

19,09

## Кинетика и динамика двулучепреломления, индуцированного тепловым потоком в стекле, в изображении модуляционной поляриметрии

© И.Е. Матяш, И.А. Минайлова, О.Н. Мищук, Б.К. Сердега

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,  
Киев, Украина

E-mail: bserdega@isp.kiev.ua

(Поступила Редакцию 10 сентября 2012 г.)

Методом модуляционной поляриметрии в образце-пластинке кварцевого стекла измерено двулучепреломление, индуцированное термонапряжением при незначительном температурном перепаде. Получено распределение величины напряжений вдоль и поперек направления теплового потока в определенные моменты времени, а также его зависимость от времени в определенных координатах потока. Графическим интегрированием экспериментальных характеристик решена обратная задача нестационарной термоупругости, результаты которой имеют вид температурных зависимостей, изменяющихся во времени и пространстве. Обнаружено, что динамика точки максимальной кривизны температурной функции  $T(t)$  является характеристикой теплового фронта в процессе установления теплового потока. Показано, что характеристики релаксации термонапряжения и температуры содержат информацию о свойствах системы нагреватель—образец—окружающий воздух.

### 1. Введение

Общеизвестно, что тепловой поток в твердом теле, сопровождаемый в общем случае неоднородным температурным полем, индуцирует возникновение внутренних механических напряжений. Несмотря на давнюю историю изучения этого явления проблема термоупругости, состоящей из динамической и стационарной („замороженной“) частей, привлекает пристальное внимание исследователей. Это обстоятельство обусловлено тем, что комбинации множеств теплопроводящих сред, разных механизмов теплопереноса и условий относительно линейности коэффициентов в ее уравнениях порождают новое множество связанных с термоупругостью эффектов в физике твердого тела и их практических приложений. Поэтому интерес к исследованию внутренних механических напряжений, сопровождающих теплоперенос, не ослабевает, о чем свидетельствует существование почти 20 методов, используемых для их детектирования [1]. По всей видимости, каждому из них свойственна некоторая ограниченность обнаружительной и информационной способности, что диктует необходимость поиска новых эффектов и создания на их основе методов, удовлетворяющих запросам физиков и конструкторов.

С этой точки зрения оптико-поляризационный метод исследования напряжений, основанный на фотоупругом эффекте, вряд ли можно считать новым. О его популярности в физике и механике твердого деформируемого тела свидетельствует ряд монографий, далеко неполный перечень которых приведен в ссылках [2–5]. Примерно такой же степенью новизны обладает вариант этого эффекта, называемый термофотоупругим [6]. Суть эффекта состоит в возникновении двойного лучепреломле-

ния в изотропном веществе в условиях неоднородного температурного поля, которое, индуцируя направленное механическое напряжение, создает анизотропию диэлектрических свойств. Однако его распространение в задачах исследования термоупругости ограничивается только отдельными приложениями. Возможной причиной этого являются недостаточные для обнаружения абсолютные значения двулучепреломления, возникающего в условиях небольших перепадов температуры и соответствующего напряжения.

Действительно, как показано в ряде работ [7,8], для получения в образце условия полуволновой фазовой пластинки как меры механического напряжения в обычном оптико-поляризационном методе требуются градиенты, а следовательно, и большие перепады температур на концах образца. В этих условиях не только коэффициент теплопроводности, но и другие параметры вещества становятся функцией координаты и времени. По этому поводу в [9] отмечается, что сочетание повышенных температур и напряжений приводит к необратимому изменению свойств исследуемых образцов.

Однако избавиться от этого ограничения можно, если традиционную методику модифицировать с помощью применения модуляции поляризации (МП) электромагнитного излучения. Как следует из [10], техника МП на несколько порядков увеличивает обнаружительную способность регистрирующих систем и диапазон измеряемой величины и, как следствие, информационную продуктивность метода. Справедливости ради отметим, что совмещение непрерывной модуляции излучения с методикой регистрации быстротекущих явлений в принципе возможно [11], но сопряжено с определенными сложностями. Тем не менее при соблюдении соответ-

