

УДК 555.231.6: 621.383.7

Приемники ИК-изображения на основе термомеханических наноразмерных мембран

В. А. Федирко, Е. А. Фетисов, В. А. Беспалов

Проведен анализ результатов разработок в области неохлаждаемых тепловых приемников ИК-изображения на основе наноразмерных мембран из биморфного материала. Обсуждаются предельные характеристики и оптимизация элементов матричных фотоприемников такого типа. Дана оценка перспектив микрооптоэлектромеханических систем (МОЭМС) в ИК-технике.

PACS: 85.60.Gz; 85.85.+j

Ключевые слова: анализ, тепловые приемники, наноразмерные мембраны, инфракрасная техника.

Введение

Неохлаждаемые приемники излучения [1] по причине их относительной дешевизны весьма привлекательны для применения в медицине, промышленной термографии, в системах тепловидения для транспорта и других устройствах гражданского назначения. Они могут использоваться также и в системах специального назначения.

В последнее время наряду с традиционными приемниками болометрического типа активно разрабатываются и исследуются неохлаждаемые ИК-фотоприемники на основе МОЭМС и НОЭМС — микро- и нанооптоэлектромеханических элементов и систем.

Большой интерес представляют, в частности, детекторы на биматериальных слоях. Оценки предельной чувствительности таких приемников, выполненные еще в конце прошлого столетия [2, 3], показали, что она может достигать нескольких милликельвин NEDT, что сопоставимо с предельными характеристиками фотоприемников с глубоким охлаждением.

Устройства с параметрами, близкими к предельным, могут быть реализованы в настоящее время на базе высокоразвитой технологии МОЭМС/НОЭМС [4—8] с цитированной в них литературой.

Принципы функционирования

Функционирование таких приемников ИК-изображения основано на регистрации изгиба тонких

двухслойных биморфных (либо многослойных — мультиморфных) мембран под воздействием нагрева ИК-излучением на базе различия коэффициентов термического расширения материалов слоев. В представленных в литературе разработках мембраны выполняются обычно в виде тонких (менее 1 мкм) балок — микроантилеверов. На рис. 1, а, б схематично представлены принцип действия и чувствительный элемент биморфного МОЭМС-детектора [6].

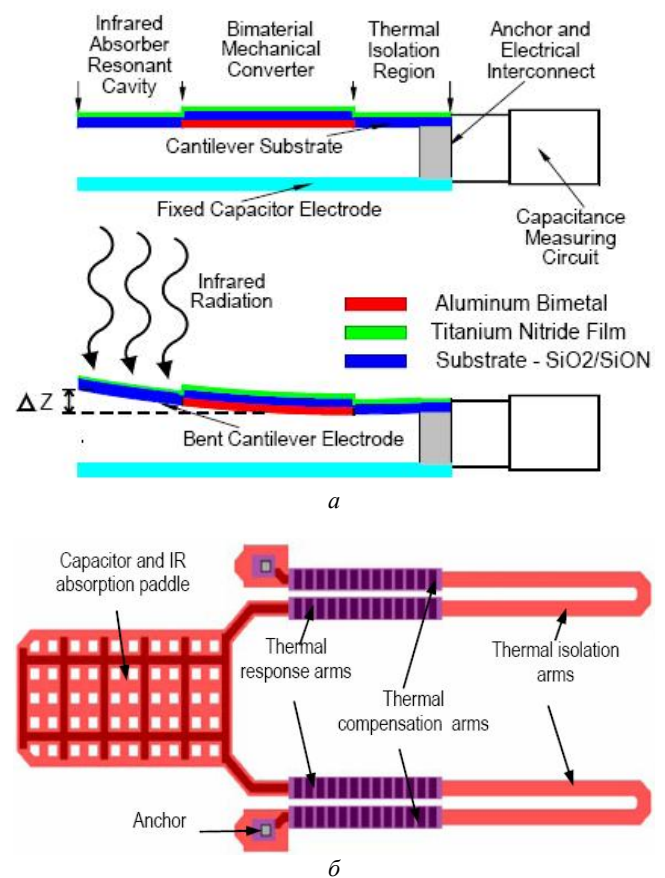


Рис. 1. Схема:

а — функционирования детектора; б — чувствительного элемента

Федирко Валерий Алексеевич, профессор.
Фетисов Евгений Александрович, профессор.
Беспалов Владимир Александрович, проректор.
 Московский государственный институт электронной техники.
 Россия, 124498, Москва, Зеленоград, проезд 4806, д. 5.
 Тел. (499) 720-69-59. Факс (495) 530-22-33.
 E-mail: vfed@mail.ru

Статья поступила в редакцию 4 мая 2009 г.

