

Тепловые параметры слоев и границ раздела в структурах кремний на алмазе

© А.Ю. Клоков, Д.Ф. Аминев, А.И. Шарков, В.Г. Ральченко*, Т.И. Галкина

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 4 февраля 2008 г.
В окончательной редакции 24 апреля 2008 г.)

Исследовано распространение тепла при комнатной температуре в гетероструктуре, состоящий из поликристаллической алмазной пленки, осажденной из углеводородной плазмы на ориентированную кремниевую подложку. Измерена динамика остывания тонкопленочного индиевого термометра, нанесенного на алмазную пленку, после нагрева наносекундными импульсами азотного лазера. Экспериментальные данные сравниваются с величинами, рассчитанными в рамках теории теплопроводности для многослойных систем. Проведенный анализ позволил определить одновременно теплопроводность алмазной пленки и тепловое сопротивление границы алмаз/Si и In/алмаз.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-02-17545).

PACS: 66.70.+f, 63.20.Kg, 63.20.Mt

1. Введение

Тепловые свойства многослойных структур привлекают в последнее время все большее внимание. Чисто прикладной интерес к этой тематике очевиден. Все более значительную роль при рассмотрении особенностей теплопереноса в таких структурах начинают играть границы раздела слоев (интерфейсы) в связи с уменьшением толщин пленок до субмикронных (вплоть до нанометровых) величин. Такая ситуация типична при создании приборов электроники и оптоэлектроники на гетероструктурах, многослойных рентгеновских зеркал, функционально-градиентных покрытий и наноконпозиционных материалов со специальными механическими свойствами и др. [1].

Растущие требования к быстродействию и экономичности современных микроэлектронных устройств заставляют исследователей обращаться к новым материалам и структурам. Так, например, существенно увеличить быстродействие и понизить энергопотребление интегральных схем оказалось возможным с помощью технологии кремний на изоляторе — КНИ (SOI) [2].

Одним из наиболее интересных направлений в этой области является исследование границ раздела Si/алмаз с целью развития новой технологии SOD (silicon-on-diamond) — КНА (кремний на алмазе), поскольку эти новые, интенсивно развивающиеся последние 10–15 лет структуры [3] рассеивают на порядок большую мощность, чем традиционные структуры КНИ. В последних существенно использование слоев SiO₂, которые обладают серьезным недостатком — низкой теплопроводностью. Алмаз же благодаря высокой теплопроводности, низкой электропроводности, химической стойкости является крайне перспективным материалом для мощной,

высокотемпературной, радиационно-стойкой электроники [4–6].

Современные технологии химического осаждения из газовой фазы (chemical vapor deposition — CVD) позволяют получать поликристаллические алмазные пленки и пластины больших размеров (диаметр более 100 mm) со свойствами, близкими к параметрам самых чистых природных монокристаллов алмаза [6,7].

Создание эффективных устройств для отвода тепла, например корпусов СВЧ-транзисторов, может быть затруднено, в частности, из-за так называемого граничного теплового сопротивления. Известно, что любая граница раздела двух сред обладает тепловым сопротивлением G , т.е. при протекании тепла на границе сред появляется скачок температуры. В простейшем случае это явление связано с различием упругих параметров и плотности двух сред, что вызывает рассеяние фононов на границе [8]. В реальности прохождение фононов затруднено еще и наличием различных несовершенств (шероховатость, границы зерен и пр.) на интерфейсе.

В большинстве работ, посвященных измерениям тепловых свойств многослойных структур, используется пленочный нагреватель (обычно Pt/Ti или Au [9,10]), тепло которого распространяется через слои Si/алмаз различных конфигураций и толщин; он же служит датчиком температуры. Методически все работы в первую очередь различаются по масштабу времени наблюдения отклика сопротивления температурного датчика в зависимости от режима нагрева (непрерывный или импульсный). Несколько в стороне находится так называемая техника термоотражения [11,12], в которой используется нагрев лазерным лучом изме-

ряемого объекта, а температура определяется по изменению коэффициента отражения луча другого (зондирующего) лазера. Основным недостатком последней методики является трудность получения абсолютного значения температуры, для чего требуются измерения температурной зависимости коэффициента отражения исследуемой структуры с точностью $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$.

В настоящей работе используется наиболее оптимальная конфигурация эксперимента, совмещающая простоту и точность электрической регистрации температуры, причем нагрев осуществляется коротким лазерным импульсом. Похожая методика использовалась в [9] для определения граничного теплового сопротивления между пленкой Au и керамикой на основе корунда. Нашей целью было определение одновременно величины коэффициента теплопроводности алмазных пленок и граничного теплового сопротивления алмаз/кремний для различных технологических условий условий осаждения алмаза и обработки поверхности кремния.