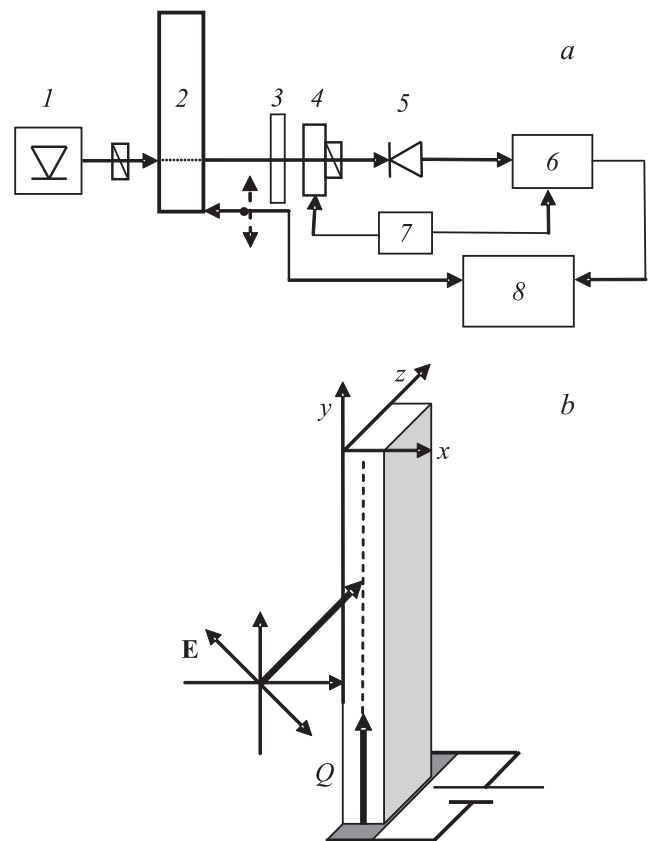
ствующей иерархии характеристических времен, участвующих в протекающем процессе измерения, модифицированный оптико-поляризационный метод применим для исследования объектов, обладающих, согласно [12], „медленной собственной динамикой“. Большие перепады температур в образцах, которые необходимы для проявления термофотоупругого эффекта в традиционном исполнении, оказываются не только необязательными, но и препятствующими достоверности результатов исследований при использовании МП. Поэтому целью настоящей работы является прежде всего определение обнаружительной способности метода МП в задачах термоупругости при исследовании динамических особенностей термофотоупругого эффекта. При этом требует выяснения вопрос о степени влияния температуры на величины коэффициентов, участвующих в процессе исследования, когда имеется незначительный перепад температур на концах образца.

## 2. Методика модуляционной поляриметрии и эксперимент

Суть модификации классической методики состоит в том, что оптико-поляризационная схема, состоящая из двух скрещенных линейных поляризаторов, дополнена модулятором поляризации электромагнитного излучения. Необходимость этого диктуется двумя обстоятельствами. Первое заключается в том, что присутствующая по разным причинам в излучении неполяризованная компонента является помехой при измерении поляризационно-зависимых эффектов. Не связанная с ними неполяризованная компонента играет ограничивающую роль в их обнаружении, производимом, как правило, техникой модуляции интенсивности. В случае же модуляции поляризации происходит периодическое изменение ее состояния при неизменной интенсивности излучения. В результате этого возникает связанная исключительно с поляризованным излучением переменная компонента сигнала, которая селективным регистрирующим устройством отделяется от общего сигнала и может быть усилена на порядок.

Для изложения второго обстоятельства необходимо определиться с термином „состояние поляризации“. Для этого воспользуемся понятием, базирующимся на использовании вектора Стокса  $\mathbf{S} = [IQUV]$  [13]. В соответствии с ним эллиптически поляризованное в общем случае излучение состоит из двух линейно поляризованных ( $Q$ ,  $U$ ) и одной циркулярно поляризованной ( $V$ ) компонент в общепринятом обозначении [14], которые определяют общую интенсивность  $I$  с помощью выражения  $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ .

Второе обстоятельство, связанное с применением МП, в свою очередь распадается на два, обусловленных местом размещения модулятора в оптической системе. Так, расположение модулятора поляризации перед образцом используется для исследования амплитудной



**Рис. 1.** Оптичная схема (а) и геометрия опыта (б). 1 — лазерный диод, 2 — образец, 3 — компенсационная фазовая пластинка, 4 — модулятор поляризации, 5 — фотодетектор, 6 — lock-in-нанольтметр, 7 — блок питания модулятора, 8 — ПК.  $\mathbf{E}$  — электрическое поле волны.

анизотропии в схемах отражения [15] или пропускания [16]. Если же модулятор размещен за образцом, то он совместно с присоединенным линейным поляризатором играет роль динамического анализатора состояния поляризации излучения, прошедшего образец. Именно по этому варианту построена оптическая схема, используемая в настоящей работе (рис. 1, а). В этом случае линейно поляризованное излучение в исходном  $U$ -состоянии при распространении сквозь анизотропный объект преобразуется в общем случае в эллиптически поляризованное. Интенсивность  $V$ -компоненты в его составе имеет вид  $I_V \approx \sin \varphi \sin(\omega t)$  [17]. Здесь  $\omega$  — частота модуляции,  $\varphi$  — разность фаз ортогональных линейных компонент излучения, которая в координатах рис. 1, б определяется соотношением  $\varphi = \varphi_x - \varphi_y = (2\pi/\lambda)d(n_x - n_y)$  [18],  $n_x$ ,  $n_y$  — показатели преломления материала образца, зависящие от величины и знака деформации в направлении соответствующих осей,  $d$  — толщина образца. Отсюда следует, что при малых величинах фазовой задержки (условие  $\varphi < 1$  выполняется в данном эксперименте) регистрируемый сигнал от прошедшего излучения, выражающийся ин-

тенсивностью  $V$ -компоненты, является линейной мерой внутреннего механического напряжения.

В связи с меньшим по сравнению с газовыми лазерами амплитудным шумом источником излучения служил полупроводниковый лазер с длиной волны  $\lambda = 650 \text{ nm}$ . Роль линейного поляризатора на пути выходящего из него излучения состоит в его „очистке“ от практически всегда присутствующей циркулярной компоненты. Ось поляризатора и, следовательно, направление поля волны лазера  $\mathbf{E}$  должны составлять такой угол относительно осей эллипсоида волновых нормалей [18] исследуемого объекта, при котором линейно поляризованное излучение наиболее эффективно преобразуется в циркулярное. Этот угол по условиям фазовой пластинки определяется равенством  $E_x = E_y$  ортогональных компонент и составляет величину  $45^\circ$  относительно оптической оси образца. Поскольку направление градиента температуры (теплого потока  $Q$ ) определяет ориентацию оптической оси образца, азимут электрического поля  $\mathbf{E}$  волны в исходном состоянии уместно по отмеченным соображениям устанавливать относительно координат образца согласно рис. 1, *b*.