© Федирко В. А., Фетисов Е. А., Беспалов В. А., 2010

Отклонение кантилевера может регистрироваться емкостным методом. На рис. 2 представлена одна из возможных схем емкостной регистрации (мостиковая схема) [6].

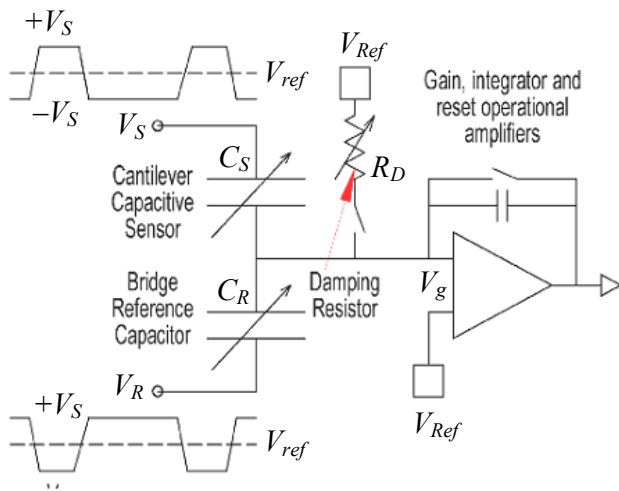


Рис. 2. Мостиковая схема регистрации отклонения кантилевера

Возможно также использование схем оптического считывания [5, 7].

МОЭСМ-детектор рассмотренного типа служит в качестве элемента матричного ИК-приемника изображения. В работе [6] сообщается о создании и испытании приемника такого типа с числом элементов 160×120 и размером пикселя 50 мкм с емкостной системой считывания на чипе в вакуумированной микросборке.

Продемонстрированы аналогичные устройства с оптической системой считывания [5] — это гибридные устройства. В качестве формирователя видеосигнала в них используются кремниевые матрицы ПЗС; система считывания может включать фильтр пространственных частот или строится по дифференциальной схеме с поляризацией излучения.

Оценки характеристик

Одной из основных характеристик биморфного микрокантилеверного чувствительного элемента является его “термомеханическая” чувствительность, определяющая изменение отклонения балки микрокантилевера ΔZ под действием напряжений, которые возникают при изменении ее температуры ΔT_d вследствие различия коэффициентов теплового расширения α₁ и α₂ биморфного слоя (рис. 3, а) и материала балки (см. рис. 3, б).

Изменение отклонения ΔZ прямолинейной микробалки может быть рассчитано в рамках теории упругости [9]). В пренебрежении неоднородностью разогрева в линейном приближении имеем:

$$\Delta Z = 3(\alpha_1 - \alpha_2) \left(\frac{L^2}{t_2^2}\right) \times \frac{t_1 + t_2}{4 + 6\frac{t_1}{t_2} + 4\left(\frac{t_1}{t_2}\right)^2 + \frac{\bar{E}_1}{\bar{E}_2} \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^3 + \frac{\bar{E}_2}{\bar{E}_1} \frac{t_1}{t_2}} \cdot \Delta T_d, \quad (1)$$

где L — длина биморфной части микрокантилевера;

t₁ и t₂ — толщины слоев;

$\bar{E}_{1,2} = E_{1,2}/(1 - \sigma_{1,2})$; E₁, E₂ — модули Юнга;

σ₁ и σ₂ — коэффициенты Пуассона слоев.

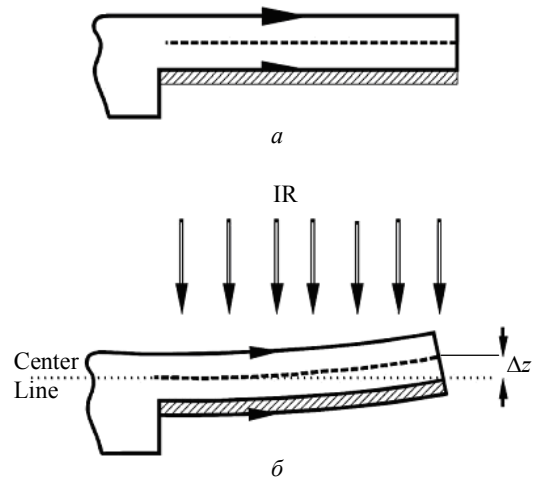


Рис. 3. Схема отклика биморфного микрокантилевера на разогрев ИК-излучением [9]: а — биморфный слой; б — материал балки

