

# Измерение теплопроводности поликристаллического CVD-алмаза методом импульсных динамических решеток

Е.В.Ивакин\*, А.В.Суходолов\*, В.Г.Ральченко\*\*, А.В.Власов\*\*, А.В.Хомич\*\*\*

*Методом динамических решеток в интервале температур 25–200 °С определены тангенциальные температуропроводность  $D_{\parallel}$  и теплопроводность  $k_{\parallel}$  алмазных пластин, выращенных из газовой фазы (CVD-алмаз). Образцы изолирующего и легированного бором поликристаллического алмаза толщиной около 0.3 мм и диаметром 63 мм синтезированы в СВЧ разряде в смесях метан–водород. В связи с интенсивным светорассеянием на образцах для проведения измерений разработан и применен принцип фазочувствительной записи решеток. Показано, что  $k_{\parallel}$  при комнатной температуре достигает 18–20 Вт·см<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>, приближаясь к теплопроводности наиболее совершенных монокристаллов алмаза. Из сравнения  $k_{\parallel}$  с нормальной теплопроводностью  $k_{\perp}$ , полученной флэш-методом, выявлена анизотропия теплопроводности порядка 10–20 %, связанная с текстурой алмазной пленки, причем  $k_{\perp} > k_{\parallel}$ . Для алмаза, легированного бором, обнаружена зависимость кинетики динамической решетки от длины волны возбуждения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что CVD-алмаз перспективен для изготовления эффективных теплоотводов, в особенности больших размеров, для приборов микроэлектроники и лазерной техники.*

**Ключевые слова:** поликристаллический алмаз, полупроводниковый алмаз, теплопроводность, температуропроводность, метод динамических решеток.

## 1. Введение

Прогресс в технике синтеза алмаза из газовой фазы (chemical vapor deposition (CVD)), достигнутый в последние годы, сделал возможным получение поликристаллического алмаза в виде пластин с площадью десятки квадратных сантиметров и толщиной более 1 мм, причем по многим физическим параметрам CVD-алмаз приближается к лучшим природным монокристаллам [1, 2]. Среди перспективных применений CVD-алмаза можно выделить его использование при изготовлении теплоотводов для полупроводниковых лазеров, СВЧ транзисторов и мультичиповых модулей [3], при изготовлении оптики для мощных CO<sub>2</sub>-лазеров [4, 5], детекторов УФ диапазона [6], окон для мощных гиротронов и клистронов [2, 7].

Во многих применениях большое значение имеет высокая теплопроводность алмаза. Наиболее совершенные природные монокристаллы типа Па имеют наивысшую среди известных материалов теплопроводность  $k = 20 - 24$  Вт·см<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup> при комнатной температуре. Для поликристаллических алмазных пластин в зависимости от условий синтеза теплопроводность может варьироваться в широких пределах, поэтому актуальным становится контроль параметров теплопереноса, желателен бесконтактными и экспрессными методами. Вообще го-

воря, поликристаллический CVD-алмаз в тепловом отношении является неоднородным по глубине материалом в силу того, что размер кристаллитов постепенно увеличивается по мере наращивания слоя, и одновременно анизотропным, т. к. зерна растут в виде колонн, ориентированных по нормали к поверхности. Как правило, нормальные температуропроводность  $D_{\perp}$  и теплопроводность  $k_{\perp}$  больше соответствующих тангенциальных (вдоль пластины) температуропроводности  $D_{\parallel}$  и теплопроводности  $k_{\parallel}$ . Анизотропия теплопроводности может достигать 50 % [8].

С учетом этих обстоятельств для исследования теплопереноса были выбраны достаточно апробированные методы, которые по принципу своей работы дают информацию о характере теплопереноса в направлениях, параллельном и нормальном к границе образца: метод динамических решеток (ДР) и флэш-метод [9–11].

Метод ДР основан на создании в образце нестационарной тепловой решетки с помощью интерферирующих лазерных пучков. Впервые измерения температуропроводности алмаза этим методом были выполнены в 1988 г. [12, 13] при возбуждении ДР на длине волны 10.6 мкм. Несмотря на то что к настоящему времени известны другие варианты считывания решетки, такие как метод отклонения луча [14] и радиационный метод [15, 16], дифракционное зондирование непрерывным лазером [17, 18] остается наиболее адекватным решением проблемы контроля температурного профиля в зоне возбуждения.