Модулятор поляризации представляет собой динамическую фазовую пластинку [19], в которой оптическая анизотропия создается знакопеременной деформацией, возникающей под действием усилия сжатия-растяжения от присоединенной к ней пластинки-резонатора из кристаллического кварца. Функционирование модулятора в роли элемента, который управляет состоянием поляризации, рассмотрено подробно ранее в [17]. Там же показано, что сигнал фотодетектора от эллиптически поляризованного в общем случае излучения содержит линейную и циркулярную составляющие, которые генерируют переменные сигналы фотодетектора на частоте резонатора и удвоенной частоте соответственно.

Образец представлял собой пластинку размером  $l_x \times l_y \times l_z = 1 \times 5 \times 2 \text{ cm}$ , вырезанную из заготовки кварцевого стекла, предназначенного для изготовления оптических изделий. Основанием для выбора материала служили три равноценных обстоятельства: сравнительно малое значение коэффициента теплопроводности, обеспечивающее условие медленной динамики напряжения; оптическая и механическая однородность образца; единство природы теплопередачи в используемом веществе. Образец изготавливался стандартными для получения оптических изделий методами (резка, шлифовка, полировка) с применением на последнем этапе операции отжига для снятия поверхностного натяжения. Режим отжига был следующим: выдержка при  $500^\circ\text{C}$  в течение 3 h и охлаждение вместе с печью. Выбор минимального размера образца  $l_x$  обоснован необходимостью получения теплового фронта в геометрии, близкой к плоскости, параллельной зондирующему образцу лазерному лучу. Образец торцом устанавливался на ситалловую подложку с никелевой пленкой-резистором на ее поверхности, игравшей роль источника тепла. Площадь резистора несколько превышала размер торца пластинки

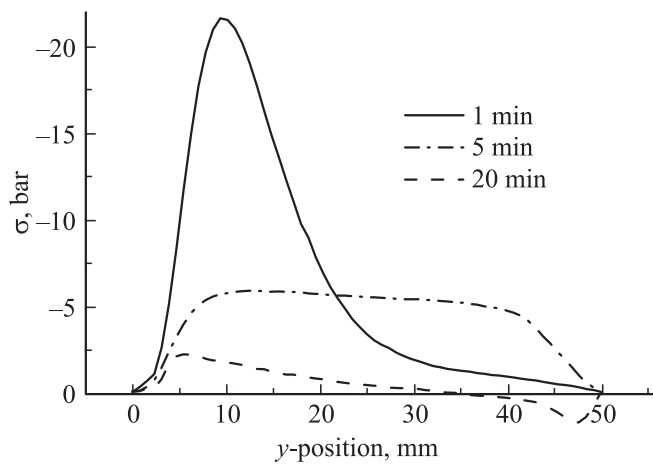
для устройства на ней медных контактов, которыми она подключалась к источнику постоянного тока. С помощью изменения электропитания резистора устанавливалась мощность источника тепла не более 1 W в стационарном режиме. Тепловой контакт образца на резисторе осуществлялся с помощью теплопроводной пасты, что позволяло зафиксировать его положение и исключить появление в нем напряжений от условий крепления. Сканирование образца зондирующим лучом происходило последовательно вдоль каждой из осей с помощью устройства перемещения, управляемого шаговым двигателем. Сигнал фотодетектора измерялся lock-in-нанольтметром, в котором величина постоянной интегрирования синхродетектора устанавливалась с учетом динамики, свойственной тепловому процессу. Так, в случае слабо изменяющегося параметра ее значение могло быть увеличено до 3 s. Если же требовалось сканировать зондирующим лучом распределение напряжения в образце, эта величина устанавливалась на уровне 0.1 s, а критерием пригодности служило воспроизведение результатов при вариации постоянной интегрирования.

Чувствительность измерительной системы к механическим напряжениям определялась путем сравнения сигнала от излучения, прошедшего стандартную четвертьволновую пластинку, и сигнала для эквивалентного образца, подвергнутого контролируемому одноосному сжимающему усилию. Как и следовало ожидать, в нашем случае надежно выполняется условие  $\varphi \ll 1$ , что дает основания для применения соотношения  $I_V \approx \varphi$  в диапазоне измеряемой величины, который охватывает три порядка при использовании современной стандартной аппаратуры.