2. Эксперимент

Одна из возможных технологий, предполагающих использование гетероструктуры Si/CVD-алмаз, состоит в следующем: после осаждения алмаза кремний почти полностью удаляется, а оставшийся слой толщиной в несколько десятков микрон используется как подложка для изготовления кремниевых устройств. Поэтому мы исследовали образцы кремния с выращенными на них пленками CVD-алмаза.

Поликристаллические пленки CVD-алмаза осаждались на полированные подложки из чистого кремния (*p*-тип, удельное сопротивление $3000 \Omega \cdot \text{cm}$, ориентация [100], диаметр 10 mm, толщина 3 mm) в плазмохимическом реакторе УПСА-100 в СВЧ-разряде (2.45 GHz) с использованием газовой смеси CH_4/H_2 [13]. Условия осаждения: вводимая в реактор СВЧ-мощность 3.2–3.9 kW, давление 60–65 Torr, концентрация метана в смеси 3 vol.%, расход газа 1 l/min, температура подложки 700–850 °C.

Исследовались три серии образцов пленок, различающихся толщиной, условиями роста и предварительной обработкой подложек (табл. 1). Полировку кремния

Таблица 1. Условия синтеза и параметры образцов алмазных пленок на Si: T_s — температура подложки, t_d — время осаждения, d — толщина пленки, D — размер кристаллитов, P — вводимая СВЧ-мощность

Номер серии	T_s , °C	t_d , h	d , μm	D , μm	P , kW	Обработка Si
I	700	4	3–6	1–1.5	3.9	Абразивная
II	750	9	12–13	7–10	3.9	«
III	850	10.5	8–18	7–12	3.2	Химико-механическая

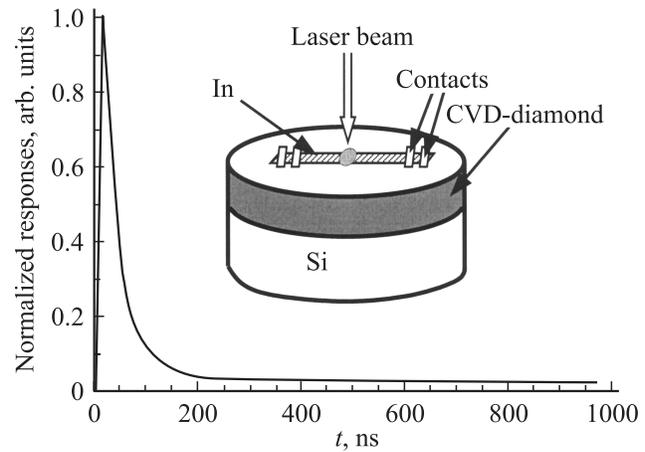


Рис. 1. Нормированный экспериментальный отклик индиевой пленки на лазерный нагрев. На вставке — схема структуры In/алмаз/Si.

для серий I и II проводили алмазным абразивом (размер зерна $\sim 0.1 - 0.2 \mu\text{m}$). Подложки серии III подвергали химико-механической полировке с последующим травлением в 0.5 mol.% HF, при этом шероховатость поверхности составляла 1–1.5 nm. Время осаждения варьировалось от 4 до 10.5 h, толщина алмазных пленок, измеренная по привесу, составляла от 4 до 18 μm , размер кристаллитов алмаза — от 1–1.2 μm (серия I) до 7–12 μm .

На алмазную пленку термически напылялись индиевые пленки с толщинами от 100 до 400 nm, шириной от 70 до 800 μm . После напыления и подсоединения контактов по четырехзондовой схеме проводились измерения зависимости сопротивления пленок In от температуры при пропускании тока от 3 до 12 mA. Значение температурного коэффициента сопротивления In составило $4.6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$, что близко к значению для объемного материала, равного $4.9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [14].

Индиевая пленка нагревалась импульсом азотного лазера ЛГИ-21 ($\lambda = 337 \text{ nm}$, $\tau = 8 \text{ ns}$, энергия в импульсе до 30 μJ). Излучение фокусировалось в пятно диаметром 70 μm при помощи линзы, закрепленной на двухкоординатном шаговом столе (шаг позиционирования 5 μm), что позволяло осуществлять сканирование поверхности образца лазерным лучом. Форма лазерного импульса измерялась с помощью фотодиода (ФП-70А), имеющего время нарастания менее 100 ps. Геометрия эксперимента представлена на вставке к рис. 1, который иллюстрирует типичный отклик индиевого термометра на образце серии III.