Отсюда термомеханическая чувствительность S_{TM} может быть определена следующим образом:

$$S_{TM} = \Delta Z / \Delta T_d = 3(L^2/t_2) \cdot (\alpha_1 - \alpha_2) \cdot f(x; \beta), \quad (2)$$

где $f(x; \beta) = \frac{1+x}{4+6x+4x^2+\beta x^3+1/\beta x}$ — функция отклика;

$$x = \frac{t_1}{t_2}; \quad \beta = \frac{\bar{E}_1}{\bar{E}_2}.$$

Обратим внимание, что проведенный расчет уточняет обычно используемое в литературе [10—13] выражение для функции отклика f(t, b): согласно (1) параметр β представляет собой отношение модифицированных модулей упругости материалов биморфных слоев $\bar{E} = E/(1 - \sigma)$, а не их модулей Юнга, E.

Термоотклик ΔZ, согласно (1), растет квадратично с увеличением L и возрастает также с уменьшением толщины балки. Длина L биморфной части ограничивается конструктивными требованиями к фотоприемнику, в частности, требуемым размером шага (пикселя) в матрице МОЭСМ-

детекторов. Так, в работе [10] при шаге ~ 70 мкм длина L составляла ~ 130 мкм. Минимальная толщина балки ограничивается возможностью получить достаточно прочную и устойчивую мембрану данной длины L .

При заданной толщине одного из слоев (например, подложки t_2) возможна оптимизация по параметру x для достижения максимума функции $f(x, \beta)$ при заданном значении β , определяемом выбором материалов биморфного слоя. Выражение (1) симметрично относительно замены $t_1 \leftrightarrow t_2$, $E_1 \leftrightarrow E_2$, поэтому выбор толщины подложки в качестве независимого параметра не ограничивает общности.

Значения термоупругих констант приведены в таблице для ряда материалов, которые могут использоваться в качестве биморфных слоев, оптимальные значения x_{\max} и f_{\max} для выбранной пары, а также произведение $\Delta\alpha \cdot f_{\max}$, определяющее соответствующее S_{TM} .

В таблице приведены также значения констант для объемных материалов; их значения для тонких слоев могут несколько отличаться от приведенных. Видимо, по этой причине различаются и данные различных авторов.

Дополнительным преимуществом служит также низкая теплопроводность такой мембраны.

Наибольшее значение максимума функции отклика для рассмотренных материалов достигается в парах Zn/SiO₂, Eu/SiO₂, Al/SiO₂. Достаточно высокие значения $\Delta\alpha \cdot f_{\max}$ достигаются также для пар Zn/Si, Eu/Si, Al/Si, где перспективной может оказаться технология с использованием поликремниевых мембран [12]. Следует однако иметь в виду, что кремний имеет весьма высокую теплопроводность, поэтому при использовании его в качестве материала балки возникает дополнительная проблема ее теплоизоляции. Сравнимые значения $\Delta\alpha \cdot f_{\max}$ на пленке Si₃N₄ реализуются лишь в паре Zn/Si₃N₄.

В связи с тем, что использование цинка создает известные технологические проблемы, а технологические возможности применения европия мало изучены, наибольший интерес на начальной стадии представляет биморфная пара Al/SiO₂. Тем не менее, заметный выигрыш в чувствительности, который предоставляет использование цинка и европия в качестве материалов биморфного слоя, может стимулировать исследования в области их технологии.