Температуропроводность в направлении вдоль поверхности образца  $D_{\parallel}$  может быть найдена на основании измеренного времени  $\tau_d$  экспоненциальной релаксации дифракции для тепловой решетки с периодом  $L$  из соотношения  $D_{\parallel} = L^2 / (8\pi^2 \tau_d)$  [17]. Как показали многочисленные теоретические исследования, данное соотношение справедливо во многих практически важных случаях,

\*Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф. Скорины, 70; e-mail: ivakin@ifanbel.bas-net.by

\*\*Центр естественно-научных исследований Института общей физики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: ralchenko@nsc.gpi.ru, savl@nsc.gri.ru

\*\*\*Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 141190 Фрязино, пл. акад. Введенского, 1; e-mail: perov@ms.ire.rssi.ru

в том числе и для рассматриваемой задачи. Достоинством метода ДР является принципиальная возможность путем вариации периода решетки «прощупывать» слои материала на разных расстояниях от поверхности, т. к. характерная глубина проникновения тепла в изотропную среду составляет  $\sim \lambda/\pi$  [14]. Однако построение глубинного профиля тангенциальной теплопроводности возможно только при поверхностном поглощении лазерной энергии.

Флэш-метод основан на измерении времени распространения тепловой волны, созданной лазерным импульсом, от одной стороны пленки или пластины до противоположной. Таким образом определяется нормальная теплопроводность  $D_{\perp}$ , причем она оказывается принципиально усредненной по глубине образца.

В данной работе методом ДР и флэш-методом в двух ортогональных направлениях измерена теплопроводность (теплопроводность) CVD-алмазов высокого качества двух типов: изолирующего и полупроводникового (легированного бором).

## 2. Методы измерений и экспериментальная установка

Алмазные пластины выращены в Центре естественно-научных исследований ИОФАН на подложках Si диаметром 63 мм в СВЧ разряде с использованием реакционной смеси  $\text{CH}_4 - \text{H}_2$  [19]. Условия синтеза образца А (№ 112) толщиной 0.33 мм были следующими: концентрация метана 2 %, давление в камере 100 Тор, СВЧ мощность 5 кВт на частоте 2.45 ГГц. Этот материал прозрачен, его удельное сопротивление при комнатной температуре составляет около  $10^{14}$  Ом·см. Образец В (№ 125) толщиной 0.38 мм был легирован бором в процессе синтеза [20]. Удельное сопротивление этого голубого полупроводникового алмаза равно  $10^3$  Ом·см. В спектрах комбинационного рассеяния света обоих образцов присутствует лишь узкая (шириной около  $3 \text{ см}^{-1}$ ) линия алмаза на частоте  $1332 \text{ см}^{-1}$ , других фаз не обнаружено. Из исходных дисков, отделенных от подложки, лазером вырезались пластинки размером  $5 \times 5$  и  $6 \times 8$  мм, которые полировались механически до шероховатости поверхности менее 10 нм.

Оптическое поглощение пластин определялось по спектрам пропускания  $T_{\text{IR}}$ , измеренным на двухлучевых спектрофотометрах Spexord M400 и M80 в диапазонах 0.18–0.9 мкм и 2.5–50 мкм соответственно. Эффективный коэффициент поглощения  $\alpha^*$  принимался равным  $(1/h) \times \ln(T_{\text{IR}}^0/T_{\text{IR}})$ , где  $h$  – толщина алмазной пленки, а  $T_{\text{IR}}^0$  – пропускание, рассчитанное для наиболее чистого природного алмаза типа IIa. По данным спектральной эллипсометрии (измерения проводились В.И.Ковалёвым в ИРЭ РАН), показатель преломления исследованных образцов отличается не более чем на 0.01 от показателя преломления природного алмаза.

Схема экспериментальной установки для измерения  $D_{\parallel}$  или  $k_{\parallel}$  методом динамических решеток представлена на рис. 1. Источником возбуждения решеток служил моноимпульсный ИАГ:Nd-лазер типа LF114 с преобразователем гармоник на кристалле DKDP. Частота следования и длительность генерируемых импульсов составляли 10 Гц и 9 нс соответственно. Энергия в импульсе в плоскости образца для используемых длин волн 1064 и 266 нм составляла 1–3 мДж.

