

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НЕОХЛАЖДАЕМОЙ БОЛОМЕТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ С ПРЯМЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ ТЕПЛОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ВИДИМОЕ

© 2008 г. **Л. Н. Аснис**, канд. техн. наук; **Л. Н. Капорский**, канд. физ.-мат. наук;
Т. К. Разумова, доктор физ.-мат. наук; **А. С. Тибилов**, канд. физ.-мат. наук; **С. А. Чижов**

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,
 механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: editor@soi.spb.ru

Теоретически показана возможность создания на основе трехуровневых молекулярных систем матриц неохлаждаемых болометрических приемников, преобразующих тепловое изображение в видимое и обладающих чувствительностью, не уступающей чувствительности полупроводниковых болометров. Рассчитаны оптимальные характеристики материала предлагаемых приемников. Созданный лабораторный макет матрицы молекулярных приемников продемонстрировал ряд их технологических преимуществ.

Коды OCIS: 040.1240, 040.3060.

Поступила в редакцию 09.01.2008.

Как известно, оптимизация конструкции приемника болометра проходит два этапа: оптимизация процесса нагрева излучением и оптимизация считывания приращения температуры приемника.

Основным результатом хорошо разработанного первого этапа являются представления об оптимальных размерах приемника болометрической матрицы [1]. Поперечные размеры приемника определяются разрешением проецирующих тепловое изображение оптических систем ($\lambda_{ef} \approx 50$ мкм). Что касается толщины приемника, то при заданном временном разрешении ее выбор является компромиссом между тремя факторами: с уменьшением толщины тот же поглощенный радиационный поток сильнее разогревает приемник за время кадра, но при этом нарастает его собственный шум и падает доля поглощенной радиации. В дальнейших расчетах для приемника приняты условия:

- использование телевизионного стандарта длительности кадра ($\tau_0 = 0,04$ с) и соответствующего ему времени тепловой релаксации приемника;
- использование материалов с минимальной возможной эффективной длиной l_{ab} поглощения радиации в спектральной полосе теплового излучения при $T = 300$ К (молекулярная оптика ограничивает эту величину значениями $l_{ab} \geq 2,5$ мкм);
- использование способа усиления регистрируемого излучения за счет интерференции [2].

Тогда для оптимальной толщины теория дает значение $l \approx 1$ мкм. При этом обеспечивается максимальная точность измерения радиационной температуры в проецируемом на болометрическую матрицу тепловом изображении $\delta T_{rad} = 3 \times 10^{-4}$ К, но при

условии измерения температуры самого приемника на уровне фотонного шума с точностью $\delta T_{bol} = 4 \times 10^{-6}$ К. При несоблюдении какого-либо из перечисленных условий (отказ от интерференции, снижение точности измерения температуры приемника и т. д.) не только существенно повышается δT_{rad} , но и незначительно (в пределах 0,3–3 мкм) меняется оптимальное l . Тем не менее в дальнейшем при оценках во всех случаях предполагается $l \approx 1$ мкм, что не ухудшает результат более, чем на 10–20%. Рассчитанные и используемые далее зависимости $R = \delta T_{rad} / \delta T_{bol}$ от толщины приемника приведены на рис. 1

На втором этапе оптимизации болометра придется заниматься методами измерения и регистрации изменений собственной температуры приемника, возникающих под действием вариаций радиационной температуры в облучающем потоке. Эти измерения требуют весьма высокой точности (как и для приведенного выше примера, вариации собственной температуры обычно на два порядка меньше вызвавших их вариаций радиационной температуры, см. рис. 1). Именно здесь возникают основные технические проблемы: несмотря на использование сложных технологий в современных полупроводниковых болометрах пока не удалось достичь чувствительности лучше $\delta T_{rad} = (1-2) \times 10^{-2}$ К, в несколько десятков раз уступающей предельной. Поэтому поиск сред и механизмов, либо повышающих чувствительность, либо упрощающих технологию, остается актуальным. В статье предлагается и исследуется механизм оптического сканирования тепловых изображений, реализуемый на основе трехуровневых молекуляр-

