

Болометрический приемник, встроенный в объём поликристаллического CVD-алмаза

© Т.И. Галкина, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Р.А. Хмельницкий, А.А. Гиппиус,
В.А. Дравин, В.Г. Ральченко*, А.В. Савельев*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

* Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

E-mail: shark@lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 3 июля 2006 г.

В окончательной редакции 23 августа 2006 г.)

Разработан и изготовлен быстродействующий болометрический приемник, встроенный в пластину выращенного из газовой фазы поликристаллического алмаза. Рабочим элементом болометра является полученный путем имплантации ионов C^+ и последующего отжига заглабленный графитизированный слой с температурно-чувствительным сопротивлением. Изучена кинетика отклика структуры на импульсное облучение азотным лазером ЛГИ-21 ($\lambda = 337 \text{ nm}$, $\tau_p \sim 8 \text{ ns}$). Ширина откликов на полувисоте при комнатной температуре составляет $\sim 20 \text{ ns}$. Картины пространственно-временного распределения откликов структуры позволили разделить тепловые (болометрические) сигналы от сигналов иной природы (фотопроводимость/фотоэдс).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 05-02-08294-офи_а, 04-02-17060 и 05-02-08076-офи_э).

PACS: 07.57.Kp, 81.05.Uw, 67.80.Gb

1. Введение

Алмаз, как природный, так и искусственный (в том числе поликристаллический), можно рассматривать как материал, наиболее пригодный для электронных устройств и базовых элементов электроники и научной аппаратуры (подложки, радиационно-стойкие детекторы ионизирующих излучений, окна камер, криостатов, лазеров и гиротронов) в экстремальных условиях. К таковым следует отнести, например, повышенные температуры, агрессивные среды и потоки фотонов высокой плотности с энергиями вплоть до рентгеновского диапазона, а также потоки частиц высоких энергий.

Благодаря рекордно высокой, до $24 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$, теплопроводности алмаза, болометры с резистивными элементами на основе алмаза обладают повышенным быстродействием. В работе [1] сообщалось о разработке и изготовлении болометрического приемника на основе заглабленного имплантированного и затем графитизированного слоя в природном алмазе типа Па. Очевидно, что такого типа сенсор, встроенный в материал, минимизирует все недостатки датчиков, прикрепленных тем или иным способом к измеряемому объекту. При облучении наносекундными импульсами быстродействие болометра при комнатной температуре составило $15\text{--}20 \text{ ns}$. В настоящей работе сообщается о создании аналогичного болометра на основе CVD-алмаза (поликристаллического алмаза, осажденного из газовой фазы). Сегодня CVD-алмаз может быть получен в виде пленок и пластин диаметром более 100 mm и толщиной от долей микрона до нескольких миллиметров [2,3], что

позволяет рассматривать его как доступный конструкционный материал со свойствами, близкими к параметрам, характерным для природных монокристаллов алмаза.

Особенностью поликристаллических алмазных пленок является столбчатое строение зерен (их ось направлена по нормали к поверхности пленки), что приводит к заметной анизотропии теплопроводности вдоль и поперек направления роста [4]. Кроме того, в природном алмазе при низких температурах наблюдается весьма выраженная анизотропия распространения тепла [5]. Поэтому заранее не ясно, как будут отличаться отклики болометра на лазерное облучение для CVD- и природного алмаза.

Кроме того, процедура создания чувствительного проводящего слоя болометра предполагает высокотемпературный отжиг ($> 1400^\circ\text{C}$) ионно-имплантированного образца, что в случае CVD-алмаза приводит к графитизации границ зерен и возникновению графитовых островков в объеме кристаллитов [6]. В этой связи вопрос о степени влияния границ раздела между микроструктурами CVD-алмазной пленки на особенности отклика полученной структуры на лазерное возбуждение также требует экспериментального изучения.