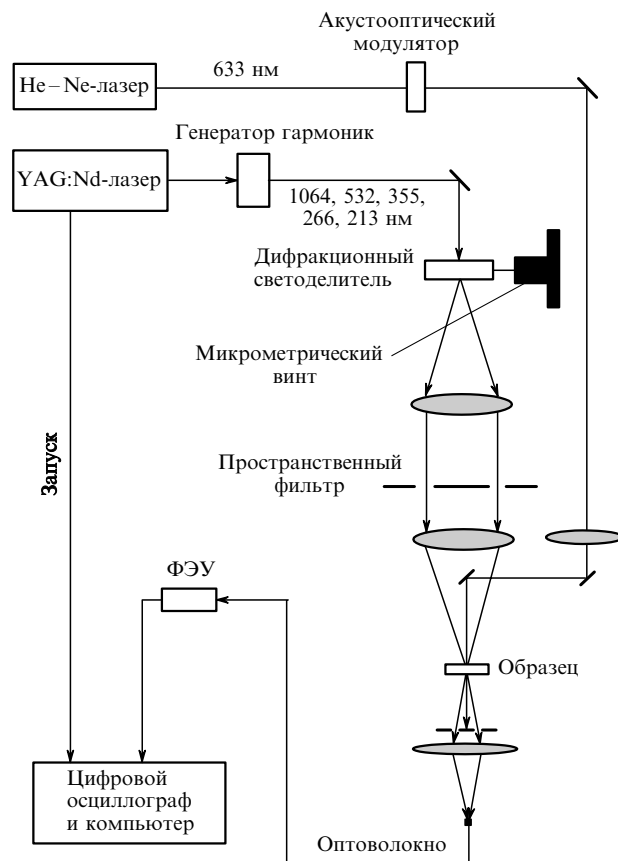


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения тангенциальной теплопроводности методом ДР.

Для формирования двух интерферирующих пучков применялся светоделитель на рельефной дифракционной решетке. До 80 % энергии перекачивается в минус и плюс первые порядки, в то время как нулевой порядок отсутствует. Изображение решетки-светоделителя переносится с уменьшением в плоскости образца конфокальной системой, при этом два сформированных симметричных пучка подвергаются пространственной фильтрации. Путем смены светоделителей период ДР ступенчато перестраивается в диапазоне 30–120 мкм.

Зона возбуждения ДР зондируется непрерывным He-Ne-лазером. Световой сигнал дифракции после пространственной фильтрации поступает по оптическому волокну в ФЭУ и далее на цифровой осциллограф для накопления и обработки данных. Использование в зондирующем пучке акустооптического затвора, синхронизированного с работой импульсного лазера, позволяет уменьшить ток через ФЭУ, вызванный светорассеянием, и тем самым сохранить его чувствительность и линейность. Держатель образцов снабжен нагревателем и системой контроля температуры.

Установка имеет некоторые особенности, которые позволяют получать надежные данные при работе с реальными образцами, содержащими макро- и микронеоднородности. Обычно оптическое несовершенство образцов приводит к неконтролируемому отклонению и рассеянию пучка зондирования и, следовательно, к существенному искажению результатов измерений. Первая особенность приведенной на рис. 1 схемы заключается в том, что фотометрируются два дифракционных порядка вместо одного, как это практикуется в других установках. Ра-

нее нами был описан двухапертурный принцип компенсации влияния макронеоднородностей образцов [18, 21]. Его использование позволяет перевести погрешность измерения времени жизни тепловой решетки  $\tau$  из ранга случайной в ранг систематической погрешности, которая легко учитывается при обработке результатов измерений.

Вторая особенность состоит в применении принципа фазочувствительной записи тепловой решетки для уменьшения влияния светорассеяния на результаты измерения  $\tau$ . Еще в первых работах по ДР [22] отмечалось, что смешивание на фоточувствительном приемнике когерентного фона с сигналом дифракции позволяет, используя принцип гетеродинамирования, усилить сигнал дифракции путем управления фазой дифрагировавшего пучка. Однако при выполнении точных измерений это полезное качество превращается в мешающий фактор ввиду случайного характера когерентного фона рассеяния. Действительно, при этом в простейшем случае одноэкспоненциальное затухание температурной волны в образце приводит к двухэкспоненциальному затуханию сигнала дифракции  $I_d(t)$  с константами затухания, различающимися вдвое [23]:

$$I_d(t) = I_b + I_d(0) \exp\left(-\frac{2t}{\tau}\right) + 2\gamma[I_b I_d(0)]^{1/2} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cos \varphi.$$

Здесь  $\tau = L^2/4\pi^2 D$  – измеряемая величина;  $I_d(0)$  – интенсивность дифрагировавшего пучка при  $t = 0$ ;  $I_b$  – интенсивность когерентного фона;  $\varphi$  – случайная разность фаз между полем дифракции и полем рассеяния на площадке детектора;  $\gamma$  – степень когерентности смешиваемых полей.

В схеме на рис.1 предложен принцип устранения третьего слагаемого в приведенном выше соотношении, основанный на регистрации двух массивов накопленных реализаций, между которыми делается сдвиг тепловой решетки на полпериода, выполняющийся путем поперечного сдвига дифракционного светоделителя на четверть периода. Последующее суммирование этих массивов автоматически устраняет из рассмотрения вторую, более медленную экспоненту, что уменьшает погрешности при процедуре подгонки.