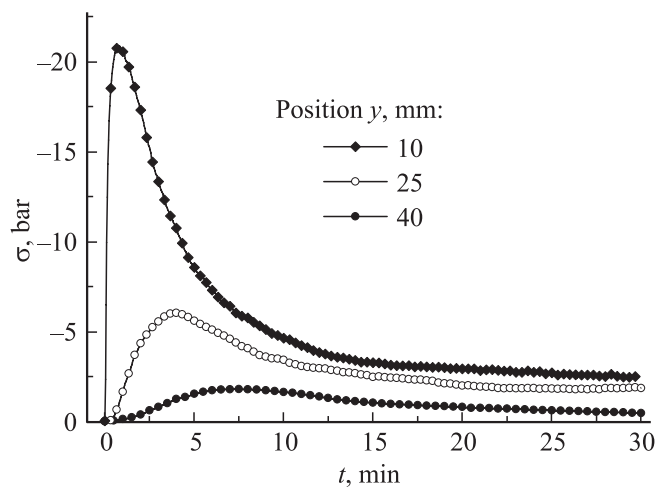
Измерялась величина  $I_V$  в трех вариантах: 1) как функция  $y$ -координаты образца вдоль направления теплового потока в характерные моменты времени его распространения; 2) как функция времени в определенных точках той же координаты; 3) как функция  $x$ - и  $z$ -координат при определенном значении  $y$ -координаты. В качестве вспомогательных проводились измерения  $T(t)$  и  $T(y)$  с применением тепловизора и полупроводникового датчика для сравнения с результатами, полученными с помощью измерений двулучепреломления. Все измерения проводились на воздухе при 300 K, атмосферном давлении и естественной конвекции. В связи с этим приходилось предпринимать меры по устранению нестабильности воздушных потоков конвективного происхождения в пространстве около образца, являвшихся источником низкочастотных флуктуаций измеряемого сигнала.

### 3. Результаты измерений

Из результатов измерения прежде всего следует, что все реальные вещества в конденсированном состоянии неоднородны и вследствие этого им свойственна диэлектрическая анизотропия, нижний предел величины



**Рис. 2.** Распределение напряжения  $\sigma(y)$  в образце, индуцированного тепловым потоком из нагревателя мощностью 1 W, в разные моменты времени.



**Рис. 3.** Кинетика величины  $\sigma(t)$  в некоторых точках  $y$ -координаты зондирующего луча.

которой определяется обнаружительной способностью измерительных устройств. В нашем случае неоднородность образца и связанная с ней оптическая анизотропия оказались на два порядка выше обнаружительной способности измерительной системы. Несмотря на то что отжиг по аналогии с химическим травлением практически устраняет поверхностное натяжение и сглаживает внутренние неоднородности, сигнал от остаточного напряжения в образце составлял величину, на два порядка превышающую уровень шума. С учетом этого величины напряжений  $\sigma$ , индуцированных тепловым потоком, определялись как разности соответствующих кривых в условиях нагрева и без него на том основании, что в пределах закона Гука компоненты величин от различных источников являются линейной суперпозицией. Полученные результаты измерения по варианту 1 представлены на рис. 2 в виде координатных зависимостей величины анизотропии в образце. Откалиброванные в

значениях одноосного механического напряжения эти зависимости зарегистрированы при наличии теплового потока через 1, 5 и 20 min после включения источника тепла. В контрольном опыте установлено, что отрицательный знак напряжения отвечает деформации сжатия в  $y$ -направлении, а противоположные знаки в распределении вдоль образца связаны с различающейся на  $90^\circ$  ориентацией оптической индикатрисы, что равносильно смене знака разности  $(n_x - n_y)$ .

Результаты измерения по варианту 2 представлены на рис. 3 в виде зависимостей от времени величины механического напряжения (анизотропии), индуцированного тепловым потоком вдоль  $y$ -координаты в трех фиксированных точках. Обратим внимание на то, что для всех зависимостей отправной точкой является начало координат, а не значение остаточного напряжения, произвольно зависящее от  $y$ -координаты. Это достигнуто с помощью дополнительной фазовой пластинки, которая приданием ей соответствующего азимута компенсирует начальный сигнал. Такая процедура, не искажающая результат измерений, позволяет отобразить в деталях динамику процесса теплопереноса в начале нагрева. Как оказалось, эта динамика не лишена парадокса в том смысле, что напряжение возникает в любой точке образца вдоль  $y$ -оси практически одновременно с включением нагревателя. Достоверность полученного результата с точки зрения имеющегося соотношения величины сигнал—шум не вызывает сомнения, а природа его происхождения будет рассмотрена в дальнейшем.

#### 4. Обсуждение результатов

При анализе полученных результатов следует учесть прежде всего тот факт, что амплитуды приведенных зависимостей на рис. 2–5 определяются соотношением  $\text{div}(\text{grad } T) \approx \sigma(y)$ . Это означает, что индуцированная неоднородным градиентом температуры деформация упругого твердого тела описывается уравнением Пуассона, которое в системе наших координат имеет вид [20]

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} = -\frac{\sigma}{\eta}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{u}$  — потенциал, связанный с координатной функцией температуры (энергии Ферми, химического потенциала),  $\sigma$  — нормальная компонента механического напряжения относительно одной из координат,  $1/\eta$  — коэффициент пропорциональности. В веществе сложного состава, например в полупроводниковом легированном кристалле, роль потенциала  $\mathbf{u}$ , генерирующего внутреннее механическое напряжение, выполняет в общем случае величина энергии запрещенной зоны. В этом случае напряжение, индуцированное пространственной неоднородностью состава или его дефектной структурой, называют „замороженной“ термоупругостью [21].

Экспериментальные кривые, представленные на рис. 2, являются функциями, пропорциональными

правой части уравнения (1). Аналогичный результат может быть получен при решении прямой задачи нестационарной термоупругости, заключающейся в нахождении такой функции  $T(y)$ , вторая производная которой соответствовала бы результату измерения механического напряжения. Для этого нужно решить задачу нестационарной термоупругости с конкретными граничными условиями, которые имеют место в нашем эксперименте. Однако в условиях неопределенности свойств теплопередачи на поверхностях образца нахождение такой функции представляется не только проблематичным, но и сомнительным.