2. CVD-алмаз

Алмазный образец, на котором сформирован болометр, представлял собой полированную с двух сторон прозрачную пластинку размером $3 \times 7 \times 0.46 \text{ mm}$. Исходная пластина поликристаллического алмаза диаметром 57 mm и толщиной 0.55 mm была выращена

на на кремниевой подложке из газовой смеси метан(0.9%)/водород(99.1%) в СВЧ разряде в плазмохимическом реакторе УПСА-100 (мощность СВЧ 5 kW, частота 2.45 GHz) [7]. Условия осаждения: температура подложки 800°C, расход водорода 0.99 l/min, СВЧ мощность 4.3 kW, давление 87 Torr, скорость роста 12 μm/h. Далее кремниевая подложка была удалена химическим травлением и из пластины CVD-алмаза лазером был вырезан исследуемый образец. Размер хаотически ориентированных кристаллитов алмаза на ростовой стороне лежал в диапазоне 70–110 μm. Прилежавший к подложке мелкозернистый слой толщиной 50 μm был удален абразивно.

В результате измерений теплопроводности вдоль пластины методом стационарного температурного градиента до имплантации и отжига была получена величина $k^{\parallel} = 19.1 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$ при комнатной температуре.¹ Еще более высокая теплопроводность $k^{\perp} = 22.8 \pm 1.7 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$ была определена в направлении, перпендикулярном плоскости пластины с использованием лазерного флэш-метода² [4]. Различие величин k^{\perp} и k^{\parallel} обусловлено более высокой частотой рассеяния фононов на границах зерен при распространении фононов поперек столбчатых кристаллитов k^{\parallel} по сравнению с направлением вдоль них k^{\perp} . Таким образом, анизотропия теплопроводности $(k^{\perp} - k^{\parallel})/k^{\perp}$ составила около 16%, что типично для текстурированных алмазных пленок [4,8], при этом значения теплопроводности близки к величинам, характерным для наиболее совершенных, безазотных монокристаллов алмаза ($k = 20\text{--}24 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$).

3. Болومترическая структура

Болометр на основе заглабленного графитизированного слоя был изготовлен по той же технологии, что и болометр на природном алмазе, описанный в [1]. В алмазную пластину была осуществлена имплантация ионов C^+ с энергией 350 keV и дозой $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. В отличие от [1] в настоящей работе при имплантации вместо ионов углерода использовался гелий. Это позволяет снизить дозу облучения. Контакты к заглабленному слою были реализованы с помощью графитовых столбиков (2 на рис. 1 и 2, а), создаваемых имплантацией с распределенной по энергии дозой ионов C^+ от 350 до 20 keV. К этим столбикам с помощью эпоксидного клея на основе серебра (EMS 12640) приклеивались золотые проводники $\varnothing 30 \mu\text{m}$ для электрофизических измерений по четырехзондовой схеме.

Заглабленный графитизированный слой был выполнен в форме полоски длиной 2 и шириной 70 μm. При использованных нами технологических условиях слой находился на глубине 265 nm и имел толщину 220 nm

¹ Измерения выполнены А.В. Инюшкиным, РНЦ „Курчатовский институт“.

² Измерения выполнены А.Ф. Поповичем, ИОФРАН.

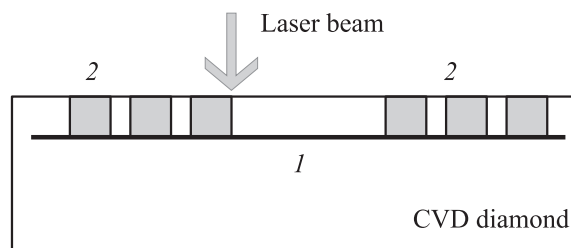


Рис. 1. Схема строения болометра на основе заглабленного графитизированного слоя в CVD-алмазе. 1 — заглабленный графитизированный слой, 2 — контактные графитовые столбики.

(1 на рис. 1 и 2, а). Контактные столбики были выполнены в виде полос длиной 700 и шириной 100–300 μm. После отжига в вакууме при температуре 1500°C в течение 1 часа был сформирован набор чувствительных элементов (болометров) длиной 70 и 300 μm на основе заглабленного графитизированного слоя, встроенного в объем CVD-алмаза.