Для того чтобы продемонстрировать эффективность предложенного метода, были проведены модельные измерения  $D_{\parallel}$  стеклянной пластинки толщиной 100 мкм. Вначале измерения проводились для образца оптического качества, а затем одна из его поверхностей матировалась в незначительной степени, что привело к образованию рассеянного фона. На рис.2 кружками обозначена кинетика дифракции для исходного образца оптического качества. Как и следовало ожидать, кинетика описывается одной экспонентой, константа которой  $\tau = 65.5$  мкс, что соответствует теплопроводности  $D_{\parallel} = 5.15 \times 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с.

Другая картина дифракции наблюдается при работе с рассеивающей пластинкой. Первое накопление 100 реализаций дало кривую 1 на рис.2. После накопления интерференционная картина на образце была сдвинута на полпериода и зарегистрирована второй массив из 100 реализаций, представленный кривой 2, которая существенно

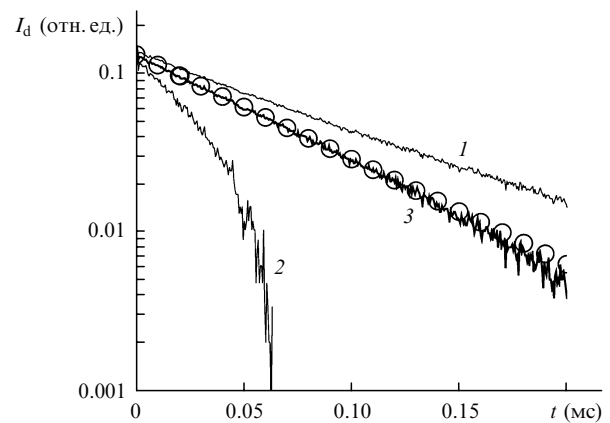


Рис.2. Временные зависимости интенсивности дифракции  $I_d$  для стеклянной пластинки толщиной 100 мкм: исходный образец оптического качества (кружки), матированная пластинка при двух положениях ДР, сдвинутых на полпериода (1, 2) и суммированные реализации 1 и 2 (3) при периоде тепловой решетки  $L = 51.6$  мкм, длине волны возбуждения 266 нм.

отличается от кривой 1. Наконец, оба массива были просуммированы и построена кривая 3, которая практически полностью легла на точки для образца оптического качества. Среднеквадратичное отклонение измеренного  $D_{\parallel}$  от  $D_{\parallel}$  образца оптического качества составило  $\pm 3\%$ . Уменьшение влияния рассеяния особенно важно при работе с поликристаллическим алмазом, т.к. в нем одним из источников рассеяния являются внутренние границы зерен.

Температуропроводность  $D_{\perp}$  в направлении, перпендикулярном поверхности образца, измерялась при комнатной температуре методом импульсной радиационной термометрии (флэш-методом) [10, 24]. Импульсный ИАГ:Nd-лазер ( $\lambda = 1.06$  мкм,  $\tau_p = 8$  нс) индуцирует на поверхности образца тепловую волну, пробегающую сквозь образец. Время распространения тепловой волны до второй грани образца определяется по временному ходу интенсивности ИК излучения, измеряемого с тыльной стороны образца HgCdTe-приемником с временным разрешением 300 нс. Между образцом и приемником располагается металлический волновод для максимального сбора теплового излучения. Поверхностное поглощение прозрачного образца обеспечивается напылением тонкого слоя Ti на облучаемую сторону. Такой же слой наносится на обратную сторону для увеличения отдачи теплового излучения. Изменение температуры образца в ходе измерения невелико, порядка 1–3 °C, поэтому получаемые теплофизические данные можно отнести к комнатной температуре.

### 3. Результаты и обсуждение

#### 3.1. Оптические свойства

На рис.3 показаны спектры пропускания ( $T_{IR}$ ) в ИК области и поглощения ( $\alpha^*$ ) в видимой области образцов А и В. Край собственного поглощения в алмазе лежит в УФ области (0.225 мкм). Вблизи  $\lambda = 5$  мкм (2000 см<sup>-1</sup>) присутствует полоса собственного (двухфононного) решеточного поглощения. Поглощение света в видимом диапазоне в образце А обусловлено одиночными атомами примесного азота, находящимися в алмазной решетке в позиции замещения. Концентрация парамагнит-