Изменение падения напряжения на потенциальных контактах при импульсном нагреве пленки усиливалось широкополосным маломощным усилителем и регистрировалось цифровым осциллографом TDS-1012 (частота дискретизации 1 GHz). Для сбора данных использовался компьютер.

3. Результаты и обсуждение

Энергия лазерного импульса, падающего на образец, изменялась от 0.2 до 10 мкДж, при этом измеренный перегрев индиевой пленки находился в интервале от 1.5 до 70°С. Несмотря на то что тепловые параметры индия и CVD-алмаза непостоянны в этом диапазоне температур [15], заметной зависимости формы отклика от энергии возбуждения не было обнаружено.

Для определения теплового сопротивления границ алмаз/кремний и индий/алмаз и коэффициента теплопроводности алмазной пленки экспериментальный отклик структуры на импульсный лазерный нагрев сравнивался с расчетным, полученным из решения задачи о распространении тепла в одномерной трехслойной структуре с граничными тепловыми сопротивлениями между слоями (рис. 2). Эта модель перестает корректно описывать ситуацию, когда глубина прогрева структуры l становится порядка диаметра лазерного пятна. В нашем случае толщина металлической пленки и слоя CVD-алмаза во много раз меньше размера лазерного пятна. Оценим время прогрева кремния. Глубину прогрева можно записать в виде [16]

$$l = \sqrt{\frac{k\tau}{c\rho}},$$

где k — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность, τ — время прогрева. Подставляя параметры кремния, получим, что время прогрева на глубину $l = 70 \mu\text{м}$ составляет 14 мкс. При изучаемых здесь временных интервалах $t < 1.2 \mu\text{с}$ (см. далее) распространение тепла в рассматриваемой структуре с хорошей точностью можно считать одномерным.

В расчетах предполагалось, что поглощение излучения происходит только в индиевой пленке и подчиняется закону Бугера с постоянной поглощения $\alpha = 3 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Таким образом, система уравнений теплопроводности,

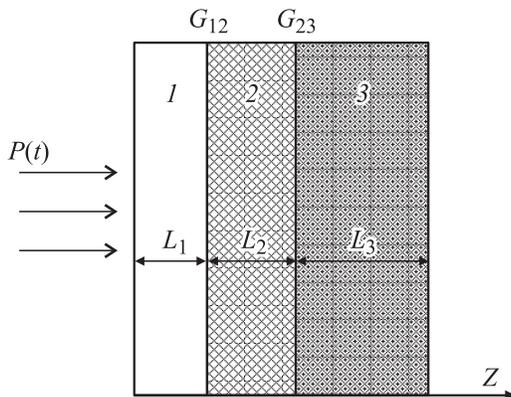


Рис. 2. Геометрия модельной задачи. 1 — индий, 2 — алмаз, 3 — кремний.

описывающая распространение тепла, имеет вид

$$c_1\rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \kappa_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} + \alpha P(t) \exp(-\alpha z), \quad 0 \leq z \leq L_1, \quad (1)$$

$$c_n\rho_n \frac{\partial T_n}{\partial t} = \kappa_n \frac{\partial^2 T_n}{\partial z^2}, \quad n = 1, 2, \quad 0 \leq z \leq L_n, \quad (2)$$

где $P(t)$ — зависимость плотности мощности падающего излучения от времени, n — номер слоя. Здесь и далее полагаем, что в каждом слое координата z изменяется от 0 до L_n , где L_n — толщина n -го слоя.

Граничные условия следующие:

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad T_3(L_3, t) = 0, \quad (3)$$

$$-\kappa_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=L_1} = -\kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad -\kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=L_2} = -\kappa_3 \left. \frac{\partial T_3}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (4)$$

$$T_1|_{z=L_1} = T_2|_{z=0} - G_{12}\kappa_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (5)$$

$$T_2|_{z=L_2} = T_3|_{z=0} - G_{23}\kappa_3 \left. \frac{\partial T_3}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (6)$$

где T_1, T_2, T_3 — перегрев слоев 1, 2, 3 соответственно; c_n — теплоемкость, ρ_n — плотность, а κ_n — теплопроводность слоя n ; G_{12} и G_{23} — тепловые сопротивления границ слоев 1/2 и 2/3. Коэффициенты G_{12} и G_{23} описывают скачки температуры на границах слоев 1/2 и 2/3 соответственно.