Намного проще получить эту функцию двойной операцией графического интегрирования экспериментальных зависимостей, обеспечив определенность интеграла соответствующими условиями. Первое из них заключается в установлении величины постоянной составляющей температурной функции, которая определяется разностью значений температуры на концах образца и теряется при дифференцировании. Второе условие состоит в установлении связи абсолютных величин второй производной функции  $T(y)$  и функции  $\sigma(y)$ . Оба условия удовлетворяются при проведении дополнительных разовых измерений, играющих роль граничных условий при интегрировании дифференциальных уравнений.

На рис. 4 показан результат такой обработки кривой, соответствующей 1 min на рис. 2, в виде функции  $\Delta T(y)$ , представляющей величину превышения текущей температурой значения на холодном конце образца. Единственным подгоночным параметром была величина постоянной составляющей, добавленная к результату первого интегрирования, а критерием истинности служит совпадение рассчитанных и измеренных значений температуры на концах образца. Для сравнения приведена аналогичная функция, полученная при измерении температуры миниатюрным полупроводниковым датчиком при перемещении его по  $y$ - $x$ -поверхности пластинки. Качественное согласие характеристик, которое является весьма удовлетворительным, можно рассматривать только с точки зрения близости их монотонности, потому что каждая из них относится к разным по сути объектам — объему и поверхности, температуры которых по разным причинам могут различаться на единицы градусов. По этой причине вопрос об истинности абсолютных значений кривых в данном случае не рассматривается, тем более что данные измерений с помощью тепловизора, согласуясь в тенденции, дают существенно различающиеся значения амплитуды.

Поперечное распределение  $\sigma(z)$  (рис. 5) отличается от продольного тем, что обладает сравнимыми по величине амплитудами противоположных знаков. При этом знак напряжения в средней части образца совпадает с таковым для распределения  $\sigma(y)$ , что естественно, так как при одинаковых параметрах пространства и времени должны совпадать и амплитуды. Что же касается наличия напряжения „положительного“ знака, то, во-первых, его происхождение является реакцией

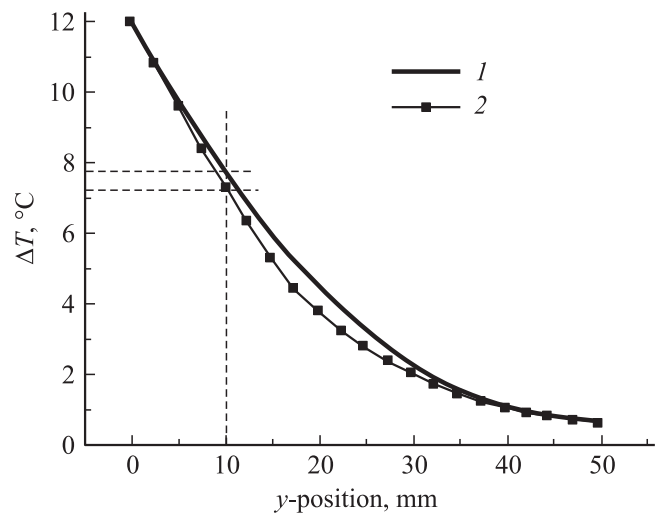


Рис. 4. Распределение  $\Delta T(y)$ , полученное двойным интегрированием функции  $\sigma(y)$ , показанной на рис. 2 (1), и измерением на  $y$ - $x$ -поверхности при  $t = 1$  min (2).

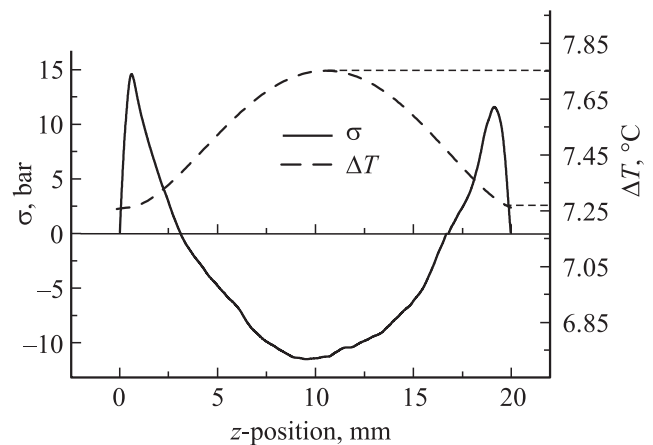
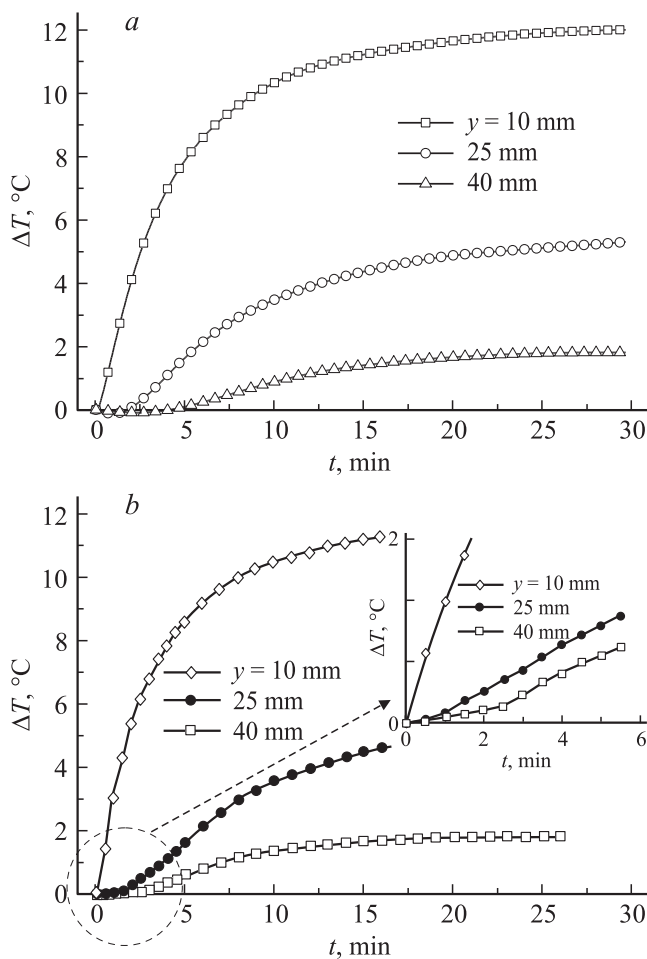