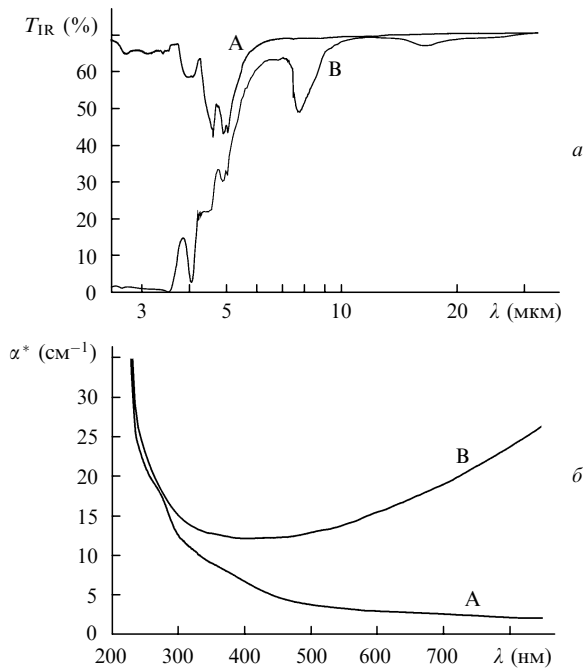


Рис.3. Спектры пропускания в ИК области (а) и оптического поглощения в УФ–видимой области (б) алмазных образцов А и В.

ного азота в образце А, определенная из оптических спектров в УФ области по методике [25], составила  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Парамагнитный азот в таких небольших концентрациях непосредственно не влияет на теплопроводность [26], однако в алмазе, выращенном из газовой фазы, он может индуцировать структурные дефекты [25], более существенно влияющие на теплоперенос. Отметим, что помимо поглощения на примесях и дефектах дополнительный вклад в спектры  $\alpha^*$  вносят потери, обусловленные рассеянием света на поверхности и в объеме алмазной пленки. Концентрация примесного связанного водорода, найденная по интенсивности полосы поглощения С–Н колебаний в области 3.33–3.57 мкм ( $2800\text{--}3000 \text{ см}^{-1}$ ), составляет около  $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Содержание водорода может служить качественным индикатором степени дефектности алмаза, поскольку считается, что водород декорирует эти дефекты [11, 25].

Согласно общепринятой классификации алмазов, легированный бором образец В относится к алмазам типа Пв, которые обладают полупроводниковыми свойствами, обусловленными наличием акцепторной примеси. В области решеточного поглощения для алмазов типа Пв характерны полосы поглощения с максимумами на  $\lambda = 4.07 \text{ мкм}$  ( $2460 \text{ см}^{-1}$ ),  $3.56 \text{ мкм}$  ( $2810 \text{ см}^{-1}$ ) и  $3.41 \text{ мкм}$  ( $2936 \text{ см}^{-1}$ ) (рис.3,а). Дополнительно в области однофотонных переходов регистрируется полоса с максимумом на  $\lambda = 7.75 \text{ мкм}$  ( $1290 \text{ см}^{-1}$ ), также обусловленная наличием в образце нескомпенсированной акцепторной примеси бора. Поглощение, связанное с акцепторными переходами между основным и возбужденными состояниями бора-акцептора накладывается на двух- и трехфотонное поглощение кристаллической решеткой, а при энергии фотонов более  $0.37 \text{ эВ}$  ( $3.35 \text{ мкм}$ ) наблюдается непрерывное бесструктурное поглощение, вызванное фотоионизацией акцепторов. Коротковолновая часть этого поглощения простирается до видимой части спектра и обеспечивает легированным бором алмазам характерный голубой цвет (рис.3,б). Концентрация нескомпенсированных

акцепторов, определенная из ИК спектров по известным соотношениям [27] между интенсивностями характерных полос поглощения, равна  $6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

### 3.2. Тангенциальная теплопроводность

Зависимости температуропроводности  $D_{\parallel}$  и теплопроводности  $k_{\parallel}$  CVD-алмазов от температуры, полученные методом ДР, приведены на рис.4. Параметры измерений для образца А: период решетки  $A = 78.5 \text{ мкм}$ , длина волны возбуждения  $\lambda = 266 \text{ нм}$ , для образца В:  $A = 131 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 1064 \text{ нм}$ . При комнатной температуре  $D_{\parallel} = 8.4$  и  $10.1 \text{ см}^2/\text{с}$  для образцов А и В соответственно с ростом температуры до  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  эти значения уменьшаются более чем в 3 раза. Флуктуации  $D_{\parallel}$  по площади образцов не превышали 10–15%. Вследствие малости оптического поглощения в образцах на длинах волн возбуждения тепловые решетки формировались почти однородно по глубине, так что найденные значения  $D_{\parallel}$  можно считать усредненными по толщине.