Термоупругие свойства некоторых биморфных кантилеверов

2-й слой Материал. Параметры	1-й слой			Термоупругие свойства слоев					
	Материал	Параметры			β	x_{\max}	f_{\max}	$\Delta\alpha = (\alpha_1 - \alpha_2),$ $10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$	$\Delta\alpha \cdot f_{\max},$ $10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$
$\alpha_1, 10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$		$E_1, \text{ГПа}$	σ_1						
Si $\alpha_2 = 2,6 \cdot 10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$ $E_2 = 47 \text{ ГПа}$ $\sigma_2 = 0,266$	Al	25	70	0,33	1,63	0,40	0,161	22,4	3,61
	Au	14,2	78	0,42	2,10	0,36	0,168	11,6	1,95
	Ag	18,9	83	0,38	2,09	0,36	0,168	16,3	2,74
	Cu	16,5	130	0,35	3,12	0,30	0,178	13,9	2,47
	Zn	30,2	108	0,25	2,25	0,35	0,170	27,6	4,68
	Eu	35	18	0,15	0,331	0,81	0,118	32,4	3,81
SiO ₂ $\alpha_2 = 0,75 \cdot 10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$ $E_2 \sim 68 \text{ ГПа}$ $\sigma_2 = 0,17$	Al	25	70	0,33	1,24	0,45	0,154	24,25	3,73
	Au	14,2	78	0,42	1,60	0,41	0,161	13,45	2,16
	Ag	18,9	83	0,38	1,59	0,41	0,161	18,15	2,92
	Cu	16,5	130	0,35	2,37	0,34	0,171	15,75	2,69
	Zn	30,2	108	0,25	1,71	0,39	0,163	29,45	4,79
	Eu	35	18	0,15	0,251	0,91	0,110	34,25	3,77
Si ₃ N ₄ * $\alpha_2 = 2,1 \cdot 10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$ $E_2 \sim 385 \text{ ГПа}$ [8] $\sigma_2 = 0,25$	Al	25	70	0,33	0,204	0,99	0,105	22,9	2,40
	Au	14,2	78	0,42	0,262	0,89	0,111	12,1	1,35
	Ag	18,9	83	0,38	0,260	0,89	0,111	16,8	1,87
	Cu	16,5	130	0,35	0,390	0,75	0,122	14,4	1,76
	Zn	30,2	108	0,25	0,280	0,87	0,113	28,1	3,18
	Eu	35	18	0,15	0,041	1,89	0,068	32,9	2,23

* В работе [12] приводится значение модуля Юнга для SiN_x: $E \approx 180$.

Как видно из данных таблицы, наиболее предпочтительным представляется использование SiO₂ в качестве материала мембраны микрокантилевера.

На рис. 4, а показана в трехмерном графике зависимость $z = f(x, \beta)$ в актуальной области значений β . Отметим также, что максимум функции от-

клика $f_{\max}(\beta)$ возрастает с ростом β , что предоставляет еще одно направление поиска оптимальных материалов биморфной пары, помимо увеличения $\Delta\alpha$.

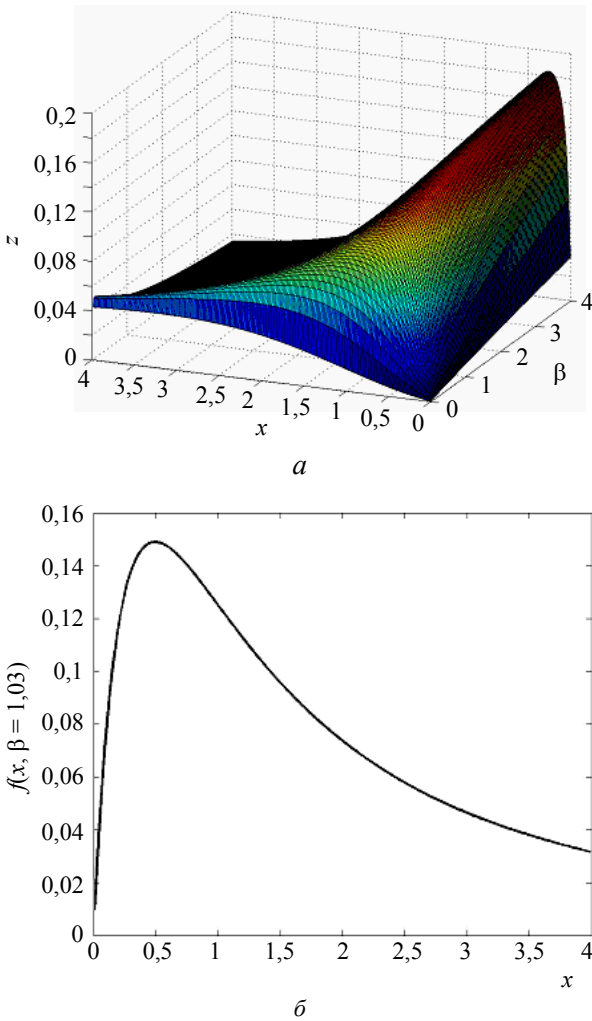


Рис. 4. Зависимость функции отклика от отношения толщин слоев биморфного микрокантилевера:
a — $x = t_1/t_2$ и модулей Юнга $\beta = E_1/E_2$;
б — $x = t_1/t_2$ для пары Al/SiO₂

На рис. 4, *б* представлена функция отклика для пары Al/SiO₂ ($\beta \approx 1,03$). Обратим внимание, что $f(x, \beta)$ весьма резко убывает при удалении от точки максимум $x_{\max} \approx 0,49$, в особенности в сторону уменьшения x .