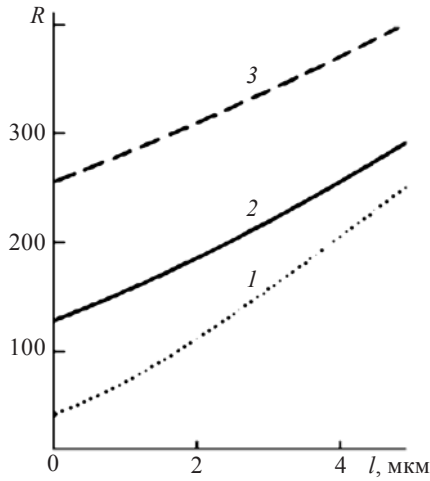


Рис. 1. Зависимости отношения изменения радиационной температуры к вызванному им изменению температуры приемника $R = \delta T_{\text{rad}}/\delta T_{\text{bol}}$ от толщины приемника l . 1 – при максимальном поглощении материала приемника ($l_{\text{ab}} = 2,5$ мкм) и наличии микроинтерферометра, 2 – то же без интерферометра, 3 – без интерферометра, $l_{\text{ab}} = 5$ мкм.

ных систем. Предполагается, что для таких болометров, не жертвуя чувствительностью, удастся упростить технологию изготовления.

Рассмотрим молекулярную систему, представленную на рис. 2. Здесь энергия уровней 2 и 3 отличается на несколько kT , и между ними достаточно интенсивно происходят переходы за счет тепловых процессов. Разница энергии между этими уровнями и основным состоянием 1, наоборот, настолько велика, что тепловыми процессами заселения уровня 2 с уровня 1 ($l \sim kT \sim > 2$) можно пренебречь по сравнению с предполагаемой в методе оптической накачки $1 \xrightarrow{h\nu} 2$. Поставим также весьма жесткое условие: вероятность перехода с уровня 3 в основное состояние 1 сравнима или много больше (мы будем предполагать последнее), чем вероятность перехода с 3 на 2. Предположим также наиболее выгодную для нас ситуацию: прямой переход с 2 на 1 всегда сопровождается флуоресценцией.

Для любого участка слоя раствора толщиной l с коэффициентом поглощения K на частоте оптической накачки (например, элементарного приемника болометрической матрицы) для любого отрезка времени наблюдения (например, времени кадра) справедливо

$$\frac{N_{ph} K l \theta}{A_{21} + A_{23}} = \frac{N_{fl}}{A_{21}}, \quad (1)$$

где N_{ph} – число фотонов оптической накачки, пропущенных через приемник за время наблюдения;

N_{fl} – наблюдаемое число фотонов флуоресценции, испущенных приемником за то же время; θ – отношение наблюдаемой части потока флуоресценции к полному потоку (геометрический фактор), A_{21} – вероятность перехода из 2 в 1 (переход с флуоресценцией); A_{23} – вероятность перехода из 2 в 3 (тепловое возбуждение).

При изменении температуры изменяется вероятность теплового возбуждения A_{23} и, как следствие, за счет изменения заселенности уровня 2 – интенсивность флуоресценции. Если необходимо наблюдать изменение температуры δT_{bol} , то согласно (1) необходимая точность определения уровня флуоресценции

$$\delta N_{fl} = -\delta T_{\text{bol}} \frac{N_{ph} K l \theta A_{21}}{(A_{21} + A_{23})^2} \frac{\partial A_{23}}{\partial T}. \quad (2)$$

Если при наблюдении N_{fl} нам удалось устранить все шумы, кроме фотонного, то

$$\delta N_{fl} = N_{fl}^{1/2} = \left(\frac{N_{ph} K l \theta A_{21}}{A_{21} + A_{23}} \right)^{1/2}.$$

Подстановка этого выражения в (2) позволяет определить уровень подкачки, необходимый для измерения δT_{bol} ,

$$N_{ph} = \delta T_{\text{bol}}^{-2} (K l \theta A_{21})^{-1} (A_{21} + A_{23})^3 \left(\frac{\partial A_{23}}{\partial T} \right)^{-2}. \quad (3)$$