Теплопроводность находилась из соотношения  $k_{\perp} = D_{\parallel} \rho C$ , где  $\rho = 3.515 \text{ г/см}^3$  и  $C$  – плотность и удельная теплоемкость алмаза. В силу высокой дебаевской температуры алмаза  $\Theta = 1860 \text{ К}$  теплоемкость значительно, примерно вдвое, меняется в рассматриваемом интервале температур. Данные по температурной зависимости  $C(T)$  были взяты из работ по монокристаллам алмаза [26, 28], поскольку, как показано в [29], плотность и теплоемкость для CVD-алмаза совпадают с погрешностью 1% с таковыми для природных монокристаллов. При комнатной температуре  $k_{\parallel} = 14.5$  и  $17.8 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$  для образцов А и В соответственно.

Для природных полупроводниковых алмазов, которые встречаются крайне редко, имеются лишь немногочисленные данные по теплопроводности при температуре выше комнатной. Коллекция из 18 образцов голубых природных монокристаллов была исследована в работе [30]. Теплопроводность этих алмазов, относящихся к типу Пв, почти не отличалась от таковой для безазотных кристаллов типа Па и составляла  $18.4\text{--}20.2 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$  при температуре  $T = 320 \text{ К}$  и  $11.4\text{--}13.5 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$  при  $T = 450 \text{ К}$ . Снижение теплопроводности с увеличением температуры обусловлено ростом частоты фонон-фо-

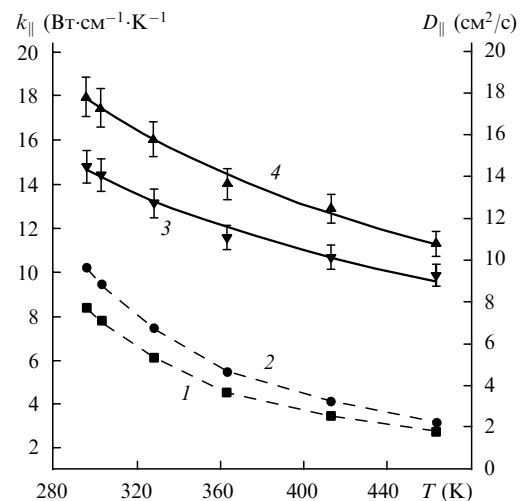


Рис.4. Температурные зависимости температуропроводности  $D_{\parallel}$  (1, 2) и теплопроводности  $k_{\parallel}$  (3, 4) образцов А (1, 3) и В (2, 4) CVD-алмазов. Аппроксимации степенной функцией  $k \sim T^{-n}$  показаны сплошными линиями.

нонных столкновений [26, 31], и при очень высоких  $T$  (порядка  $\Theta$ ), когда этот механизм рассеяния доминирует, следует ожидать зависимости  $k \sim T^{-1}$  [31] (температура выражена в кельвинах). Аппроксимируя экспериментальные кривые 3 и 4 на рис.4 степенной функцией  $k \sim T^{-n}$ , мы нашли, что в исследованном диапазоне температур  $n = 0.95 \pm 0.07$  (образец А) и  $1.03 \pm 0.05$  (образец В). Эти значения  $n$  находятся в согласии с измерениями Бургемейстера [30], определившего, что в интервале  $T = 320\text{--}450$  К для кристаллов типа Па  $n \approx 1.26$ , а для алмазов с более низкой теплопроводностью  $n$  уменьшается вплоть до  $\sim 0.6$ . Отметим, что для CVD-алмазов с высоким уровнем дефектности ( $k \sim 5$  Вт·см<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>) теплопроводность почти не меняется в диапазоне  $T = 293\text{--}393$  К [29].

### 3.3. Нормальная теплопроводность

Измеренные флэш-методом  $D_{\perp}$  и  $k_{\perp}$  оказались на 20 и 12 % выше  $D_{\parallel}$  и  $k_{\parallel}$  для образцов А и В соответственно (табл.1). Анизотропия порядка 10–20 % вполне типична для поликристаллических алмазных пленок [8, 15, 29], что связано с их колончатой текстурой, а также с тем, что примеси и дефекты концентрируются преимущественно вблизи границ зерен. Поскольку локальная теплопроводность увеличивается по мере удаления от нижней (контактирующей с подложкой) мелкозернистой стороны пленки [32], можно предположить, что в верхнем крупнозернистом слое, по крайней мере в образце В, локальные коэффициенты  $k_{\perp}$  превышают 20 Вт·см<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>. Таким образом, легированные бором CVD-алмазы приближаются по тепловым свойствам к природным полупроводниковым монокристаллам. По данным, которыми располагают авторы, измерения температуро- и теплопроводности CVD-алмазов такого типа проведены впервые.

Табл.1. Удельное сопротивление  $\rho_0$ , тангенциальная и нормальная температуропроводности  $D_{\parallel}$ ,  $D_{\perp}$  и теплопроводности  $k_{\parallel}$ ,  $k_{\perp}$  образцов алмаза А и В.