Функцию $P(t)$ мы полагали импульсно-периодической и интересовались установившимся режимом, поэтому начальных условий нет. Временная зависимость $P(t)$ была выбрана в виде конечного комплексного ряда Фурье, аппроксимирующего форму лазерного импульса,

$$P(t) = \sum_{k=-N}^{+N} a_k \exp\left(i \frac{2\pi}{T} kt\right), \quad (7)$$

где T — период $P(t)$.

В силу линейности задачи достаточно найти решение системы (1)–(6) для гармонической ($\sim \exp(i\omega t)$) зависимости от времени потока падающего излучения. При этом она становится системой обыкновенных дифференциальных уравнений, в которых частота является параметром. Далее искомое распределение температуры находилось суммированием конечного ряда

$$T_1(z, t) = \sum_{k=-N}^{+N} a_k T_1\left(z, \frac{2\pi}{T} K\right) \exp\left(i \frac{2\pi}{T} kt\right), \quad (8)$$

которое выполнялось с помощью быстрого преобразования Фурье для дискретных моментов времени $t = t_m = mT/M$ ($0 \leq m \leq M-1$). Период $T = 2^{20}$ нс выбирался таким образом, чтобы тепло успевало релаксировать в рассматриваемой структуре. В эксперименте

период был равен 10 ns, но это не имеет принципиального значения, так как он существенно больше времени релаксации тепла.

Поскольку сопротивление пленки линейно зависит от температуры в диапазоне возможных перегревов, при моделировании сравнивались нормированные экспериментальный отклик и рассчитанная средняя температура. В расчетах полагали теплоемкость и теплопроводность пленки индия равными соответствующим параметрам объемного материала. В работе [17] показано, что плотность и теплоемкость CVD-алмазной пленки близки к плотности и теплоемкости природного алмаза.

Остаются неизвестными три величины: тепловые сопротивления границ алмаза с индием и кремнием, а также теплопроводность CVD-алмаза.

Для оценки этих величин необходимо обратиться к детальному рассмотрению процесса распространения тепла в многослойной структуре. Очевидно, что при малых временах наблюдения отклика тепло не успевает глубоко распространиться в структуру, и поэтому можно выбрать такой временной интервал наблюдения, в котором на форму отклика влияют только тепловые параметры самого верхнего слоя и граничного теплового сопротивления между этим и следующим слоем. В таком интервале возможно однозначное определение тепловых параметров. Затем, увеличив интервал наблюдения, можно включить в рассмотрение следующий слой и определить его тепловые параметры, считая при этом тепловые параметры предыдущего известными, и т.д. Таким образом, возможно последовательное определение всех неизвестных тепловых параметров многослойной структуры. С помощью этой процедуры мы находили тепловые параметры структур серии III.

Первый неизвестный параметр, который необходимо определить, — это граничное тепловое сопротивление между индиевой пленкой и CVD-алмазом (G_{12}). Для того чтобы установить временную область, в которой будем подбирать величину G_{12} можно рассуждать следующим образом. Сравним модельные кривые, построенные при различных значениях теплового сопротивления границы индий/CVD-алмаз (G_{12}), но при одинаковых значениях теплопроводности CVD-алмаза (k_2), можно получить временной интервал, в котором G_{12} оказывает наибольшее влияние на форму отклика. Аналогично можно получить интервал наибольшего влияния k_2 . Из рис. 3 видно, что теплопроводность CVD-алмаза (k_2) наиболее сильно влияет на форму отклика в диапазоне 30–120 ns, потому что именно в этом диапазоне кривые, соответствующие разным значениям k_2 (1 и 3) имеют наибольшее расхождение. Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что влияние G_{12} наиболее сильно в интервале от 15 до 90 ns. Поэтому будем подбирать значение граничного теплового сопротивления индий/CVD-алмаз в интервале, в котором влияние G_{12} достаточно сильно, тогда как влияние k_2 еще незначительно, т.е. в области от нуля до 30 ns. На рис. 4 приведено сравнение экспериментальной и расчетных кривых. Видно, что лучшее