Экспериментальные и теоретические данные [3] свидетельствуют о том, что зависимость вероятности теплового возбуждения энергетического уровня от T (в том числе и A_{23}) хорошо экстраполируется зависимостью $A_{23} = a e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$, где ΔE – энергия возбуждения. Коэффициент a имеет смысл вероят-

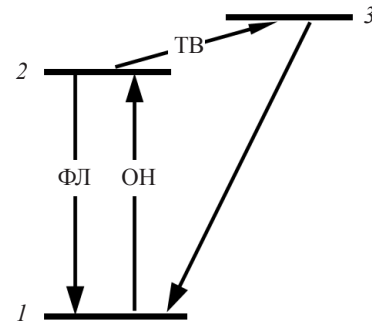


Рис. 2. Схема функционирования трехуровневой системы. ОН – оптическая накачка, ФЛ – флуоресценция, ТВ – тепловое возбуждение. Пояснения см. в тексте.

ности неупругого “столкновения” молекулы с окружающими частицами, а экспоненциальный множитель при нем определяет долю столкновений, энергетически способных произвести возбуждение.

Теперь (3) примет вид

$$N_{ph} = \left(\frac{T}{\delta T_{bol}} \right)^2 (Kl\theta)^{-1} \left(\frac{kT}{\Delta E} \right)^2 \times \left(\frac{A_{21}}{a} \right)^2 e^{\frac{2\Delta E}{kT}} \left(\frac{a}{A_{21}} e^{\frac{\Delta E}{kT}} + 1 \right)^3 \quad (4)$$

Уменьшение накачки при сохранении чувствительности дает важные технические преимущества. Поэтому, минимизируя N_{ph} по $\Delta E/kT$, получаем минимизирующее N_{ph} значение $G = (\Delta E/kT)_{min}$ как функцию другого молекулярного параметра $\gamma = (a/A_{21})$ (см. рис. 3). В конечном итоге от этого параметра зависят и минимизированное $(N_{ph})_{min}$, и соответствующее ему $(N_{fl})_{min}$. На рис. 3 значения $(N_{ph})_{min}$ и $(N_{fl})_{min}$ соотнесены с величиной $(T/\delta T_{bol})^2 (kT/\Delta E)^2$; $H = N_{ph} (\delta T_{bol} \Delta E/kT^2)^{-2}$, $J = N_{fl} (\delta T_{bol} \Delta E/kT^2)^{-2}$. Относительно “оптического” параметра $Kl\theta$ пока сделано сильное предположение $Kl\theta = 1$, которое обсуждается ниже. Как видно из полученных графиков, рассчитанные параметры слабо зависят от γ . Для определенности возьмем из работы [4] $\gamma = 2 \times 10^5$ и получим $(\Delta E/kT)_{min} = 11,9$, $(N_{ph})_{min} = 3,2 \times 10^3 (\delta T_{bol})^{-2}$, $(N_{fl})_{min} = 1,3 \times 10^3 (\delta T_{bol})^{-2}$.

Воспользовавшись уравнением

$$N_{fl} = \left(\frac{T}{\delta T_{bol}} \right)^2 \left(\frac{kT}{\Delta E} \right)^2 \left(\frac{A_{21}}{a} e^{\frac{\Delta E}{kT}} + 1 \right)^2 \quad (5)$$

и минимизируя N_{fl} (что полезно для снижения необходимой относительной точности измерения

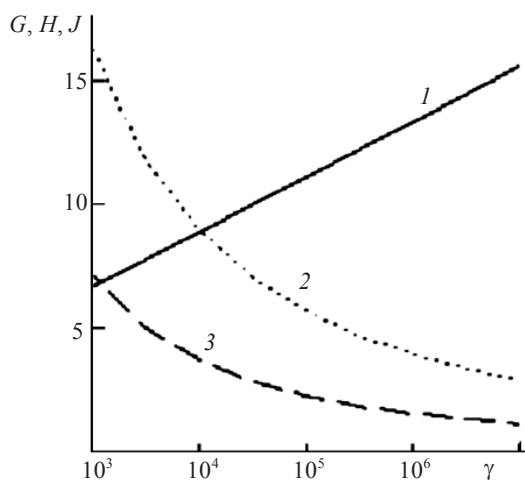


Рис. 3. Оптимизация трехуровневого молекулярного приемника. $\gamma = a/A_{21}$, 1 — G , 2 — H , 3 — J . Пояснения см. в тексте.