Образец	$\rho_0$ (Ом·см)	$D_{\parallel}$ (см <sup>2</sup> /с)	$D_{\perp}$ (см <sup>2</sup> /с)	$k_{\parallel}$ (Вт·см <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup> )	$k_{\perp}$ (Вт·см <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup> )
А	$10^{14}$	8.4	9.8	14.5	17.4
В	$10^3$	10.1	11.2	17.8	20.0

### 3.4. Нетепловая рефракция в алмазе, легированном бором

Интересные особенности обнаружены в кинетике дифракции для образца, легированного бором (рис.5), при сравнении возбуждения динамических решеток ИК (кривая 1) и УФ излучением (кривая 2). Кривая 2 содержит две компоненты: быструю, связанную с формированием тепловой решетки, и медленную, связанную, очевидно, с присутствием бора (для нелегированных образцов данный спектральный эффект не наблюдается). Обращает на себя внимание то, что компоненты соответствуют разным знакам наведенного показателя преломления. Об этом свидетельствует обращение в нуль интенсивности дифракции через 0.3 мкс после начала процесса. В этот момент вклад компонент в дифракцию одинаков (нуль по шкале интенсивности соответствует фону светорассеяния). Аналогичная картина наблюдалась ранее для синтетических монокристаллов алмаза

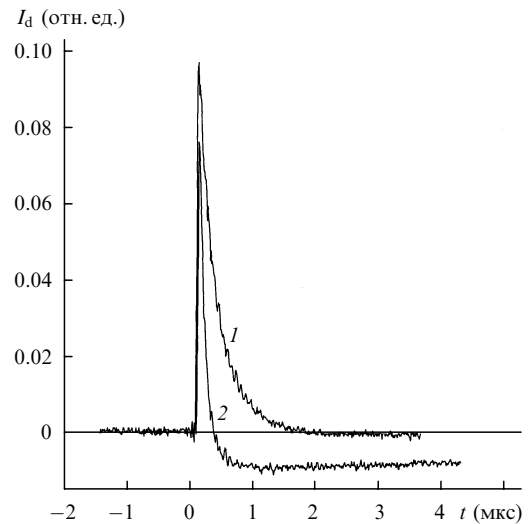


Рис.5. Кинетика интенсивности дифракции для полупроводникового образца В при возбуждении ДР на длине волны  $\lambda = 1064$  (1) и 266 нм (2),  $A = 131$  (1) и 77 мкм (2).

[33], где указанные выше компоненты имеют, однако, одинаковый знак.

Медленная кинетика дифракции на рис.5 наблюдается благодаря долгоживущей рефракции, наведенной в пленке УФ излучением. ИК излучение не обеспечивает возбуждения высоколежащих уровней, связанных с присутствием бора, и поэтому медленная компонента не наблюдается. В настоящее время проводятся дополнительные эксперименты по изучению природы обнаруженной долгоживущей рефракции.

## 4. Заключение

Методом импульсных ДР в интервале температур 25–200 °С измерены температурные зависимости температуропроводности и теплопроводности изолирующего и легированного бором поликристаллических алмазов, синтезированных в СВЧ разряде. Теплопроводность при комнатной температуре достигает 18–20 Вт·см<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>, приближаясь к теплопроводности наиболее совершенных монокристаллов. Из сравнения с данными, полученными флэш-методом, выявлена связанная с текстурой алмазной пленки анизотропия порядка 10–20 % коэффициента теплопроводности вдоль ( $k_{\parallel}$ ) и поперек ( $k_{\perp}$ ) поверхности пленки, причем  $k_{\perp} > k_{\parallel}$ . Обнаружен эффект долгоживущей рефракции на решетке, наведенной в полупроводниковом алмазе импульсами УФ излучения. Высокое качество, достигнутое в технологии синтеза CVD-алмаза, делает этот материал перспективным для изготовления эффективных теплоотводов для приборов микроэлектроники и лазерной техники.

Работа выполнена при поддержке Государственного Комитета по науке РБ (грант М-20-2001) и программы «Ведущие научные школы» РФ (грант № 00-15-96559).

1. Coe S.E., Sussmann R.S. *Diamond Relat. Mater.*, **9**, 1726 (2000).
2. Ральченко В.Г., Конов В.И., Власов И.И., Леонтьев И.А. *Труды VII Междунар. научно-технической конф. «Высокие технологии в промышленности России»* (М., 2001, с. 246).
3. Eden R.C. *Diamond Relat. Mater.*, **2**, 1051 (1993).
4. Кононенко В.В., Конов В.И., Пименов С.М., Прохоров А.М., Павельев В.С., Соيفер В.А. *Квантовая электроника*, **26**, 9 (1999).
5. Brierley C.J., Beck C.M., Kennedy G.R., Metcalfe J., Wheatley D.