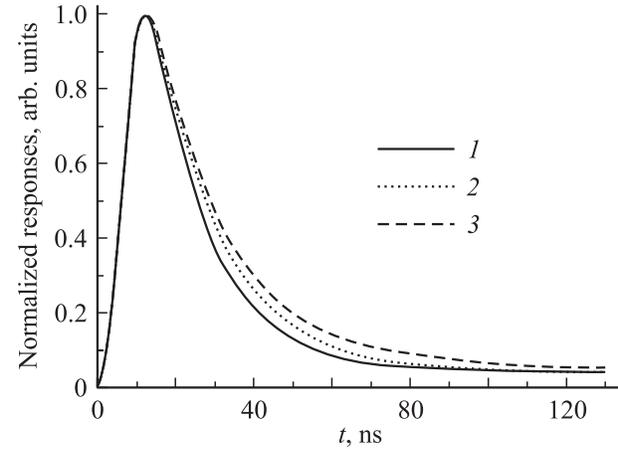


Рис. 3. Сравнение рассчитанных нормированных откликов при различных значениях тепловых параметров. Кривые соответствуют следующим значениям теплового сопротивления границы In/алмаз G_{12} , $\text{m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$ и теплопроводности алмаза k_2 , $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$: 1 — $2.5 \cdot 10^{-8}$ и 2000; 2 — $3 \cdot 10^{-8}$ и 2000; 3 — $3 \cdot 10^{-8}$ и 500.

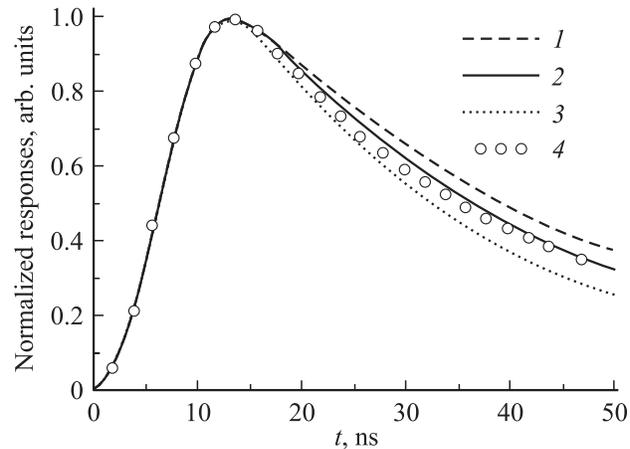


Рис. 4. Определение теплового сопротивления границы In/алмаз. Кривые соответствуют различным значениям G_{12} , $\text{m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$: 1 — $6 \cdot 10^{-8}$, 2 — $5 \cdot 10^{-8}$, 3 — $4 \cdot 10^{-8}$. 4 — экспериментальные данные.

согласие с экспериментом достигается при значении теплового сопротивления границы индий/CVD-алмаз $G_{12} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$.

Обозначив выше временной отрезок, в котором влияние теплопроводности алмаза наиболее сильно, и определив значение G_{12} , можно подбирать значение k_2 . Как видно из рис. 5, лучшее согласие экспериментальной и модельной кривой наблюдается при значении коэффициента теплопроводности алмазной пленки $750 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$. Эта величина вполне типична для тонких (менее 10–20 μm) и потому мелкозернистых поликристаллических алмазных пленок, в то время как при толщинах в сотни микрометров, когда размеры кристалли-

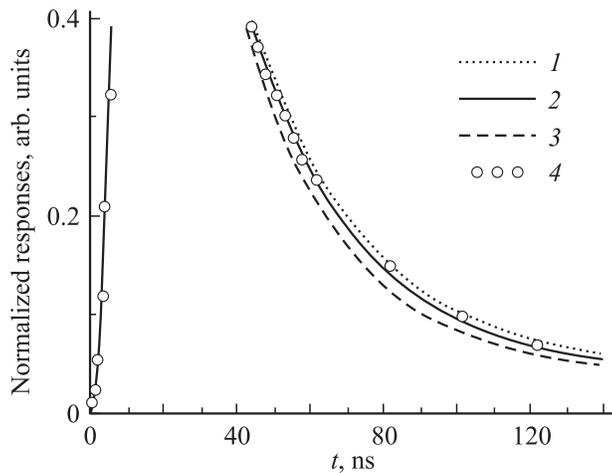


Рис. 5. Определение коэффициента теплопроводности алмаза k_2 . Кривые соответствуют различным значениям k_2 , $W/(m \cdot K)$: 1 — 500, 2 — 750, 3 — 1000. 4 — экспериментальные данные.