уровня флуоресценции), можно получить еще один набор $(\Delta E/kT)_{min}$, $(N_{ph})_{min}$ и $(N_{fl})_{min}$. Но путь этот оказался малопродуктивным: требования к точности действительно снизились на 10%, но ценой увеличения $(N_{ph})_{min}$ более, чем в 20 раз.

Следует обратить внимание, что ни один из полученных параметров не зависит от длительности кадра τ_0 . Это означает, в частности, что выбранные параметры остаются оптимальными при любом методе опроса элементов матрицы: можно, например, в рамках телевизионного стандарта вместо описанного выше параллельного опроса применить последовательный, изменив соответствующим образом мощность накачки и время измерения. Это свойство является важным техническим преимуществом предлагаемого приемника перед полупроводниковым (см. ниже).

Если предъявить к чувствительности предлагаемого приемника требования на уровне лучших полупроводниковых болометров ($\delta T_{rad} = 10^{-2}$ К, т. е. в соответствии с графиком на рис. 1 $\delta T_{bol} = 1,3 \times 10^{-4}$ К), получим $(N_{fl})_{min} = 7,7 \times 10^{10}$ при $(N_{ph})_{min} = 1,9 \times 10^{11}$. Это, в свою очередь, означает, что

- флуоресценция должна измеряться в этом случае с очень высокой относительной точностью $\alpha = 0,4 \times 10^{-5}$ (при отношении сигнал/шум, равном 1);
- мощность оптической накачки матрицы из 4×10^4 элементов достигает значения $P = 20$ мВт;
- под действием оптической накачки (при длине волны накачки $\lambda = 0,645$ мкм и теплоемкости материала приемника 2 Дж см $^{-3}$) приемник нагревается на $\Delta T = 6$ К, что требует стабилизации накачки с относительной точностью $\beta = 2 \times 10^{-5}$.

Эти требования заметно снижаются при снижении требований к чувствительности. Так, при $\delta T_{rad} = 3 \times 10^{-2}$ К полученные величины становятся $\alpha = 1,2 \times 10^{-5}$, $P = 2$ мВт, $\Delta T = 0,6$ К, $\beta = 6 \times 10^{-4}$.

Выполнение этих требований возможно только при чрезвычайно высоком техническом уровне исполнения прибора. Покажем, что такой же технический уровень потребовался и был достигнут при разработке полупроводниковых болометров.

Рассмотрим приемник полупроводникового болометра, включенный в простейшую измерительную цепь. Идеализируем ситуацию: предположим, что все шумы в цепи нам удалось сделать пренебрежимо малыми по сравнению с “неистребимым” дробовым шумом тока. Тогда, для повышения чувствительности измерений вариаций тока, вызванных изменением температуры приемника, ток выгодно максимально увеличивать. Но при этом возникает, по крайней мере, одно препятствие: увеличение скорости направленного движения электронов в полупроводниках более $V_{cr} = 10^7$ см с $^{-1}$ приводит к рез-

кому росту потерь и насыщению тока [5]. При приближении к этому пределу количество электронов, “вытягиваемых” из элементарного приемника в цепь за время одного кадра, составит

$$N_e = N_c \lambda_{ef}^2 l_0 0,3 A_{cr} \tau_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (6)$$

где $\Delta E = E_c - E_F$ – энергетический зазор между уровнем Ферми и нижним краем зоны проводимости, N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, константа для разных полупроводников, имеющая значение порядка $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$; множитель 0,3 отражает тот факт, что слой полупроводника занимает треть толщины приемника, оставляя остальной объем конструктивным и поглощающим материалом; значение A_{cr} лежит в пределах $2 \times 10^9 - 3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и определяется как

$$A_{cr} = \frac{V_{cr}}{\lambda_{ef}} \text{ при токе поперек площадки приемника,}$$

$$A_{cr} = \frac{V_{cr}}{0,3 l_0} \text{ при электродах типа “сэндвич”}.$$

Из (5) следует, что для измерения температуры приемника с точностью δT следует измерять N_e с точностью

$$\delta N_e = \delta T N_e \lambda_{ef}^2 l_0 0,3 A_{cr} \tau_0 e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \frac{\Delta E}{kT^2}.$$