Термомеханическая чувствительность оптимизированной биморфной микробалки Al/SiO₂ длиной $L \approx 100$ мкм и с толщиной базового слоя SiO₂ $t_2 \approx 0,5$ мкм составляет $S_{TM} \approx 217$ нм/К. Следует однако иметь в виду, что для получения достаточно устойчивых недеформированных мембран, по-видимому, придется использовать многослойные структуры с тонким подслоем (одним или несколькими), в частности, и для микрокантилеверов на основе SiO₂.

Разработчики МОЭМС ИК-сенсоров рассматривают различные конструкции элементов и тех-

нологические приемы в целях повышения их эффективности. Так, конструкция, показанная на рис. 1, *б*, позволяет скомпенсировать температурный дрейф и остаточные напряжения [6]. В работе [14] делается попытка увеличить термомеханическую чувствительность путем усложнения механической системы микрокантилеверов, а в работе [15] сообщается об увеличении поглощающей способности сенсорного элемента в ИК-области при селективном травлении кремниевой подложки в процессе формирования микрокантилеверов.

Термооптический отклик сенсорного элемента $S_{TO} = \Delta T_d / \Delta P$ под воздействием теплового излучения мощности ΔP (Вт) (над фоновым излучением) определяется тепловым балансом, и в пренебрежении неоднородностью разогрева элемента может быть представлен в виде

$$S_{TO} = \frac{\eta}{G}, \tag{3}$$

где η — доля падающего излучения, поглощаемая сенсорным элементом (поглощательная эффективность элемента);

G — эффективная теплопроводность теплоизолирующих элементов сенсора, Вт/К.

Соотношение (3) предполагает также возможность пренебрежения излучательным рассеянием тепловой энергии по сравнению с потерями за счет теплопроводности. Вакуумирование кристалла позволяет избежать потерь на рассеяние тепла через атмосферу. В этом случае эффективная теплопроводность будет определяться в основном теплопроводностью элементов теплоизоляции биморфных микробалок от подложки: величина G пропорциональна их эффективной площади и обратно пропорциональна эффективной длине, и тем меньше, чем меньше коэффициент теплопроводности k материала теплоизоляции.

Таким образом, термооптическая чувствительность может быть увеличена конструктивно путем выбора оптимальной геометрии и теплоизолирующего материала. В случае модулированного излучения с частотой Ω и амплитудой интенсивности I величину G в (3) следует заменить на

$$G\sqrt{1 + \Omega^2 \tau^2},$$

где τ — характерное время термической релаксации системы.

Чувствительность приемника изображения к превышению температуры излучателя ΔT_e над фоновым излучением $S_{TT} = \Delta T_d / \Delta T_e$ оценивается по отношению к излучению абсолютно черного тела, характеризующегося универсальной излучательной способностью. В предположении малости ΔT_e

интенсивность излучения такого излучателя над фоновым излучением (ΔI , Вт/м²) можно представить в виде

$$\Delta I \approx j \cdot \Delta T_e,$$

где $\Delta T_e = T_e - T$; T_e — температура излучателя; T — температура фонового излучения; $j = \partial J / \partial T$, J — полная излучательная способность черного тела в рассматриваемой области спектра при температуре T .

В актуальном диапазоне длин волн излучения 8—14 мкм можно воспользоваться известной формулой Вина для спектральной плотности равновесного излучения [16], что дает

$$j \approx \frac{\hbar^2}{4\pi^2 c^2 k_B T^2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \omega^4 e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}} d\omega, \quad (4)$$

где ω_1 и ω_2 — границы спектрального диапазона: $\omega_1 \approx 1,346 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $\omega_2 \approx 2,356 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$.

Для $T = 300 \text{ К}$ из (4) получим $j \approx 2,563 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Мощность теплового излучения, падающего на поглощающую площадку сенсора, есть, очевидно,

$$\Delta P = \Delta I \cdot \xi \cdot A_e \cdot t_o,$$

где A_e — площадь сегмента излучателя, сфокусированного на рассматриваемый сенсорный элемент;

ξ — доля излучения этого сегмента, улавливаемая оптической системой;

t_o — прозрачность оптической системы.