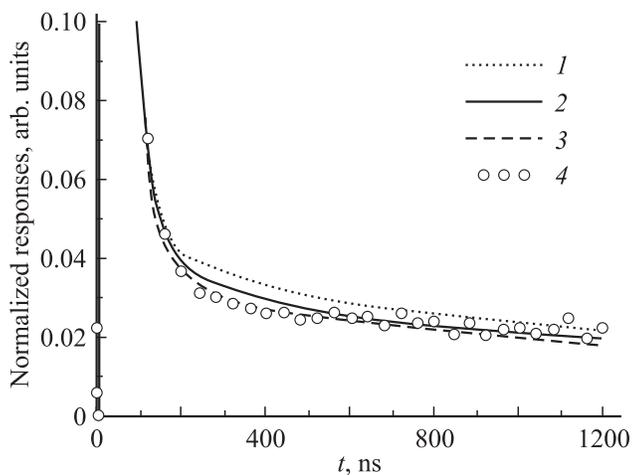


Рис. 6. Определение граничного теплового сопротивления алмаз/Si. Кривые соответствуют различным значениям G_{23} , $m^2 \cdot K/W$: 1 — $3 \cdot 10^{-8}$, 2 — 10^{-8} , 3 — 0. 4 — экспериментальные данные.

тов составляют десятки микрометров, теплопроводность CVD-алмаза может достигать около $2000 W/(m \cdot K)$ [17].

Подобрав значения граничного теплового сопротивления индий/CVD-алмаз и коэффициента теплопроводности алмаза, можно приступить к определению третьего неизвестного параметра — теплового сопротивления CVD-алмаз/кремний (G_{23}). Из рис. 6 видно, что экспериментальные точки расположены ниже кривой, соответствующей значению $G_{23} = 1 \cdot 10^{-8} m^2 \cdot K/W$, и практически совпадают с кривой $G_{23} = 0$; отсюда можно заключить, что значение граничного теплового сопротивления CVD-алмаз/кремний в исследованной нами структуре меньше $1 \cdot 10^{-8} m^2 \cdot K/W$ [18]. Такая величина граничного теплового сопротивления соответствует, например, интерфейсам алмаз/титан, сапфир/алюминий [19]. Кроме

того, в [20] отмечалось, что у большого числа интерфейсов твердых тел граничное тепловое сопротивление лежит в диапазоне от $5 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-9} m^2 \cdot K/W$.

Как видно, сама процедура подгонки, хотя физически и наглядная, является весьма трудоемкой и содержит упрощающие предположения, а точность определения параметров графическая. Поскольку целью настоящей работы было нахождение тепловых параметров исследуемых структур, далее мы изучали образцы трех серий, различающихся способом финишной обработки поверхности подложки, толщиной CVD-алмазной пленки и условиями осаждения. При обработке результатов использовали метод наименьших квадратов для подгонки теоретически рассчитанных откликов во всем временном интервале ($0 < t < 1.2 \mu s$) регистрации экспериментальных откликов, варьируя три параметра: G_{12} , k_2 , G_{23} . Этот подход, очевидно, более адекватен реальности, поскольку скорость ухода тепла из термометра (индиевой пленки) определяется процессом диффузионного распространения „облака“ фононов, строго говоря, через всю многослойную структуру. Это особенно важно в случае определения таких параметров, как G_{12} и k_2 , поскольку в наших условиях (длительность импульса лазерного возбуждения ~ 10 ns) на форму отклика на временах ~ 30 – 40 ns влияют как G_{12} , так и k_2 . Кроме того, метод наименьших квадратов позволяет контролировать погрешность оценки параметров. На рис. 7 приведены экспериментально зарегистрированные отклики индиевой пленки на образцах серий I и II (отклик на образце серии III по временным параметрам был близок к отклику на структуре из серии II). На том же рисунке линиями 1, 2 показаны результаты расчета с параметрами, полученными методом наименьших квадратов. Можно отметить очень хорошее согласие экспериментальных данных с результатами расчета. Оценки тепловых параметров образцов трех серий приведены в табл. 2. Как видно, эти три параметра для серии III не отличаются радикально от полученных предыдущим грубым приближением, однако в рамках последней процедуры обработки экспериментальных данных определение параметра G_{23} наиболее корректно. Различие порядка 25% при нахождении коэффициента теплопроводности алмаза разными методами вызвано тем, что, как отмечалось выше, на форму отклика на временах ~ 30 ns

Таблица 2. Тепловые параметры алмазной пленки и интерфейсов: G_{12} — тепловое сопротивление границы индий/CVD-алмаз, k_2 — теплопроводность CVD-алмаза, G_{23} — тепловое сопротивление границы CVD-алмаз/кремний, d — толщина алмазной пленки