4. Имплантация и графитизация

При ионной имплантации потеря энергии иона при движении в твердом теле происходит за счет упругих и неупругих взаимодействий. При неупругих процессах ион расходует энергию на возбуждение электронной подсистемы твердого тела. В упругих процессах происходят столкновения налетающего иона с атомами кристаллической решетки, при которых могут образовываться дефекты. Особенности зависимостей сечений упругих и неупругих потерь от кинетической энергии тормозящейся в твердом теле частицы приводят к тому, что дефекты образуются в основном на последнем этапе ее движения перед остановкой.

Алмаз в нормальных условиях является метастабильной фазой углерода и при радиационном повреждении, в том числе при ионной имплантации, может трансформироваться в стабильную графитоподобную фазу. Такая трансформация происходит после отжига в тех областях алмаза, где радиационные повреждения выше некоторого порога.

Графитизация — это трансформация алмаза, где атомы связаны sp^3 -связями в материал, где, как в графите, атомы связаны sp^2 -связями. Материал в таких слоях по своим свойствам близок к графиту — поглощает свет и хорошо проводит ток. По микроструктуре графитизированный материал является аморфным [9] и напоминает стеклоуглерод [10].

От вида и энергии имплантированных ионов зависит глубина расположения и толщина слоя алмаза с максимальным радиационным повреждением, на месте которого при отжиге формируется графитизированный слой. Моделирование пробегов ионов и образования дефектов при ионной имплантации методом Монте-Карло

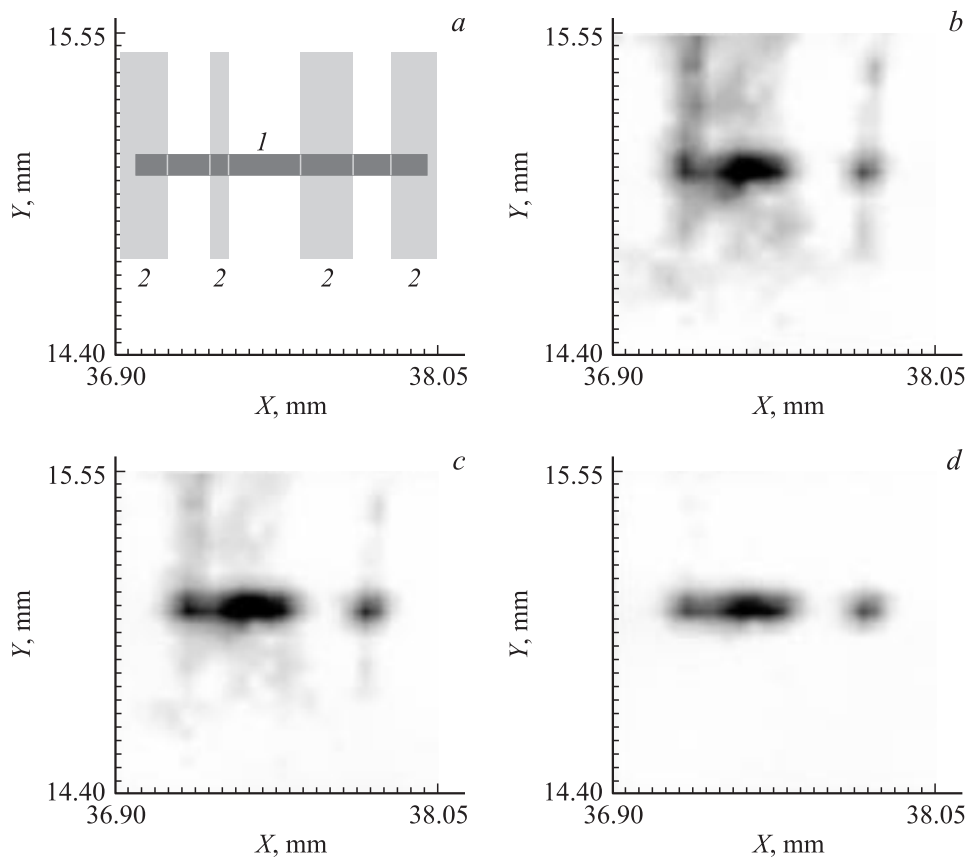


Рис. 2. *a* — болометрическая структура (вид сверху): *1* — заглубленный слой, *2* — контактные столбики, *b, d* — интенсивность отклика при сканировании лучом лазера по поверхности структуры для моментов времени 10 (*b*), 15 (*c*), 20 ns (*d*) (степень почернения соответствует интенсивности отклика).