Тогда для S_{TT} будем иметь

$$S_{TT} = S_{TO} \cdot j \cdot \xi \cdot A_e t_o = A_d q \frac{\eta j}{G}, \quad (5)$$

где A_d — площадь поглощающего элемента;

$q = \frac{A_e}{A_d} \cdot \xi \cdot t_o$ — отношение, определяемое фокусирующей оптической системой и геометрией опыта.

В геометрии с расположением сенсорного элемента вблизи фокальной плоскости оптической системы, имеющей диаметр входной диафрагмы D и эквивалентное фокусное расстояние F , значительно меньшее расстояния до зондируемого протяженного объекта, отношение q определяется следующим образом:

$$q \approx D^2 t_o / 4F^2.$$

Механическая чувствительность сенсора к дифференциальной температуре сегмента излучателя ($S_M = \Delta Z / \Delta T$) есть, очевидно,

$$S_M = S_{TM} \cdot S_{TT} = \\ = 3 A_d \frac{q \eta j}{G} (L^2 / t_2) (\alpha_1 - \alpha_2) f(x; \beta),$$

где $f(x; \beta)$ определяется из формулы (2).

Для сенсорного элемента с параметрами: $A_d \approx 50 \times 50 \text{ мкм}$; $L \approx 100 \text{ мкм}$; $t_2 \approx 0,5 \text{ мкм}$; $G \approx 10^{-7} \text{ Вт/К}$; $\Delta \alpha \cdot f_{\max} \approx 3,73 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ и полагая для $\eta \approx 1$, $q \approx 1$, получим: $S_{TT} \approx 6,4 \cdot 10^{-2}$; $S_M \approx 14 \text{ нм/К}$.

Оценки шумовых ограничений

Минимальная дифференциальная температура объекта, которая может быть зарегистрирована приемником, ограничивается флуктуационными процессами.

Дифференциальная температура ΔT_N , создающая на выходе приемника сигнал, равный среднеквадратичной флуктуации (шуму) в полосе частот регистрирующего устройства B , носит название эквивалентной шумовой разности температур ΔT_N (NEDT) и служит характеристикой шумовых ограничений чувствительности теплового фотоприемника.

Шумы регистрирующей системы определяются выбором последней, поэтому мы ограничимся анализом шумовых ограничений чувствительного элемента.

Специфическими источниками шумов МОЭМС детектора являются механические флуктуации микрокантилевера и флуктуации температуры фоточувствительного элемента.

Спектральную плотность флуктуационных колебаний микрокантилевера на частотах $\omega \ll \omega_0$ можно оценить, рассматривая его как гармонический осциллятор с постоянной затухания γ . Тогда для шумовых колебаний в полосе B получим

$$\Delta z_{NM}^2 = 8\gamma k_B T_d B / \kappa \omega_0^2, \quad (6)$$

где T_d — температура детектора;

ω_0 — резонансная частота колебаний балки;

κ — коэффициент упругости кантилевера. (Близкие значения ω_0 и κ были получены и авторами на лабораторных образцах термочувствительных микрокантилеверов).

Постоянную затухания γ можно оценить, измеряя, например, форму резонансной кривой микрокантилевера: амплитуда колебаний спадает на частотах $\sim(\omega_0 \pm \gamma)$. Вводя добротность осциллятора $Q = \omega_0 / 2\gamma$, формулу (6) можно также записать в форме

$$\Delta z_{NM}^2 = 4k_B T_d B / \kappa \omega_0 Q,$$

часто используемой в литературе.

Для приведенных в работе [10] значений $\kappa \sim 10^{-2}$ Н/м, $\omega_0 \sim 10^5$ с⁻¹, $Q \sim 10^3$ среднеквадратичная амплитуда шумовых колебаний кантилевера при $T_d = T \sim 300$ К составляет $\Delta z_{NM} \approx 6 \cdot 10^{-4}$ нм в полосе $B \sim 20$ Гц.

Флуктуации температуры элемента ΔT_{Nd}^2 приближенно оцениваются следующей формулой [15]:

$$\Delta T_{Nd}^2 \approx 4k_B T_d^2 B / G$$

и составляют при использованных выше параметрах $\Delta T_{Nd} \approx 3,3 \cdot 10^{-5}$ К. Соответствующее этой флуктуации отклонение кантилевера $\Delta z_{NT} = \Delta T_{Nd} \cdot S_{TM} \approx 7 \cdot 10^{-3}$ нм близкó к Δz_{NM} .

