячейки.

Здесь $\langle(\delta T_{in})^2\rangle$ – суммарная интенсивность шума величины ΔT_k , вносимого флуктуациями термочувствительных элементов МОМС от всех внутренних источников (термомеханический шум МОМС, шум теплового сопротивления кантилевера и др.); $\langle(\delta T_{op})^2\rangle$ – эквивалентная интенсивность шума, вносимая в ΔT_{mn} шумом ОСС, т.е. результирующим шумом фототока считывания с элемента матрицы фотоприемника, создаваемого всеми внешними источниками; скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по соответствующему ансамблю флуктуаций.

Согласно теоретическим оценкам [4, 5], подтвержденным экспериментально рядом последующих работ, внутренний шум в элементе МОМС может быть снижен до уровня $\sigma_{Tin} = \langle(\delta T_{in})^2\rangle^{1/2} = 0,3$ мК. Наибольшее значение величины КПРТ, которое достигается при таком уровне шума, составляет $H \approx 0,03$. Исходя из этого, предельный «теоретический» уровень чувствительности ФРА на ТОММС (при условии, что ОСС не вносит шума) соответствует NETD = 10 мК.

Для расчета «реалистической» величины NETD с учетом шума ОСС необходимо рассмотреть факторы, определяющие величину $\langle(\delta T_{op})^2\rangle$. Она находится путем приравнивания мощности сигнала от флуктуации δT_{op} к интенсивности шума фототклика ПЗС:

$$\sigma_{JT}^2 = \langle(\delta J_T)^2\rangle = K_{JT}^2 \langle(\delta T_{op})^2\rangle = K_{JT}^2 \sigma_{Top}^2 \quad (6)$$

где K_{JT} – передаточная характеристика температуры (ПХТ). Величина K_{JT} выражается через коэффициенты последовательных преобразований ΔT_{mn} в J_T , которые можно записать (справа налево), как

$$\begin{aligned} J_T &= \kappa P_1 \cdot \frac{1}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial \phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial(\Delta T)} \cdot \Delta T = \\ &= \kappa \frac{r P_0}{N_M} \cdot \eta \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot k_{zT} \cdot \Delta T = K_{JT} \cdot \Delta T \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь k_{zT} – коэффициент термомеханического смещения конца кантилевера, $4\pi/\lambda$ – коэффициент преобразования смещения зеркала в фазу отраженной световой волны,

$$\eta = \frac{1}{P_1} \frac{\partial P_1}{\partial \phi} \quad (8)$$

– коэффициент фазового детектирования, характеризующий эффективность системы считывания, $P_1 = r P_0 / N_M$ – световая мощность, отраженная от зеркала одной ячейки ФРА, P_0 – мощность светового источника, r – доля мощности источника, отражаемая зеркалами матрицы ФРА, κ – квантовая эффективность

фотоприемника. Для оценки ПХТ выделим в ней интересующие нас переменные N_M , P_L и η , для чего подставим численные значения остальных параметров: $\lambda = 0,8$ мкм, $r = 0,7$, $P_0 = 10^{-3} P_L$ мВт, $k_{zT} = 0,8$ мкм/К (согласно [8]). Тогда получим

$$K_{JT} = 4,4 \cdot 10^{-3} \frac{\eta P_L}{N_M} \quad (9)$$

Выполним также аналогичное преобразование выражения (5), полагая $H_T = 0,03$ и $\sigma_{Tin} = 3 \cdot 10^{-4}$ К, в соответствии с тем, что было отмечено в начале данного раздела. Пользуясь (6) и (9) и приближением $\langle(\delta T_{op})^2\rangle \approx I_R^2$, где I_R приведено в (4), получим искомую расчетную формулу,

$$\text{NETD(mK)} = 10 \left(1 + 2 \cdot 10^{-13} \frac{N_M^3}{\eta^2 P_L^2} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