(например, с помощью программы TRIM) дает очень хорошее совпадение с опытом и позволяет предсказывать расположение графитизированного слоя [11]. В то же время характеристики собственно графитизированного материала (по крайней мере оптические) от вида имплантированного иона не зависят, так как определяются принципиально отличной от алмаза фазой углерода, возникающей при отжиге в области сильного радиационного повреждения [12].

5. Электропроводность

Температурная зависимость сопротивления исследуемых болометров в диапазоне температур 230–380 К является линейной с температурным коэффициентом сопротивления $-1.47 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Сопротивление болометров при комнатной температуре составляло от 300 до 1200 Ω (в зависимости от длины чувствительного элемента) при токе через болометр 1 мА. Отметим, что температурная зависимость сопротивления, полученная в настоящей работе, практически идентична приведенной в работе [1]. Из температурной зависимости сопротивления графитизированного слоя до гелиевых температур [13] очевидно, что болометр на основе

графитизированного слоя является линейным, начиная с 50 К. Ниже этой температуры механизм проводимости, очевидно, меняется.

6. Отклики на фотовозбуждение

Был измерен отклик структуры на облучение светом импульсного азотного лазера ЛГИ-21 ($\lambda = 337 \text{ nm}$, $\tau_p \sim 8 \text{ ns}$). Экспериментальная установка позволяла осуществлять сканирование лучом лазера, сфокусированным в пятно размером 80–90 μm по передней поверхности образца. При каждом положении луча регистрировалась временная зависимость отклика. На рис. 2, *a* показан план образца, а на рис. 2, *b–d* — пространственно разрешенные картины величины отклика для разных моментов времени.

Видно, что наиболее интенсивный отклик имеет место при попадании луча лазера непосредственно на чувствительные элементы длиной 300 (длинная полоска в центре) и 70 μm (короткие полоски слева и справа). В то же время на временах 0–15 ns отклик присутствует и при попадании луча лазера в область между контактами, где заглубленный графитизированный слой отсутствует. Амплитуда этого отклика в 3–5 раз меньше, чем ам-

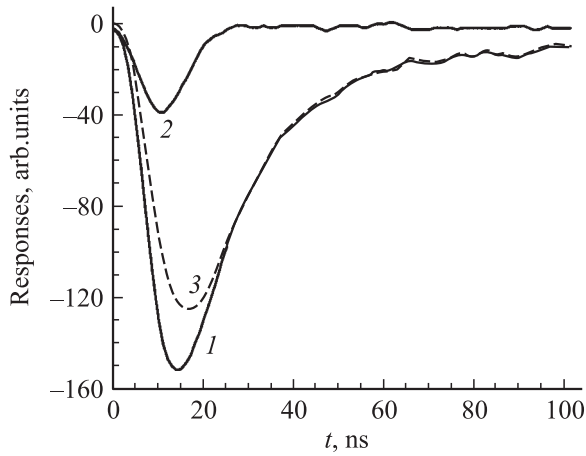


Рис. 3. Экспериментальные отклики болометра: 1 — при облучении непосредственно болометра, 2 — при облучении области между контактами, 3 — разностный отклик.

плитуда отклика собственно болометра, кроме того, он существенно короче по времени. Мы предполагаем, что этот „быстрый“ отклик обусловлен фотопроводимостью объема алмаза, поскольку такие же отклики были зарегистрированы и в структуре, аналогичной описанной ранее, но состоящей только из графитовых столбиков в отсутствие проводящего графитизированного слоя между ними. На рис. 3 показаны разрешенные по времени отклики болометра при освещении непосредственно заглубленного графитизированного слоя (кривая 1) и при попадании луча лазера в область между контактами, но удаленную от слоя (кривая 2), а также разностный отклик, полученный вычитанием кривой 2 из кривой 1, т.е. тепловая составляющая отклика болометра (3).