Полагая для дробовых шумов $\delta N_e = N_e^{1/2}$, получаем

$$N_e = \left(\frac{T}{\delta T_{bol}} \right)^2 \left(\frac{kT}{\Delta E} \right)^2, \quad (7)$$

а затем из (6) и (7) – уравнение, связывающее предельную относительную точность измерения собственной температуры приемника с параметрами используемого полупроводникового материала

$$\frac{\delta T_{bol}}{T} = \frac{kT}{\Delta E} e^{\frac{\Delta E}{2kT}} \left(N_c \lambda_{ef}^2 l_0 0,3 A_{bol} \frac{\tau_0}{M} \right)^{-1/2}. \quad (8)$$

В формулу (8) введен параметр сканирования M , определяющий количество опрашиваемых за время кадра элементарных приемников. На практике в полупроводниковых матрицах всегда приходится опрашивать элементарные приемники последовательно, по несколько тысяч за время телевизионного кадра.

Как следует из (8), высокие значения N_c способствуют повышению чувствительности приемника. В дальнейших оценках примем большое, но реалистическое значение $N_c = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $M = 3,6 \times 10^3$ и для $A_{cr} = 2 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ и $A_{cr} = 3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ построим (рис. 4) графики, связывающие δT_{bol} с $\Delta E/kT$, а следовательно

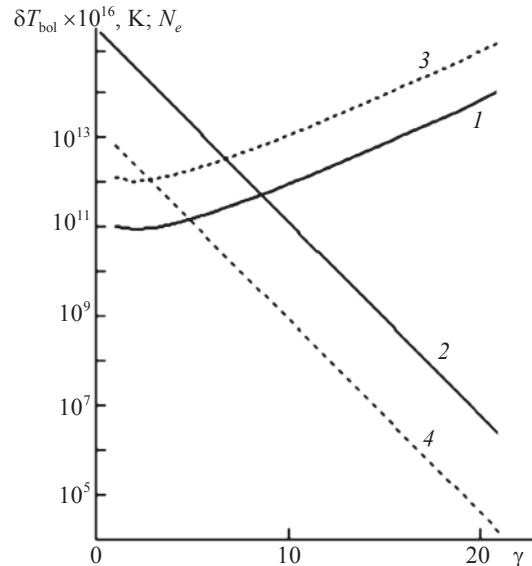


Рис. 4. Оптимизация и оценка чувствительности приемника полупроводникового болометра. 1 – определение оптимального $\Delta E/kT$ по заданному δT_{bol} при $A_{cr} = 3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$, 2 – определение необходимого N_e по полученному $\Delta E/kT$ при $A_{cr} = 3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$; 3 и 4 – то же самое соответственно при $A_{cr} = 2 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$.

но, в соответствии с (7), и с N_e . Для болометра с чувствительностью $\delta T_{rad} = 10^{-2} \text{ К}$ в первом случае получаем $\Delta E/kT = 3,6$, $N_e = 5 \times 10^{11}$ и, соответственно, предполагаемую относительную точность измерений $\alpha = 0,15 \times 10^{-5}$; во втором случае – $\Delta E/kT = 11$, $N_e = 5 \times 10^{10}$, $\alpha = 0,45 \times 10^{-5}$.

Сравнение полученных результатов с ранее выполненными оценками чувствительности предлагаемого приемника и сравнение аналитических выражений, описывающих работу обоих типов приемников, показывают, что это приборы одного класса по чувствительности к вариациям радиационной температуры в тепловых изображениях.