- Diamond Relat. Mater.*, **8**, 1759 (1999).
6. Whitfield M.D., Lansley S.P., Gaudin O., McKeag R.D., Rivzi N., Jackman R.B. *Diamond Relat. Mater.*, **10**, 715 (2001).
  7. Гарин Б.М., Копнин А.Н., Паршин В.В., Ральченко В.Г., Чигряй Е.Е., Конов В.И., Мазур А.Б., Пархоменко М.П. *Письма в ЖТФ*, **25**, 85 (1999).
  8. Graebner J.E., Jin S., Kammlott G.W., Bacon B., Seibles L., Banholzer W. *J. Appl. Phys.*, **71**, 5353 (1992).
  9. Graebner J.E. *Diamond Films and Technology*, **3**, 77 (1993).
  10. Ralchenko V., Vlasov A., Vlasov I., Zubov B., Nikitin A., Khomich A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3484**, 214 (1997).
  11. Twitchen D.J., Pickles C.S.J., Coe S.E., Sussmann R.S., Hall C.E. *Diamond Relat. Mater.*, **10**, 731 (2001).
  12. Gorbachev V.V., Durasov V.M., Zezin R.B., Ivakin E.V., Rubanov A.S., Tatyana N.A. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **150**, 901 (1988).
  13. Горбачев В.В., Дурасов В.М., Зезин Р.Б., Ивакин Е.В., Рубанов А.С. *ИФЖ*, **56**, 754 (1989).
  14. Käding O.W., Skurk H., Maznev A.A., Matthias E. *Appl. Phys. A*, **61**, 253 (1995).
  15. Graebner J.E. *Rev. Sci. Instrum.*, **66**, 3903 (1995).
  16. Graebner J.E., Ralchenko V.G., Smolin A.A., Obraztsova E.D., Korotushenko K.G., Konov V.I. *Diamond Relat. Mater.*, **5**, 693 (1996).
  17. Eichler H.J., Gunter P., Pohl D.W. *Laser-induced dynamic gratings* (Berlin: Springer, 1986).
  18. Ивакин Е.В. *Оптич. ж.*, **67**, 27 (2000).
  19. Ralchenko V.G., Smolin A.A., Konov V.I., Sergeichev K.F., Sychov I.A., Vlasov I.I., Migulin V.V., Voronina S.V., Khomich A.V. *Diamond Relat. Mater.*, **6**, 417 (1997).
  20. Polyakov V.I., Rukovishnikov A.I., Rossukanyi N.M., Ralchenko V.G. *Diamond Relat. Mater.*, **10**, 593 (2001).
  21. Ивакин Е.В., Бен В.Н., Лазарук А.М. Патент РФ № 2010221 (1992).
  22. Pohl D.W. *IBM J. Res. Develop.*, **23**, 604 (1979).
  23. Nagasaka Y. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 1156 (1988).
  24. Vlasov A., Ralchenko V., Gordeev S., Zakharov D., Vlasov I., Belobrov P. *Diamond Relat. Mater.*, **9**, 1104 (2000).
  25. Nistor S.V., Stefan M., Ralchenko V., Khomich A., Schoemaker D. *J. Appl. Phys.*, **87**, 8741 (2000).
  26. Nepsha V.I. In: *Handbook of industrial diamonds and diamond films* (N.Y.: Marcel Dekker, 1997, p.169).
  27. Chrenko R.M. *Phys. Rev. B*, **7**, 4560 (1973).
  28. Victor A.C. *J. Chem. Phys.*, **36**, 1903 (1962).
  29. Graebner J.E. *Diamond Relat. Mater.*, **5**, 1366 (1996).
  30. Burgemeister E.A. *Physica B*, **93**, 165 (1978).
  31. Berman R. In: *The properties of diamond* (London: Acad. Press, 1979, p.3).
  32. Graebner J.E., Jin S., Kammlott G.W., Herb J.A., Gardiner C.F. *Nature*, **359**, 401 (1992).
  33. Filippov V.V., Ivakin E.V., Lapchuk N.M., Rubanov A.S., Firsov S.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4358**, 148 (2001).

## ПОПРАВКА

Д.В.Зеленин, Р.А.Карле, В.Н.Петровский, Е.Д.Проценко. Стабильная двухчастотная генерация Nd<sup>3+</sup>: YAG-лазера с фазоанизотропным резонатором при внутрирезонаторной ГВГ в режиме управления частотами излучения («Квантовая электроника», 2002, т.32, № 1, с.5–10).

На стр.6 в формуле (6) допущена опечатка: в квадратных скобках вместо «... + sin<sup>2</sup> cos ...» следует читать «... + sin<sup>2</sup> θ cos ...».