Рис. 5. Распределение  $\Delta T(z)$ , полученное двойным интегрированием экспериментальной функции  $\sigma(z)$  при  $y = 1$  cm.

упругой среды в приповерхностной области на напряжение „отрицательного“ знака в объеме, а во-вторых, компонента теплового потока, нормальная к поверхности, создает температурную функцию с кривизной противоположного знака относительно объема (штриховая кривая на рис. 5). Эта функция, как и приведенная на рис. 4, также получена двойным интегрированием  $\sigma(z)$  с той разницей, что в силу геометрической симметрии условий опыта разность температур определялась не концами образца, а значениями на поверхности и в объеме. Последнее определялось по  $\sigma(y)$  при  $y = 1$  cm в месте зондирования поперечного распределения (рис. 4). В итоге интервалы, показанные штриховыми отметками на оси ординат рис. 4 и правой шкале рис. 5, становятся одинаковыми. Отметим, что распределение  $\sigma(x)$  (не представлено) отличается от приведенного на рис. 5 в основном величиной координаты сканирования.





**Рис. 6.** Кинетика  $\Delta T(t)$  в трех точках  $y$ -координаты. Кривые получены интегрированием функций  $\sigma(t)$ , показанных на рис. 3, *a*, и при измерении термодатчиком на  $z$ -поверхности (*b*). На вставке — кинетика  $\Delta T$  в начальный момент времени.

Для интерпретации результатов рис. 3 воспользуемся тем обстоятельством, что левые части выражения (1) и уравнения, описывающего процесс теплопроводности

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2)$$

равны. Если в (1) потенциал  $u$  выразить через температуру  $T(y)$ , то с учетом отмеченного обстоятельства, приравняв правые части уравнений, получим выражение

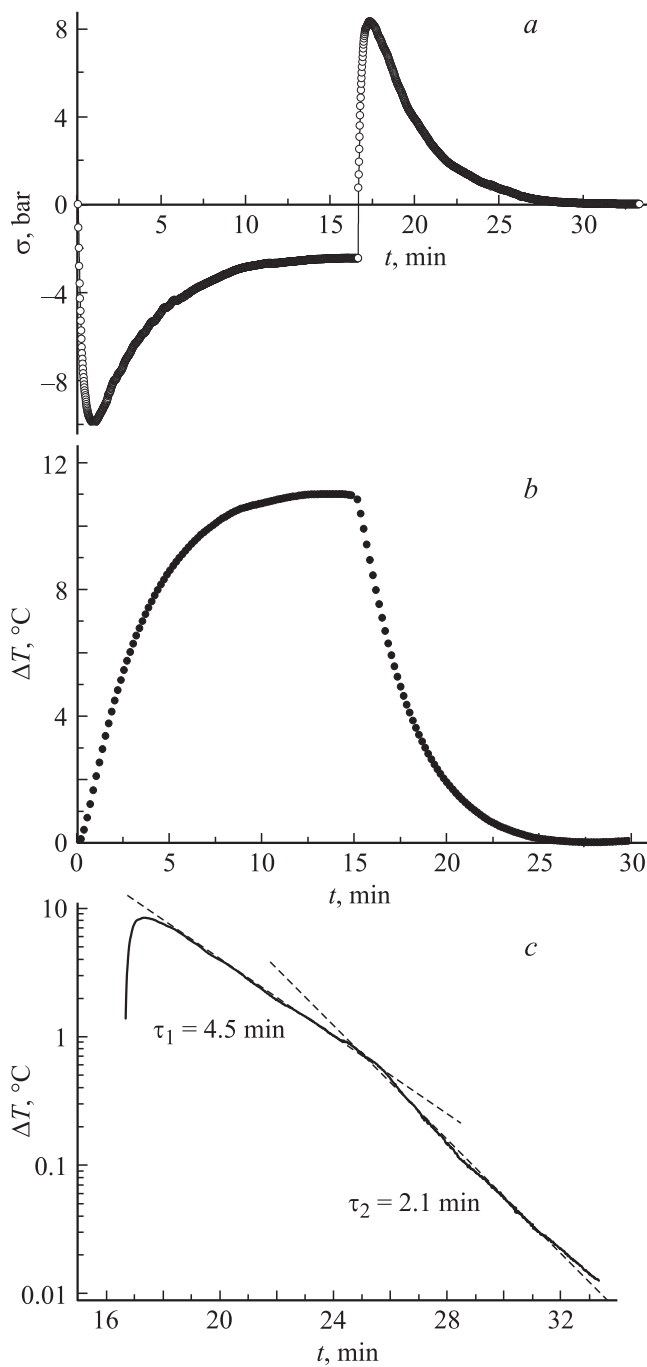
$$\frac{\partial T}{\partial t} = k\sigma, \quad (3)$$