В задачу данной работы не входит обзор известных типов молекулярных систем, в которых может быть реализована описанная трехуровневая схема. Сами авторы разрабатывают в качестве такой молекулярной системы фотоизомеризующиеся органические красители; подробно возможность использования этих, строго говоря, четырехуровневых систем в качестве материала в приемнике болометра рассмотрена в [6]. На данном этапе уравнения баланса заселенности уровней из [6] решены не приближенно (что оказалось недостаточным), а точно. Показано, что если время релаксации фотоизомера не превышает нескольких микросекунд, то при оптической накачке из основного состояния влияние четвертого уровня, основного состояния фотоизомера, незначительно и температурная зависимость

флуоресценции красителя может быть описана в рамках предложенной трехуровневой схемы. Пока среди хорошо изученных образцов фотоизомерирующихся красителей не удалось найти соединения, удовлетворяющего одновременно этому условию и требованиям к относительным параметрам. Полностью отвечает требованиям к оптимальной трехуровневой системе полиметиновый краситель 3,3'-диэтил-тиадикарбоцианин иодид, предлагавшийся в силу этого к практическому использованию, но время жизни его фотоизомера – 4×10^{-4} с при $T = 300$ К. На рис. 5 построена рассчитанная зависимость чувствительности молекулярного приемника на этом красителе от интенсивности оптической накачки. Здесь же приведены аналогичные зависимости для “виртуального” красителя, отличающегося от выбранного только на два порядка меньшим временем жизни фотоизомера, и трехуровневого приемника с параметрами выбранного красителя. Вредное влияние долгоживущих фотоизомеров очевидно.

Таким образом, хотя выбранный полиметиновый краситель не мог быть использован для создания высокочувствительного приемника, на его основе

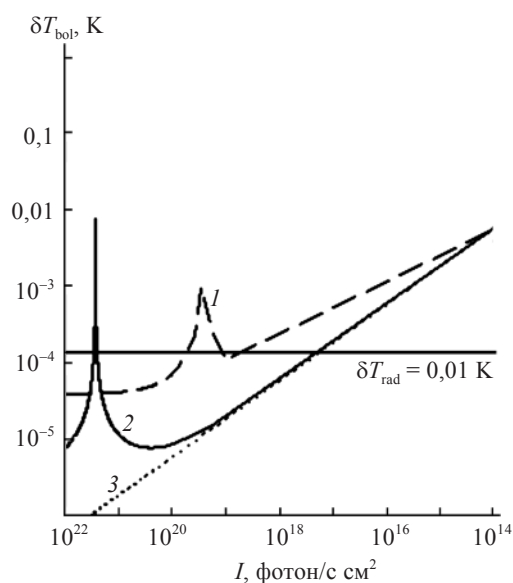


Рис. 5. Зависимости минимальной наблюдаемой вариации температуры молекулярного приемника от интенсивности оптической накачки для 3,3'-диэтил-тиадикарбоцианин иодида — I , виртуального красителя на основе 3,3'-диэтил-тиадикарбоцианин иодида с уменьшенным на 2 порядка временем жизни основного состояния фотоизомера S_0 PhI — 2 и виртуального красителя на основе 3,3'-диэтил-тиадикарбоцианин иодида с “нулевым” временем жизни основного состояния фотоизомера S_0 PhI — 3.

была создана матрица “грубых” приемников, позволявшая продемонстрировать некоторые технологические “удобства” предлагаемого метода. Тепловое изображение (изображение транспаранта, подсвеченного рассеянным излучением мало мощного CO_2 -лазера) проецировалось на трехслойную пленку с толщиной каждого слоя 10 мкм: слой полиэтилена — слой насыщенного раствора 3,3'-диэтил-тиадикарбоцианин иодида в этиленгликоле — снова слой полиэтилена. Изолированный таким образом слой раствора не менял свои свойства в течение, по крайней мере, нескольких суток. Между пленкой и металлической или сапфировой подложкой прокладывалась металлическая сетка с размером ячеек 200×200 мкм. Конструкция поджималась атмосферным давлением за счет откачки со стороны подложки. Деформируя пленку, сетка делила ее на ячейки, обеспечивая теплоизоляцию ячеек друг от друга и исключая их прямой контакт с подложкой. Время тепловой релаксации в ячейке автоматически поддерживалось близким к телевизионному стандарту длительности кадра: низкая теплопроводность диэлектрической пленки обеспечивает при размерах ячейки 100–200 мкм время ее остывания порядка 0,03 с.