Механический шум, приведенный к входу, дает следующий вклад ΔT_{NM} в NEDT:

$$\Delta T_{NM}^2 = \Delta z_{NM}^2 / S_M^2.$$

Используя полученное значение $S_M \approx 14$ нм/К, найдем $\Delta T_{NM} \approx 4 \cdot 10^{-5}$ К.

Флуктуации температуры элемента ΔT_{Nd}^2 вносят следующий вклад ΔT_{NT} в NEDT:

$$\Delta T_{NT}^2 = \Delta T_{Nd}^2 / S_{TT}^2,$$

где S_{TT} введена формулой (5).

Для значений параметров приемника, использованных ранее, получим $\Delta T_{NT} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ К. Заметим, что отношение $\Delta T_{NT} / \Delta T_{NM} = \Delta T_{Nd} \cdot S_{TM} / \Delta z_{NM} = \Delta z_{NT} / \Delta z_{NM}$, не зависит от S_{TT} и определяется лишь термомеханической чувствительностью элемента S_{TM} .

Неизбежным источником выходных шумов детектора служат флуктуации фонового излучения. Флуктуации потока энергии фонового излучения, падающего на поглощающую площадку МОЭМС-сенсора, дают вклад в его NEDT ΔT_{NB} такой же, как и для других тепловых приемников

$$\Delta T_{NB} \approx \frac{4}{qj} \sqrt{\frac{\sigma k_B T_d^5 B}{A_d}},$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴).

Для рассмотренного выше примера значение ΔT_{NB} при $q = 1$ составляет $\approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ К. Таким образом, внутренние шумы детектора ΔT_{NM} и ΔT_{NT} сопоставимы с шумом фонового излучения.

Разумеется, полученные оценки носят предельный характер, так как пренебрегают потерями в атмосфере, в оптической системе и потерями поглощающего элемента детектора, а также не учитывают шумы регистрирующей системы.

Поэтому количественное значение NEDT в реальных системах будет превышать полученные

оценки для идеально поглощающего элемента с оптимизированной оптической системой без потерь.

В реальных системах, по-видимому, трудно получить значение параметра q , превышающее 0,1. Это позволяет оценить шумовые ограничения сенсора рассматриваемого типа на уровне нескольких милликельвин (сравни также [6, 10]). Заметный вклад в NEDT могут внести также шумы регистрирующих устройств. По оценкам авторов [6, 10], они сопоставимы с внутренними шумами чувствительного элемента и даже могут несколько превышать их.

Остановимся на оценке влияния внешних механических воздействий на функционирование МОЭМС фоточувствительного элемента, возникающих, например, в условиях вибрации и значительных спонтанных перегрузок*.

Хотя в отличие от действительных шумов помехи, вносимые вибрацией, носят коррелированный характер, однако частотный спектр их зачастую не вполне предсказуем. Тем не менее в принципе существуют эффективные способы борьбы с такими помехами: высокочастотные их составляющие фильтруются естественным путем за счет характерного, довольно большого, времени накопления в приемниках изображения (вплоть до времени кадра), а низкочастотные могут быть устранены межкадровой обработкой сигналов. Существенно, что соответствующие схемы обработки принципиально реализуемы на том же чипе в промышленной групповой технологии.

В области промежуточных частот может быть применена та или иная антивибрационная система стабилизации приемника наподобие достаточно широко используемых в современных оптико-электронных приборах (цифровые видеокамеры и т. п.).

Низкочастотные спонтанные перегрузки $\gamma \cdot g$ ($g \approx 9,8$ м/с² — ускорение свободного падения) вызывают отклонение микрокантилевера $\Delta Z \sim \gamma \cdot g / \omega_0^2$. Для кантилевера с $\omega_0 \sim 10^5$ с⁻¹ отклонение составит $\Delta Z \sim \gamma$ нм, что приведет к появлению ложного сигнала $\Delta T_{II} \sim \Delta Z / S_M \sim \gamma \cdot g / \omega_0^2 S_M$. Для микробалки с принятыми выше параметрами получим $\Delta T_{II} \sim \gamma / 14$ К; при перегрузках $\sim (2-3)g$ это составит несколько десятых градуса. Величина ΔT_{II} может быть уменьшена, по меньшей мере, на порядок за счет повышения резонансной частоты ω_0 путем оптимизации конструкции и технологии чувствительного элемента для работы в условиях значительных перегрузок. Дальнейшее снижение влияния

* Авторы благодарят К. О. Болтаря, обратившего их внимание на эту проблему.

такого рода помех при необходимости может быть достигнуто с помощью приемов обработки и защиты, перечисленных выше.

