

07;10;12

## Визуализация излучения мощного терагерцового лазера на свободных электронах с помощью термочувствительного интерферометра

© Н.А. Винокуров, Б.А. Князев, Г.Н. Кулипанов, А.Н. Матвеевко, В.М. Попик,  
В.С. Черкасский, М.А. Щеглов

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,  
Новосибирский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: knyazev@inp.nsk.su

(Поступило в Редакцию 23 августа 2006 г.)

Для визуализации мощного терагерцового излучения использован термочувствительный интерферометр на основе плоскопараллельной стеклянной пластинки. Плоский волновой фронт видимого излучения полупроводникового лазера отражается от двух поверхностей пластинки и формирует на экране интерференционную картину, которая записывается цифровой видеокамерой. Измеряемое терагерцовое излучение падает на внешнюю поверхность пластинки и нагревает тонкий поверхностный слой, что приводит к сдвигу интерференционных полос. Для стекла К8 сдвиг на одну полосу соответствует поглощенной энергии  $5.1 \text{ J/cm}^2$ . Проблема определения знака сдвига фазы была решена путем сопоставления интерферограмм с изображениями, полученными с помощью тепловизора, чувствительного к ближнему ИК-излучению. Обработка интерферограмм позволила определить распределение плотности мощности по сечению пучка Новосибирского лазера на свободных электронах. Абсолютное значение мощности пучка, определенное интегрированием по сечению, в данных измерениях составляло  $65 \pm 7 \text{ W}$  при длине волны  $130 \mu\text{m}$ . Продемонстрирована визуализация сложного изображения с пространственным разрешением не хуже  $1 \text{ mm}$  и частотой кадров  $25 \text{ Hz}$ .

PACS: 07.57.-c, 42.30.Va, 42.25.Hz

### Введение

Появление в последние годы источников излучения в диапазоне  $1\text{--}10 \text{ THz}$  (что соответствует длинам волн от  $30$  до  $300 \mu\text{m}$ ) вызвало интерес к регистрации изображений в этой спектральной области [1]. Энергия фотонов составляет в этом диапазоне  $24\text{--}2.4 \text{ meV}$ , т.е. излучение является „не ионизирующим“, а значит, „индивидуальная“ регистрация фотонов требует использования весьма изощренных методов (см., например, [2]), которые вряд ли могут стать стандартными. При столь малой энергии фотонов взаимодействие излучения с веществом в большинстве случаев хорошо описывается классической теорией электромагнитных волн, поэтому излучение этого спектрального диапазона обычно регистрируется и визуализируется методами, характерными не для „электроники“, а для „фотоники“: болометрами, фотопроводящими антеннами, нелинейными оптическими кристаллами.

До недавнего времени все источники терагерцового излучения как широкополосные, так и монохроматические, имели крайне низкую среднюю мощность (хотя импульсная мощность могла быть достаточно высокой), вследствие чего для визуализации изображений требуется либо сканирование образца сфокусированным пучком терагерцового излучения, либо длительная экспозиция. Детальное описание существующих сегодня разнообразных методов записи изображений дано в обзоре [1].

Запущенный два года назад в Новосибирске терагерцовый лазер на свободных электронах [3] генерирует излучение со средней мощностью до  $400 \text{ W}$ , что превышает мощность всех существующих в этом диапазоне источников на  $4\text{--}5$  порядков величины. Столь высокая мощность позволяет использовать совершенно иные, чем прежде, методы визуализации терагерцового излучения.

В данной работе описан интерферометр видимого диапазона на основе плоскопараллельной стеклянной пластинки, позволяющей за счет термооптического эффекта визуализировать потоки излучений, для которых пластинка непрозрачна, а также измерять абсолютные значения распределения плотности мощности излучения.

### Экспериментальная установка

Устройство новосибирского лазера на свободных электронах (далее — ЛСЭ) было описано в [3]. Излучение лазера выходит через восьмимиллиметровое отверстие в выходном зеркале резонатора и с помощью системы зеркал передается по тринадцатиметровому оптическому каналу из радиационно опасного зала в зал рабочих станций. Для исключения поглощения излучения парами воды оптический канал заполняется сухим азотом и отделяется на выходе от атмосферы полиэтиленовой или

полипропиленовой пленкой. Эксперименты, описанные ниже, проводились при средней мощности излучения до 100 W. Лазер генерирует непрерывную последовательность импульсов длительностью порядка 50 ps, следующих с частотой 5.6 МГц. Длина волны излучения может плавно перестраиваться от 120 до 235  $\mu\text{m}$ .