где  $k$  — коэффициент пропорциональности. Из (3) следует, что интегрированием функции  $\sigma(t)$  можно получить функцию  $\Delta T(t)$  при условии придания интегралу свойства определенного. Это условие состоит в подборе постоянной составляющей для экспериментальной функции такой величины, с учетом которой результат интегрирования приобретает вид монотонной функции, соответствующей реальной ситуации. Полученный результат обработки трех кривых, показанных на рис. 3,

приведен на рис. 6, *a*. На рис. 6, *b* для сравнения приведены зависимости  $\Delta T(t)$ , полученные при использовании полупроводникового микротермометра в тех же условиях; на вставке в увеличенном виде показана кинетика  $\Delta T$  на начальном этапе. На фоне качественного согласия в тенденциях для трех пар кривых наблюдается расхождение, причиной которого может быть, как минимум, два обстоятельства. Первое состоит в том, что в уравнении (2) следует учитывать компоненту, связанную с диссипацией тепловой энергии, природа которой обусловлена конвективными и радиационными потерями. Второе обстоятельство заключается не столько в качестве отображения микротермометром поверхностной температуры, сколько в реальном отличии ее величины от объемного значения.

Отметим, что природа экстремумов в каждой из кривых рис. 3 отражает, согласно уравнению (1), локализацию максимальной кривизны зависимости  $T(y)$ , наблюдаемую при соответствующих координатах образца ( $y = 1, 2.5, 4$  см). Поскольку все три функции  $\Delta T(t)$  по условиям эксперимента являются монотонными, в этом случае координата единственного экстремума может служить признаком теплового фронта, а информация о его динамике может быть получена из зависимостей  $y_{\sigma \max}(t)$ . Действительно, между положениями экстремумов на шкале времени и значениями  $y$ -координат, при которых регистрируется зависимость  $\sigma(t)_{\max}$ , имеет место линейная связь. Таким образом, о скорости теплового потока можно судить по величине коэффициента наклона линейной зависимости  $y_{\sigma \max}(t)$ . Кроме того, наличие отмеченной линейной связи дает основание для вывода о независимости коэффициента теплопроводности, а также и всех остальных коэффициентов, участвующих в процессе, от температуры в пределах используемого интервала.

Приведенные результаты относятся к процессу установления стационарного теплового потока в сторону нагревания образца. В связи с этим встает вопрос об обратимости температурной зависимости и симметрии пространственных и временных характеристик оптической анизотропии (напряжения) в обратном направлении. Для ответа на него было проведено измерение динамики механического напряжения в определенной координате  $y = 2$  см на протяжении полного цикла нагрева-охлаждения. Результат измерения показан на рис. 7, *a*. Из него следует, что характеристики нагрева (отрицательный знак) и охлаждения при наложении одной на другую с применением операций инверсии и трансляции совпадают с точностью до погрешности. Симметрия функций  $\sigma(t)$  в процессах нагрева-охлаждения (рис. 7, *a*) приводит также к симметрии температурных зависимостей (рис. 7, *b*), полученных согласно изложенной выше процедуре. При анализе одной из них, а именно характеристики процесса охлаждения, оказалось, что она представляет собой определенную степенную функцию. Есть основания для предположения, что величина показателя ее степени может содержать информацию



**Рис. 7.** Кинетика  $\sigma(t)$  в точке  $y = 2 \text{ см}$  в цикле нагрев-охлаждение (а), кинетика  $\Delta T(t)$  в том же цикле, полученная двойным интегрированием функции  $\sigma(t)$ , показанной на части а (b), и кинетика  $\Delta T(t)$  (охлаждение, см. часть b) в полулогарифмических координатах (с).

об опыте: форме образца, условиях теплоотвода и т.д. Установление чувствительности показателя степени к условиям опыта представляется задачей отдельного исследования.

Исходная кривая, характеризующая процесс охлаждения, также оказалась не простой зависимостью, о чем свидетельствуют данные рис. 7, с. Как видно, этот про-

цесс описывается двумя экспонентами с существенно различающимися характеристическими временами ( $\tau_1$  и  $\tau_2$ ). Однако проблем с их интерпретацией не возникает, если учесть, что рассматривается система, состоящая из нагревателя, образца и воздушной среды в качестве холодильника.