которая применима для матриц всех размеров, кроме малых с $N_M < 300$. Для матриц среднего и большого формата с $N_M > 3 \cdot 10^4$ формула упрощается:

$$\text{NETD(mK)} = 4,5 \cdot 10^{-6} \frac{N_M^{3/2}}{\eta P_L} \quad (11)$$

Помимо того, что это выражение указывает на резкую зависимость NETD от размера матрицы, которая не предполагалась до сих пор [1, 2, 6, 9], оно указывает на две возможности снижения NETD, а именно, за счет повышения мощности считывающего лазера и за счет увеличения коэффициента η , т.е. путем применения более эффективной системы оптического считывания.

Первая возможность появилась благодаря значительному совершенствованию полупроводниковых лазеров в связи с разработкой DVD [10]. В настоящее время мощность коммерчески доступных лазеров повышена почти на порядок, до 7 мВт при RIN = -12 дБ/Гц [11]. Следовательно, для ТОММС-приемника на можно рассчитывать на повышение мощности P_L с 1 мВт до 7 мВт.

Относительно второй возможности необходимо заметить, что предельное теоретическое значение $\eta = 1$, которого принципиально можно достичь интерференционным методом. Для модуляции считывающего света применяются ТОММС двух типов – дефлекторного и интерференционного – в сочетании с простыми диафрагмирующими фильтрами типа «щели» или «ножа». Как показывают расчеты на основе дифракционной теории, дефлекторные модуляторы, применяющиеся в большинстве разработок, могут обеспечить лишь сравнительно малую эффективность, т.е. $\eta \leq 0,1$. Модуляторы с фильтрами интерференционного типа мо-

Таблица

Формат, N_M	$\eta = 0,1; P_L = 1$	$\eta = 0,1; P_L = 5$	$\eta = 0,8; P_L = 1$	$\eta = 0,8; P_L = 5$
малый $N_M = 10^4$	46	13,4	11,2	10,1
средний $N_M = 6 \cdot 10^4$	657	131	83	19,2
большой $N_M = 2,8 \cdot 10^5$	21 К	4, 2 К	2,6 К	524

гут давать более высокую эффективность, причем даже близкую к предельной. К сожалению, применявшиеся конструкции интерференционных элементов [5] были не совсем удачными и имели $\eta \ll 1$. Авторы данной работы считают, что усовершенствование интерференционных элементов ТОММС с применением соответствующей ОСС позволит повысить эффективность детектирования до уровня $\chi_{OR} = 0,8$. Например, в качестве интерференционного фильтра может быть использована бипризма Френеля, которая обеспечивает почти полное перекрытие интерферирующих волн.

Расчетные значения NETD (в милликельвинах) по формуле (10) для различных величин P_L (в мВт) и η приведены ниже в таблице, из которой видно значительное положительное влияние этих факторов на чувствительность ИК-МОМС-приемника.

Заключение

Полученное выражение (11), по существу, содержит ответы на вопросы, поставленные в начале настоящей работы. Оно указывает на резкое снижение чувствительности при увеличении размера матрицы приемника, обратно пропорциональное числу элементов $N_M^{3/2}$, обусловленное тепловым (а не дробовым) шумом фотоприемной матрицы ПЗС. В результате, выявлены возможности значительного снижения NETD за счет повышения мощности считывающего лазерного диода до разумного предела (~5 мВт), а также путем повышения коэффициента фазового детектирования оптической системой считывания.

Неохлаждаемые приемники ИК-изображения на биматериальных структурах ТОММС с эффективной оптической интерференционной системой считывания за счет

увеличения мощности считывающего лазера могут обеспечить NETD ≈ 20 мК для среднего формата (200×300). Таким образом, НИКП на ТОММС могут иметь чувствительность не хуже, чем у матриц микроболметров, являясь при этом технологически значительно менее сложными и, следовательно, потенциально более дешевыми.