Экспериментальное оборудование размещалось на оптическом столе, установленном на выходе оптического канала. Характерная длина оптического пути в воздухе в разных экспериментах составляла 50–100 см, поэтому на некоторых длинах волн часть излучения могла поглощаться парами воды, спектр поглощения которых в интересующем нас диапазоне можно найти, например, в [4]. В качестве вспомогательного средства визуализации терагерцового излучения мы использовали термограф СВИТ [5], разработанный в Институте физики полупроводников СО РАН. Он чувствителен к излучению в диапазоне 2.6–3.0  $\mu\text{m}$  и позволяет записывать тепловое изображение в виде фильма с частотой кадров 25 Hz. Нагрев пластинки терагерцовым излучением приводит к излучению ее поверхности в ближнем ИК-диапазоне, которое проецируется охлаждаемым до азотной температуры объективом на InAs-матрицу термографа. Поверхностное распределение температуры записывается в файл размером 128  $\times$  128 пикселей. Зная температуру поверхности, в принципе, можно, решив обратную задачу теплопроводности [6,7], восстановить распределение абсолютной плотности мощности излучения, однако этот способ из-за его сложности не является достаточно надежным. Разрешающая способность термографа вследствие относительно малого числа элементов матрицы и достаточно большой поперечной теплопроводности экрана оставляет желать лучшего. Временное разрешение при термографировании определяется временем тепловой релаксации и составляет по порядку величины одну-две секунды. Термограф, однако, очень удобен для трассировки и мониторинга терагерцового излучения и в описываемых экспериментах использовался нами в качестве дополнительного средства наблюдения, а также для определения знака сдвига фазы при обработке интерферограмм (см. далее).

Для регистрации абсолютного распределения плотности мощности терагерцового излучения был изготовлен „термочувствительный интерферометр“ (ТЧИ). Его прототипом является интерферометр, использовавшийся для регистрации тепловых потоков на стенку в газодинамических экспериментах [8]. Схема интерферометра, принцип действия которого аналогичен интерферометру Физо [9], приведена на рис. 1. Исследуемое терагерцовое излучение поглощается в плоскопараллельной пластинке из стекла К8 от оптической скамьи ОСК-2ЦЛ диаметром 146 и толщиной 20 mm. На пластинку под небольшим углом падает плоская электромагнитная волна, сформированная одномодовым полупроводниковым лазером ( $\lambda = 665 \text{ nm}$ ) и полутораметровым объективом от оптической скамьи. Отразившись от передней и

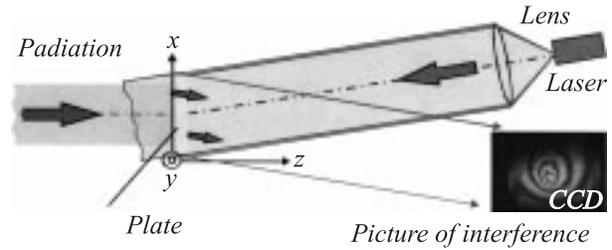


Рис. 1. Схема термочувствительности интерферометра.

задней поверхностей стеклянной пластинки, две волны образуют на экране интерференционную картину.

Интерферограммы регистрировались цифровой видеокамерой Sony CDR-TRV230E с частотой кадров 25 Hz, которая определяла временное разрешение. Поскольку стекло непрозрачно в области 2.8–3.0  $\mu\text{m}$ , велась одновременно запись изображения поля „температуры“ поверхности стекла термографом.

## Принцип работы термочувствительного интерферометра

Если плоский волновой фронт от пробного лазера падает под некоторым углом  $\theta$  по отношению к плоскопараллельной стеклянной пластинке толщиной  $L$ , то отраженные от передней и задней поверхностей пластинки лучи имеют разность хода

$$\varphi_0 = \frac{2\pi nL}{\lambda_0} A + \pi, \quad (1)$$

где  $n$  — показатель преломления пластинки,  $\lambda_0$  — длина волны пробного лазера, а

$$A = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{n^2}}. \quad (2)$$

Плоскостность использованной нами пластинки по паспортным данным составляет  $0.5 \lambda$ , поэтому в отсутствие термооптических искажений „нулевое поле“ не полностью однородно.

Найдем (см. [8]) изменение оптической разности хода для луча пробного лазера при произвольном изменении температуры пластинки вдоль луча. Примем при расчетах угол падения пробного излучения равным нулю:  $\theta = 0$ . В дальнейшем результат расчетов можно легко скорректировать, введя в соответствующие выражения поправочный множитель

$$\xi = \frac{n}{n^2 - \sin^2 \theta}, \quad (3)$$

учитывающий увеличение длины пути в нагретом поверхностном слое пластинки. Будем считать, что время экспонирования пластинки терагерцовым излучением

достаточно мало, так что за время измерения прогревается достаточно тонкий поверхностный слой стекла. Это позволяет обеспечить хорошее пространственное разрешение и пренебречь поперечными тепловыми потоками.