7. Анализ результатов

Чтобы рассчитать тепловую составляющую отклика, необходимо определить пространственно-временное распределение температуры болометра. Далее можно найти распределение проводимости и, наконец, сопротивление болометра. В расчетах предполагалось, что сопротивление болометра пропорционально усредненной по глубине температуре графитизированного слоя. Мы моделировали исследуемый болометр трехслойной структурой (рис. 4). Поглощение падающего излучения в слоях алмаза (слои 1 и 3 на рис. 4) не учитывалось, так как алмаз номинально прозрачен на длине волны лазера (край фундаментального поглощения — 225 nm). Расчет профиля температур T_1 , T_2 и T_3 слоев 1, 2 и 3 соответственно проводился в аксиально-симметричной геометрии путем решения системы трех уравнений теплопроводности

$$c_n \rho_n \frac{\partial T_n}{\partial t} = \kappa_n^{\parallel} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_n}{\partial r} \right) + \kappa_n^{\perp} \frac{\partial^2 T_n}{\partial z^2},$$

$$n = 1, 3 \text{ — номер слоя; } 0 \leq r \leq R, \quad 0 \leq z \leq L_n, \quad (1)$$

$$c_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \kappa_2^{\parallel} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + \kappa_2^{\perp} \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}$$

$$+ \alpha P(t) \Psi(r) \exp(-\alpha z), \quad 0 \leq r \leq R, \quad 0 \leq z \leq L_2, \quad (2)$$

с граничными условиями

$$T_1(R, z, t) = T_2(R, z, t) = T_3(R, z, t) = 0, \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_3}{\partial z} \right|_{z=L_3} = 0, \quad (4)$$

$$-\kappa_1^{\perp} \left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=L_1} = -\kappa_2^{\perp} \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0},$$

$$-\kappa_2^{\perp} \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=L_2} = -\kappa_3^{\perp} \left. \frac{\partial T_3}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (5)$$

$$T_1|_{z=L_1} = T_2|_{z=0} - G_{12} \kappa_2^{\perp} \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (6)$$

$$T_2|_{z=L_2} = T_3|_{z=0} - G_{23} \kappa_3^{\perp} \left. \frac{\partial T_3}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (7)$$

где c_n — теплоемкость, ρ_n — плотность, κ_n — теплопроводность соответственно слоя n ; G_{12} и G_{23} — тепловые сопротивления границ слоев 1/2 и 2/3.

Зависимость от времени плотности мощности падающего излучения $P(t)$ мы полагали импульсно-периодической и интересовались установившимся режимом, поэтому начальных условий нет.

Слой 1 и 3 соответствуют алмазной матрице, значения удельной теплоемкости $c_{1,3} = 522 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ и плотности $\rho_{1,3} = 3500 \text{ kg/m}^3$ брались из [14], теплопроводность предполагалась анизотропной с коэффициентами $k_{1,3}^{\parallel} = 19.1$ и $k_{1,3}^{\perp} = 22.8 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$; слой 2 соответствует графитизированному слою, его параметры первоначально полагались равными параметрам пиролитического графита [15], а в дальнейшем варьировались для получения наилучшего согласия с экспериментальными данными. Поглощение света в графитизированном слое соответствовало закону Бугера с измеренной нами постоянной поглощения $\alpha = 3.3 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Полагалось, что

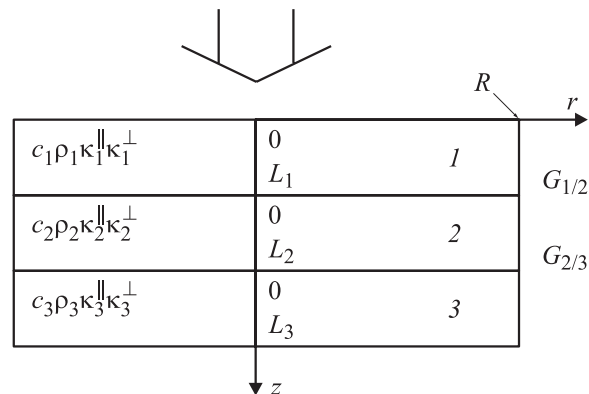


Рис. 4. Схема геометрии модели при расчете кинетики температуры и сопротивления. 1 и 3 — CVD-алмаз, 2 — графитизированный слой.