Номер серии	G_{12} , $m^2 \cdot K/W$	k_2 , $W/(m \cdot K)$	G_{23} , $m^2 \cdot K/W$	d , μm
I	$(2.45 \pm 0.01) \cdot 10^{-7}$	518 ± 37	$(4.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-8}$	3
II	$(4.33 \pm 0.03) \cdot 10^{-8}$	357 ± 17	$\leq 2 \cdot 10^{-9}$	12
III	$(5.07 \pm 0.05) \cdot 10^{-8}$	600 ± 50	$\leq 3 \cdot 10^{-9}$	10

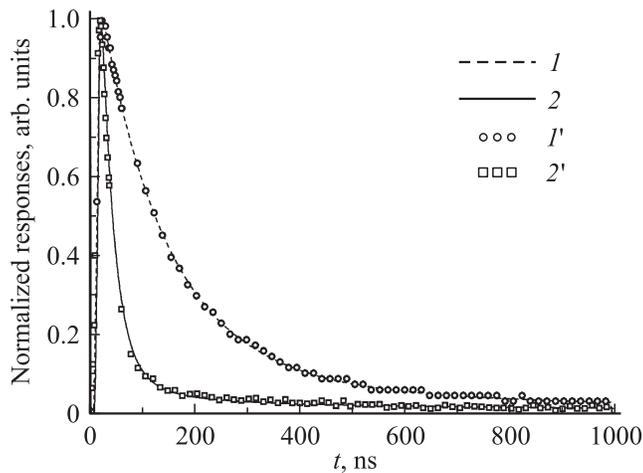


Рис. 7. Нормированные экспериментальные и рассчитанные отклики при значениях параметров из табл. 2. 1, 2 — расчет, 1', 2' — экспериментальные данные для образцов серий I и II соответственно.

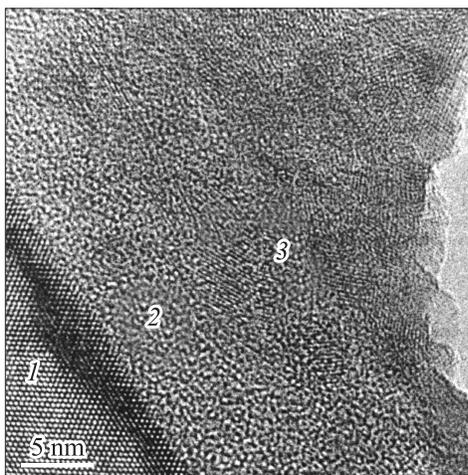


Рис. 8. ПЭМ-изображение интерфейса алмаз-Si образца серии I. Присутствует аморфный слой толщиной не менее 5 nm. 1 — кремний, 2 — аморфизованный слой, 3 — алмаз.

влияют как G_{12} , так и k_2 . Поэтому полезно сначала получить оценку тепловых параметров первым методом, а потом уточнить ее методом наименьших квадратов.

Заметим, что для образцов серии I G_{23} превышает как минимум на порядок величины теплового сопротивления границы алмаз/Si в других сериях. Для этой пленки, выращенной при минимальной температуре подложки (700°C с толщиной всего $3\text{--}6\ \mu\text{m}$), анализ интерфейса алмаз/Si методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) обнаружил наличие аморфного слоя толщиной $5\text{--}8\ \text{nm}$ (рис. 8). Формирование на начальной стадии роста алмазной пленки граничного аморфного слоя углерода (и, возможно, карбида кремния), что не является исключительным обстоятельством при осаждении алмаза на Si [21], может быть причиной повышенного

теплового сопротивления границы алмаз/Si. Кроме того, мы используем упрощенное представление о теплопроводности исследуемой многослойной структуры: считаем, что теплопроводность алмазной пленки постоянна в направлении роста. В действительности значение теплопроводности алмаза вдоль направления роста может заметно изменяться, что связано с увеличением размеров кристаллитов (начиная с нанометров) по мере удаления от интерфейса [10]. Поэтому в результате применения изложенной процедуры обработки экспериментальных данных получаются „эффективные“ значения граничного теплового сопротивления и теплопроводности.