Будем обозначать пространственное дифференцирование символом  $d$ , а временное —  $\delta$ . При двукратном прохождении пластинки оптическая разность хода, приобретаемая пробным излучением на участке  $dl$ , где дифференциал связан с элементарным материальным слоем пластинки, равна

$$dS(t) = 2n(T(l, t))dl. \quad (4)$$

Ее изменение за время  $\delta t$  равно

$$\delta[dS(t)] = \frac{dS(t + \delta t) - dS(t)}{\delta t} \delta T = \frac{\partial dS(t)}{\partial T} \delta T. \quad (5)$$

Подставив сюда (4) и продифференцировав, получим с точностью до бесконечно малых величин второго порядка

$$\delta[dS(t)] \approx 2(\beta + \alpha n) \delta T(t) dl, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — коэффициент линейного расширения стекла, а  $\beta = \partial n / \partial T$ . Интегрируя (6) по всему пути и умножая числитель и знаменатель на  $\rho c_p \lambda_0 \delta t$ , получим

$$\frac{\delta S}{\lambda_0 \delta t} = \frac{\delta N}{\delta t} = \frac{2(\beta + \alpha n)}{\lambda_0 c_p \rho} \int_L \frac{\delta q(l) dl}{\delta t}. \quad (7)$$

Здесь  $\delta N$  — сдвиг интерференционных полос в данной точке поверхности пластинки (некоторое рациональное число) за время  $\delta t$ ,  $\rho$  и  $c_p$  — удельные плотность и теплоемкость стекла,  $\delta q$  — локальное приращение тепловой энергии в расчете на единицу объема, а интеграл представляет собой поток энергии измеряемого излучения  $Q(x, y)$ , поглощенного пластиной. Видно, что

$$Q(x, y) = \frac{\delta N}{\delta t} K, \quad (8)$$

где величина

$$K = \frac{\lambda_0 \rho c_p}{2(\beta + \alpha n)} \quad (9)$$

зависит только от характеристик вещества пластинки и в интервале температур, в котором  $\alpha$  и  $\beta$  мало меняются, является константой. Очевидно, что чем меньше величина  $K$ , тем более чувствительна система.

Выражения (8) и (9) свидетельствуют, что измерение сдвига интерференционных полос позволяет однозначно определить абсолютное значение плотности энергии, поглощенной пластиной за время  $\tau$ :

$$E_{in}(x, y) = \int_0^\tau Q(x, y) \delta t = \Delta N K. \quad (10)$$

Поскольку единственным параметром, характеризующим систему, является постоянная  $K$ , которая с высокой

точностью известна для многих прозрачных веществ (а при необходимости может быть без особого труда измерена), то термочувствительный интерферометр является абсолютным прибором, не требующим калибровки. Для определения плотности мощности падающего излучения необходимо лишь измеренное значение поглощенной энергии поделить на множитель  $(1-R)$ , где  $R$  — коэффициент отражения пластины интерферометра на данной длине волны.

Коэффициент линейного расширения  $\alpha$  всегда положителен для интересующих нас веществ, а коэффициент изменения показателя преломления с температурой (см., например, [10])