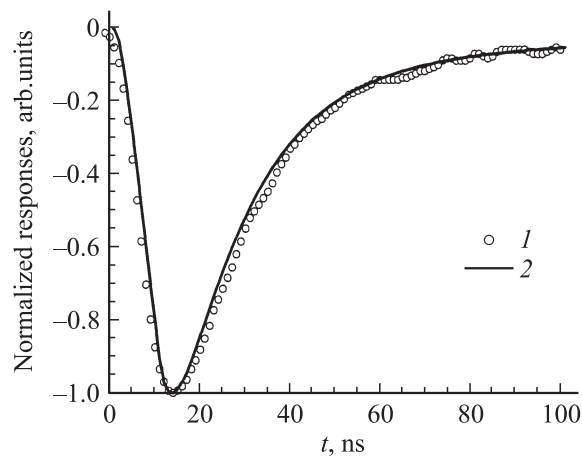


Рис. 5. Сравнение экспериментального (1) и расчетного (2) отклика болометра.

радиальное распределение интенсивности $\Psi(r)$ является гауссовским, а временная зависимость $P(t)$ была выбрана в виде конечного комплексного ряда Фурье, аппроксимирующего прямоугольный импульс с длительностью $\tau = 10$ ns

$$P(t) = \sum_{k=-N}^{+N} a_k \exp\left(i \frac{2\pi}{T} kt\right), \quad (8)$$

где T — период $P(t)$.

Поскольку задача является линейной, достаточно найти решение системы (1)–(7) для гармонической ($\sim \exp(i\omega t)$) зависимости от времени потока падающего излучения. Решение $T_{1,2,3}(r, z, \omega)$ было получено методом разделения переменных. Далее искомое распределение температуры находилось суммированием конечного ряда

$$T_2(r, z, t) = \sum_{k=-N}^{+N} a_k T_2\left(r, z, \frac{2\pi}{T} K\right) \exp\left(i \frac{2\pi}{T} kt\right), \quad (9)$$

которое выполнялось с помощью быстрого преобразования Фурье для дискретных моментов времени $t = t_m = m \cdot T/M$ ($0 \leq m \leq M - 1$).

Период $T = 100 \mu\text{s}$ выбирался таким образом, чтобы тепло успевало релаксировать в рассчитываемой структуре. В эксперименте период был 10 ms, но это уже не имеет принципиального значения, поскольку он существенно больше времени релаксации тепла. Коэффициенты G_{12} и G_{23} описывают скачки температуры на границах слоев 1/2 и 2/3 соответственно. Как показали расчеты, введение граничных тепловых сопротивлений G_{12} и G_{23} не является необходимым для хорошего описания экспериментальных данных, поэтому далее везде они полагались равными нулю.

Дополнительно было проанализировано возможное влияние на отклики анизотропии теплопроводности CVD-алмазной пластины в условиях нашего эксперимента. Значения коэффициента теплопроводности κ^\perp было

принято равным $22.8 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$, а величина κ^\parallel варьировалась от κ^\perp (отсутствие анизотропии) до $0.2\kappa^\perp$ (сильная анизотропия). Оказалось, что изменение анизотропии коэффициента теплопроводности в указанных пределах на ход временной зависимости отклика практически не влияет. Данный факт связан с тем, что размер пятна лазерного возбуждения ($\sim 90 \mu\text{m}$) велик по сравнению с глубиной прогрева алмаза $L^* = (\kappa_3^\parallel \tau^* / c_3 \rho_3)^{1/2} = 11 \mu\text{m}$ за характерное время отклика $\tau^* \leq 100$ ns и распространение тепла происходит в одномерной геометрии.