4. Заключение

Предложена и применена методика измерения тепловых параметров многослойных структур при импульсном лазерном нагреве, развита математическая модель обработки полученных экспериментальных данных. Тестирование метода проведено на образцах поликристаллических пленок алмаза, выращенных на кремнии в СВЧ-плазмохимическом реакторе. Показано, что при нагреве короткими лазерными импульсами ($\sim 10\ \text{ns}$) металлической пленки-термометра (In), напыленной на структуры алмаз/Si, из кривых остывания индиевой пленки возможно одновременно определить граничное теплое сопротивление интерфейса алмаз/Si с точностью до $3 \cdot 10^{-9}\ \text{m}^2 \cdot \text{K/W}$ и теплопроводность алмазной пленки. Найдено, что качество финишной обработки поверхности подложки Si практически не влияет на граничное теплое сопротивление гетерограницы CVD-алмаз/Si при комнатных температурах. При определенных условиях синтеза алмаза, например при пониженной до 700°C температуре подложки, возможно появление аморфизованного слоя на интерфейсе алмаз/Si, которое вызывает возрастание теплового сопротивления на этой границе на порядок по сравнению с оптимальным в данном случае температурным режимом ($750\text{--}800^\circ\text{C}$).

Авторы признательны А.В. Савельеву и К.И. Анисимову за синтез алмазных пленок, А.В. Квиту (Университет Висконсина, США) за электронно-микроскопические измерения, В.П. Мартовицкому за рентгеноструктурные измерения и обсуждения, Л.П. Жерихиной за полезные замечания.

Список литературы

- [1] R. MacKenzie, J.J. Lim, S. Bull, S. Sujecki, A.J. Kent, E.C. Larkins. J. Phys. Conf. Ser. **92**, 012 068 (2007).
- [2] N.K. Annamalai, P. Fechner, J. Sawyer. Proc. 1992 IEEE Int. SOI Conf. (1992). P. 64.
- [3] A. Aleksov, T.X. Li, N. Govindaryaju, J.M. Gobien, S.D. Wolter, J.T. Prater, A. Sitar. Diamond Related Mater. **14**, 308 (2005).
- [4] Природные алмазы России / Под ред. В.Б. Кваскова. Полярон, М. (1997).

- [5] E. Kohn, W. Ebert. In: Low-pressure synthetic diamond: manufacturing and applications / Eds B. Dischler, C. Wild. Springer, Berlin (1998). P. 331.
- [6] В. Ральченко, В. Конов. Электроника: Наука, технология, бизнес **4**, 58 (2007).
- [7] Low-pressure synthetic diamond: manufacturing and applications / Eds B. Dischler, C. Wild. Springer, Berlin (1998). 384 p.
- [8] E.T. Swartz, R.O. Pohl. Rev. Mod. Phys. **61**, 605 (1989).
- [9] A. Lahmar, T.P. Nguyen, D. Sakami, S. Orain, Y. Scudeller, F. Danes. Thin Solid Films **389**, 167 (2001).
- [10] M.N. Touzelbaev, K.E. Goodson. Diamond Related Mater. **7**, 1 (1998).
- [11] K.E. Goodson, O.W. Käding, M. Rösler, R. Zachai. J. Appl. Phys. **77**, 1385 (1995).
- [12] H. Verhoeven, E. Boettger, A. Flöter, H. Reib, R. Zachai. Diamond Related Mater. **6**, 6, 298 (1997).
- [13] V. Ralchenko, T. Galkina, A. Klokov, A. Sharkov, S. Chernook, V. Martovitsky. In: Science and technology of semiconductor-on-insulator structure and devices operating in a harsh environment / Eds D. Flandre et al. Kluwer (2005). P. 77.
- [14] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейликова. Энергоатомиздат, М. (1991).
- [15] A.V. Sukhadolau, E.V. Ivakin, V.G. Ralchenko, A.V. Khomich, A.V. Vlasov, A.F. Popovich. Diamond Related Mater. **14**, 589 (2005).
- [16] Х.С. Карслоу. Теория теплопроводности. ГИТТЛ, М. (1947). 288 с.
- [17] J.E. Graebner. Diamond Related Mater. **5**, 1366 (1996).
- [18] Т.И. Галкина, Д.Ф. Аминев, А.Ю. Клоков, А.И. Шарков, В.Г. Ральченко. Тез. докл. VIII Рос. конф. по физике полупроводников. Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург (2007). С. 420.
- [19] R.J. Stoner, H.J. Maris. Phys. Rev. B **48**, 16 373 (1993).
- [20] D.G. Cahill, K. Goodson, A. Majumdar. J. Heat Transfer **124**, 223 (2002).
- [21] L.C. Nistor, J. Van Landuyt, V.G. Ralchenko, A.A. Smolin, K.G. Korotushenko, E.D. Obraztsova. J. Mater. Res. **12**, 2533 (1997).