И наконец, обсудим вопрос об участии в теплопереносе радиационной составляющей. Весомым признаком ее присутствия является появление сигнала в дальних от источника тепла точках в направлении градиента температуры практически одновременно с включением нагревателя, о чем уже упоминалось. Особенно показательной в этом смысле является зависимость  $\sigma(t)_{y=40}$  (вставка на рис. 6, b), на которой линейный участок роста механического напряжения однозначно связан с увеличением температуры нагревательного резистора. Кроме того, проявлению радиационной природы теплопереноса в данном случае способствуют близкие по диапазону длин волн спектры излучения нагревателя и спектры поглощения стекла, хотя источником радиации может служить более нагретая часть образца. Выяснение обстоятельств, связанных с обнаруженным феноменом, заслуживает отдельного рассмотрения.

## 5. Заключение

Экспериментально с применением поляризационной модуляции в оптико-поляризационном методе в структуре нагреватель–образец–пластинка из кварцевого стекла–воздух измерены механические напряжения, индуцированные во времени и пространстве тепловым потоком. Модифицирование традиционного метода модуляцией поляризации привело к изменению его разрешающей способности относительно величины термоупругости, что позволило ограничиться для ее регистрации перепадом температур в единицы градусов. Показано, что экстремум зависимости механического напряжения  $\sigma(t)$  может служить признаком теплового фронта, а информация о его динамике может быть получена из пространственно-временных зависимостей экстремума  $y_{\sigma \max}(t)$ . С помощью функций  $\sigma(y, t)$ , измеренных в определенные моменты времени и в определенных координатах в направлении потока тепла, графическим интегрированием получены зависимости  $\Delta T(y, t)$ , которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Анализ кинетики первичной кривой  $\sigma(t)$  и полученной из нее графическим интегрированием зависимости  $\Delta T(t)$  позволяет извлечь из соответствующих характеристик информацию о таких параметрах процесса теплопереноса, как время релаксации и коэффициент теплоотвода.

Тот факт, что релаксационные характеристики напряжения с высокой степенью точности аппроксимируются экспоненциальными функциями, однозначно свидетельствует о пренебрежимой зависимости коэффициентов вещества (оптических, эластоупругих, теплопроводности) от температуры в используемом диапазоне, а высокая воспроизводимость результатов измерения при мно-

гократных термических циклах указывает на отсутствие структурных превращений в образце.

Повышенная обнаружительная способность измерительной системы продемонстрирована на примере выявления в образце компоненты теплопереноса радиационной природы, источником которой может быть как внешний нагреватель, так и сам образец.

Процедура интегрирования экспериментальных функций, используемая в работе для решения обратной задачи термоупругости, избавляет от погрешностей, которые возникают при дифференцировании соответствующих экспериментальных функций, получаемых при решении прямой задачи.

## Список литературы

- [1] К.Л. Мурачиков. ЖТФ **69**, 7, 59 (1999).
- [2] М. Фрохт. Фотоупругость / Пер. с англ. под ред. Н.И. Пригоровского. ОГИЗ, М. (1948). Т. 1. 432 с.
- [3] А.Я. Александров, М.Х. Ахметзянов. Поляризационно-оптические методы механики деформируемого тела. Наука, М. (1973). 356 с.
- [4] Т. Нарасимхамурти. Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов. Мир, М. (1984). 624 с.
- [5] В.П. Нетребко. Фотоупругость анизотропных тел. Изд-во МГУ, М. (1988). 116 с.
- [6] F.E. Newman. *Abb. Akad. Wiss.* (1841). P. 2.
- [7] В.И. Савченко. Поляризационный оптический метод и его применение к исследованию тепловых напряжений и деформаций. Наук. думка, Киев (1976). 178 с.
- [8] В.Г. Савченко. Пробл. прочности **2**, 33 (1982).
- [9] Л.К. Андрианова, И.И. Афанасьев, А.А. Демченко, А.А. Дунаев, В.В. Логинова. ЖТФ **62**, 8, 102 (1992).
- [10] В.К. Serdega, Ye.F. Venger, Ye.V. Nikitenko. *Semicond. Phys., Quant. Electron. Opt.* **2**, 1, 153 (1999).
- [11] В.К. Калевич, В.Г. Флейшер, В.Г. Кульков. ПТЭ **1**, 188 (1978).
- [12] Я.А. Фофанов, И.В. Плешаков, И.М. Соколов. Научное приборостроение **20**, 2, 3 (2010).
- [13] M. Born, E. Wolf. *Principles of optics*. Cambridge University Press, Cambridge (1968). 952 p.
- [14] А. Джерард, Дж.М. Берч. Введение в матричную оптику. Мир, М. (1978). 342 с.
- [15] Л.И. Бережинский, Е.Ф. Венгер, И.Е. Матяш, А.В. Саченко, Б.К. Сердега. ФТП **39**, 10, 1164 (2005).
- [16] Е.Ф. Венгер, И.Е. Матяш, Б.К. Сердега. ФТП **37**, 10, 1188 (2003).
- [17] Е.В. Никитенко. Автореф. канд. дис. Ин-т физики полупроводников НАН Украины, Киев (2004). 19 с.
- [18] Г.С. Ландсберг. Оптика. ГИТЛ, М. (1957). 760 с.
- [19] S.N. Jasperson, S.E. Schnatterly. *Rev. Sci. Instrum.* **40**, 6, 761 (1969).
- [20] Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Мир, М. (1986). Т. 5. С. 242.
- [21] А.Д. Коваленко. Введение в термоупругость. Наук. думка, Киев (1965). 263 с.