Варьируя коэффициент теплопроводности графитизированного слоя, оказалось возможным подогнать (рис. 5) расчетный отклик (сплошная линия) к тепловой составляющей экспериментального отклика (светлые кружки). Таким образом, мы получили оценку коэффициента теплопроводности графитизированного слоя $\kappa_2^\parallel = \kappa_2^\perp = 0.082 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$. Это значение выше, чем для аморфного углерода ($\kappa \approx 0.016 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$) [16], и близко по порядку величины к теплопроводности поликристаллического графита, отожженного при температуре 1500 K ($\kappa \approx 0.1 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$), что свидетельствует, по-видимому, лишь о частичной кристаллизации при отжиге изначально разупорядоченной имплантированной области.

8. Заключение

Предварительные измерения откликов болюметрической структуры на лазерное облучение позволяет сделать заключение о возможности использования встроенных графитизированных слоев в качестве быстродействующих (в наносекундном диапазоне) болометров для контроля температурного режима в элементах алмазной электроники, регистрации излучения с высоким временным разрешением, а также, например, для создания импульсных источников ИК излучения с джоулевым нагревом.

Авторы благодарят О.Е. Омеляновского за проведение измерений $R(T)$ в области низких температур и А.Ф. Плотникова за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, Т.И. Галкина, Р.А. Хмельницкий, В.А. Дравин, А.А. Гиппиус. Письма в ЖТФ **27**, 21 (2001).
- [2] Low-Pressure Synthetic Diamond: Manufacturing and Applications / Eds B. Dischler, C. Wild. Springer, Berlin (1998). 384 p.
- [3] S.E. Coe, R.S. Sussmann. Diamond and Related Mater. **9**, 1726 (2000).
- [4] Е.В. Ивакин, А.В. Суходолов, В.Г. Ральченко, А.В. Власов, А.В. Хомич. Квантовая электрон. **32**, 367 (2002).
- [5] D.C. Hurlly, A.G. Every, J.P. Wolfe. J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 3157 (1984).

- [6] L. Nistor, V. Ralchenko, I. Vlasov, A. Khomich, R. Khmelnit-skii, P. Potapov, J. Van Landuyt. *Phys. Stat. Sol. (a)* **186**, 207 (2001).
- [7] V. Ralchenko, T. Galkina, A. Klokov, A. Sharkov, S. Chernook, V. Martovitsky. In: „Science and Technology of Semi-conductor–On–Insulator Structure and Devices Operating in a Harsh Environment“ / Eds D. Flandre et al. Kluwer (2005). P. 77.
- [8] A.V. Sukhadolau, E.V. Ivakin, V.G. Ralchenko, A.V. Khomich, A.V. Vlasov, A.F. Popovich. *Diamond and Related Mater.* **14**, 589 (2005).
- [9] P.F. Lai, S. Prawer, L.A. Bursill. *Diamond and Related Mater.* **10**, 82 (2001).
- [10] M.S. Dresselhaus, R. Kalish. *Ion Implantation in Diamond, Graphite and Related Materials* / Eds U. Gonser, A. Moora-dian, R.M. Osgood, M.B. Panish, H. Sasaki. Springer Series in Material Sciences. Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1992). Vol. 22. 202 p.
- [11] R.A. Khmelnit-skiy, V.A. Dravin, A.A. Gippius. *J. Chem. Vapor Depos.* **5**, 121 (1996).
- [12] A.V. Khomich, V.I. Kovalev, E.V. Zavedeev, R.A. Khmelnit-skiy, A.A. Gippius. *Vacuum* **78**, 583 (2005).
- [13] A.I. Sharkov, T.I. Galkina, A.Yu. Klokov, R.A. Khmelnit-skii, V.A. Dravin, A.A. Gippius. *Vacuum* **68**, 263 (2003).
- [14] J.E. Graebner. *Diamond and Related Mater.* **5**, 1366 (1996).
- [15] Справочник „Физические величины“ / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелиховой. МЖ Энергоатомиздат (1991). С. 201 и 344.
- [16] Справочник „Полиморфные модификации углерода и нитрида бора“ Под ред. А.В. Курдюмова, А.Н. Пилянкевич. Металлургия, М. (1994). С. 137.