Материалы, представленные в статье, частично докладывались на XXII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, ОАО «НПО «Орион»», Москва, 2012 г.

Работа выполнена в Национальном исследовательском университете «МИЭТ» при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт № 16.426.11.0045).

Литература

1. Lavrik N., Archibald R., Grbovic D., et al. // Proc. SPIE. 2007. V. 6542. P. 65421E.
2. Lavrik N.V., Grbovic D., Rajic S., et al. // Proc. SPIE. 2006. V. 6206. P. 62061K
3. Jones C.D.W., Bolle C.A., Ryf R., et al. // SENSORS AND ACTUATORS A/1. Oct. 2009. P. 47
4. Erdtmann M., Zhang L., Jin G., et al. // Proc. of SPIE. 2009. V. 7298. P. 72980I-1
5. Jin Yufeng, Yu Xiaomei, Zheng Yongjun, et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 8191. P. 819102
6. Kong Yan-mei, Liu Rui-wen, Jiao Bin-bin and Chen Da-peng // Proc. SPIE. 2011. V. 8193. P. 81930X
7. Niklaus Frank; Vieider Christian; Jakobsen Henrik. // Proc. SPIE. 2008. V. 6836. P. 68360D
8. Zhao Yang, Mao Minyao, Horowitz R., et al. // Journal of Microelectromechanical Systems. 2002. V. 11. No. 2. P. 136
9. Datskos P.G., Lavrik N.V., Rajic S. // Rev. Sci. Instrum. 2004. V. 75. No. 4
10. Man-Fang Huang et al. // Proc. SPIE. 1998. V. 3419. P. 110
11. Visible Laser Diodes TOSHBA, www.semicon.toshiba.co.jp/docget.jsp (2011)

Evaluation of sensitivity of uncooled IR image receivers on a basis microthermooptomechanical systems with optical reading

K.K. Svidzinsky¹ and E.A. Fetisov²

¹ Institute of Physical Problems named after F.V. Lukin
6, passage 4806, Moscow, Zelenograd, 124460, Russia

² National Research University of Electronic Technology
5, passage 4806, Moscow, Zelenograd, 124498, Russia
E-mail: fetisov@dtd.miee.ru

Last years uncooled infra-red (IR) matrix receivers with optical reading on a basis of thermo-optomechanical microsystems (TOMMS) are developed as an alternative to industrially produced, but as yet expensive microbolometric receivers. In this case, sensor matrix TOMMS consists of absorbing IR-radiation membrane elements with micro mirrors, which are suspended on thermosensitive bimaterial microconsoles and form a topography that corresponds with an IR image. The optical reading system (ORS) includes the reading light source (LED or laser diode) and photodetector matrix (CCD or CMOS). The source and the photodetector can make additional noise to image signals thus reducing the IR-image receiver's sensitivity. These noise is considered depending on the number of elements of IR-image receiver's. Taking into account the limited power of the light source ~ 5 mW., a contribution of ORS's noise to general noise of image exceeds internal noise of membrane elements for medium and large receivers. As a result the value of noise equivalent of temperature difference (NETD) depends significantly on ORS efficiency and rises dramatically with increasing of IR-image receiver's size. This conclusion contradicts the opinion of leading developers that NETD of TOMMS IR-image receiver's, in contrast to the bolometric ones, it is possible to increase the size, for example up to 1000x1000, without significant loss of sensitivity. Another important conclusion is that NETD inversely proportional to coefficient of conversion of phase image, which is read from the membrane elements' topology, to the amplitude image on the photodetector. It enables reducing (i.e. improvement) of NETD in several times

PACS: 42.79.Pw; 85.60.Gz; 65.40.De; 44.40.+a; 85.85.+j

Keywords: uncooled IR imager, thermosensitive bimaterial structure, thermo-optomechanical microsystem, TOMMS, IR camera, optical profiler, interference.

Bibliography – 11 references

Received May 20, 2013