Заключение

МОЭМС-приемники ИК-изображения позволяют принципиально достигать предельные характеристики, сравнимые с характеристиками фотоприемников, работающих в условиях глубокого охлаждения. Неохлаждаемые приемники имеют весьма широкие перспективы на рынке товаров гражданского назначения и могут составить также конкуренцию низкотемпературным приемникам ИК-изображения в системах специального назначения.

Изготовление рассмотренных в статье приемников базируется на высокоразвитой технологии МОЭМС/НОЭМС, в частности, кремниевой. Поэтому их основные конкурентные преимущества заключаются в возможности реализовать высокую чувствительность при сравнительно низкой цене.

Кроме того, технология МОЭМС/НОЭМС позволяет реализовать матричные фотоприемники, устройства считывания и обработки изображения интегрально на одном кристалле в едином технологическом цикле. Отметим однако, что существенным элементом технологии изготовления МОЭМС-фотоприемников ИК-изображения является герметичная вакуумированная микросборка.

Дальнейшее развитие данного направления лежит на пути поиска и реализации новых физико-технологических и конструкторских решений по оптимизации чувствительных элементов мембранного типа, повышению эффективности поглощения ИК-излучения и термоизоляции чувствительных элементов, нетрадиционных методов считывания, таких, например, как электронное считывание с использованием принципа зарядовой связи, оптическое считывание в поляризованном и

когерентном излучении и др. Представляется возможным также поиск иных опто- и термомеханических эффектов для чувствительных элементов МОЭМС/НОЭМ-приемников изображения.

Авторы выражают благодарность Д. А. Зенюку, выполнившему некоторые вычисления.

Литература

1. Хребтов И. А., Макаров В. Г.// Оптический журнал. 1997. Т. 64. № 6.
2. Amatea R., Knoedler C. M., Pantuso F. P. et al.// Proceedings of SPIE, Infrared Technology and Applications XXIII. 1997. V. 3061. P. 210—222.
3. Серебрянников П. С.: XVI Междунар. науч.-техн. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения: Тез. докл. Ч. 5. Москва, 25—27 мая, 2000.
4. IR imager: one of the fastest growth applications in MEMS// MEMSentry, December 2007. No. 22. P. 9, 10.
5. Datskos P., Lavrik N.// SPIE Newsroom. 2006. DOI: 10.1117/2.1200608.0361.
6. Hunter S. R., Maurer G. S., Simelgor G., Radhakrishnam S., Gray J.// In Infrared Technology and Applications XXXIII/B. F. Andresen; G. F. Fulop, P. R. Norton, Editors, 65421F, 2007.
7. Lavrik N., Archibald R., Grbovic D., Rajic S., Datskos P.: Ibid.
8. Grbovic D., Lavrik N. V., Datskos P. G., Forrai D., Nelson E., Devitt J., McIntyre B.// Applied Physics Letters. 2006. V. 89. P. 073118-1.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. — М: Наука, ФМ, 1965.
10. Datskos P., Lavrik N., Rajic S.// Rev. Scient. Instrum. 2004. V. 75. P. 1134.
11. Shaver P. J.// Ibid. 1969. V. 40. P. 901.
12. Barnes J. R., Stephenson R. J., Woodburn C. N. et. al.// Ibid. 1994. V. 65. P. 3793.
13. Merz P., Reinert W., Reimer K., Wagner B.// Konferenzband Mikrosystemtechnik-Kongress 2005, D/Freiburg, VDE Verlag. P. 467—470.
14. Dong F., Zhang Q., Chen D. et. al.// Ultramicroscopy, 2008. V. 108. P. 579.
15. Yu X., Yi Y., Ma S. et. al.// Journal of Micromechanics and Engineering, 2008. V. 18. P. 057001.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. — М: Наука, ФМ, 1964.

Termomechanical nanomembrane IR-imaging sensors

V. A. Fedirko, E. A. Fetisov, V. A. Bepalov

MIEE, Zelenograd, Moscow, 5 Passage 4806, 124498, Zelenograd, Moscow, Russia

E-mail: vfed@mail.ru

The state-of-the-art of uncooled bimorph nanomembrane IR-image sensors are analyzed. Optimization and ultimate characteristics are discussed. Prospects for use of microoptoelectromechanical systems (MOEMS) in IR-devices are estimated.

PACS: 85.60.Gz; 85.85.+j

Keywords: analysis, thermal receivers, nanodimensional membranes, infra-red technics.

Bibliography — 16 references.

Received 4 May 2009