С помощью He-Ne-лазера (мощностью 1 мВт) по всей рабочей поверхности такой матрицы (порядка 2 см^2) равномерно возбуждалась флуоресценция красителя; изображение флуоресцирующего образца через фильтр К-19, отсекающий излучение He-Ne-лазера, регистрировалось ПЗС-камерой и передавалось в компьютер, который мог обеспечивать покадровое представление изображения (30 кадр/с). Полученные, негативные относительно уровня нагрева, изображения транспарантов были устойчивы, появлялись и исчезали при включении-выключении CO_2 -лазера в течение одного кадра. Образцы изображений представлены на рис. 6.

Это простое устройство демонстрирует использование основного технологического преимущества предлагаемого типа болометра — радикального разделения приемника радиации и электронной части прибора: отсутствие электрического “оснащения” упрощает технологию изготовления приемной матрицы, а электронная обработка возлагается на хорошо разработанную фотоэлектронную технику.

Разумеется, и на этом пути есть свои трудности: уменьшение размеров приемника усложнит “сетку”, серийные фотоэлектронные матрицы слаботочны и др. Необходимость увеличения фактора K/θ до близких к 1 значений заставит монтировать приемную матрицу в непосредственной близости от фотоэлектрической, наносить оптические покрытия на входное и выходное окна и пр. Но главной остается

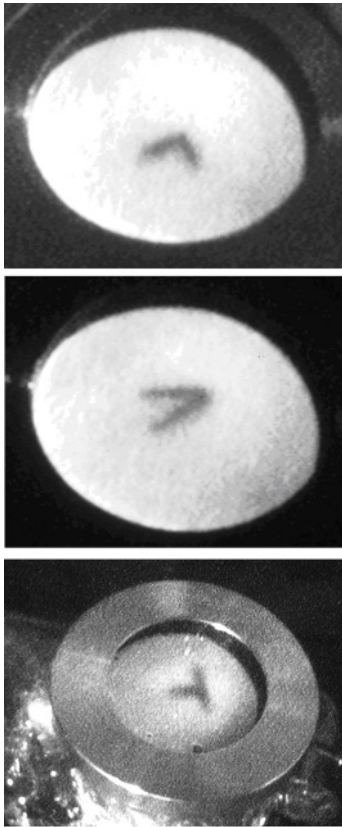


Рис. 6. Образцы изображений.

проблема создания микронной пленки с веществом, работающим по рассмотренной в этой статье оптимизированной трехуровневой молекулярной схеме.

В результате выполненной работы теоретически показана возможность создания на основе трехуровневых молекулярных систем мат-

риц неохлаждаемых болометрических приемников, преобразующих тепловое изображение в видимое; рассчитаны оптимальные характеристики материала таких приемников,

показана одинаковая чувствительность к вариациям радиационной температуры в тепловом изображении у предлагаемого и полупроводникового болометров при условии одинаковой относительной точности фотометрических и электрических измерений;

для демонстрации технологических преимуществ предложенного болометра создан и успешно испытан его лабораторный макет.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Michael A. Kinch*. Fundamentals of Infrared Detector Materials // SPIE Press Book. 2007. P. 93–95.
2. *Хребтов И.А., Маляров В.Г.* Неохлаждаемые тепловые матричные приемники ИК излучения // Оптический журнал. 1997. Т. 64. № 6. С. 3–17.
3. *Кузьмин В.А.* Фотохимия полиметиновых красителей // Успехи научн. фотогр. 1984. Т. 22. С. 90–102.
4. *Тарновский А.Н., Разумова Т.К., Щелкина Е.П., Веселова Т.В.* Фотофизические, фотохимические и генерационные характеристики симметричных и несимметричных ди- и трикарбоданиновых красителей // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. № 1. С. 107–129.
5. *Розеншер Э., Винтер Б.* Оптоэлектроника // М.: Техносфера, 2004. С. 210–230.
6. *Бонч-Бруевич А.М., Разумова Т.К., Тибилов А.С.* Оценка возможности создания приемника теплового излучения на основе явления фотоизомеризации органических красителей // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 12. С. 3–8.