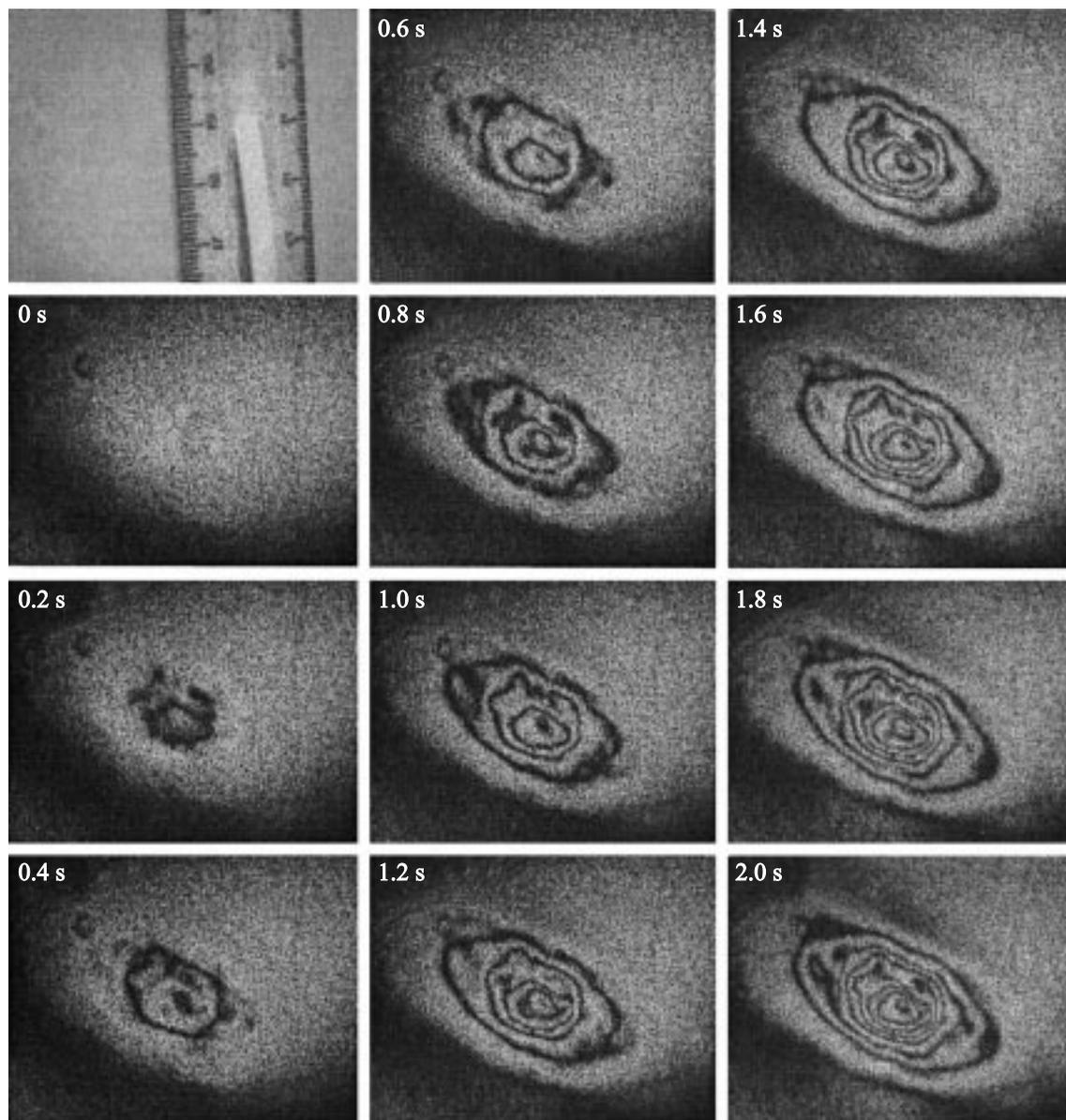
$$\beta \equiv \frac{dn}{dT} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} (\Phi - \alpha) \quad (11)$$

в зависимости от соотношения температурных коэффициентов поляризуемости  $\Phi$  и линейного расширения  $\alpha$  может быть как положительным, так и отрицательным. Согласно данным, приводимым в справочниках и на интернет-сайтах производителей оптического оборудования, величина  $\beta$  для стекол невелика и положительна, тогда как для пластиков и кристаллов она, как правило, отрицательна и весьма велика. При этом величина  $K$  может на порядок превышать значения, характерные для неорганических стекол, которые весьма однородны и легко обрабатываются, но с обработкой их поверхностей с оптическим качеством могут возникнуть проблемы. Кроме того, термические и термооптические параметры пластиков значительно варьируются для разных образцов одного и того же материала, что требует их предварительного измерения. Для стекол же данные весьма стабильны в пределах 2–3%. Для интересующей нас длины волны стекло К8 (зарубежный аналог — стекло ВК7) имеет коэффициент чувствительности  $K = 5.1 \pm 0.2 \text{ J/cm}^2$  на полосе (термические параметры взяты из справочника [11]). Приведенная точность является оценкой совокупного разброса данных из всех доступных источников.

В следующих разделах мы продемонстрируем возможности термочувствительного интерферометра для измерений в терагерцовом диапазоне на двух примерах: регистрация распределения плотности мощности в пучке терагерцового лазера (используя эти кадры, мы определим затем абсолютное значение мощности излучения) и визуализации изображения маски, перекрывающей пучок.

## Визуализация изображений и регистрация распределения плотности мощности терагерцового излучения

Измерения проводились на рабочей станции, расположенной непосредственно на выходе тринадцатиметрового транспортного канала. Перед входом на станцию пучок терагерцового ЛСЭ отражался под углом  $45^\circ$



**Рис. 2.** Изображения поперечного сечения лазерного пучка, полученные термооптическим интерферометром; время экспонирования кадра —  $1/25$  s, цифры указывают время с момента открытия затвора.

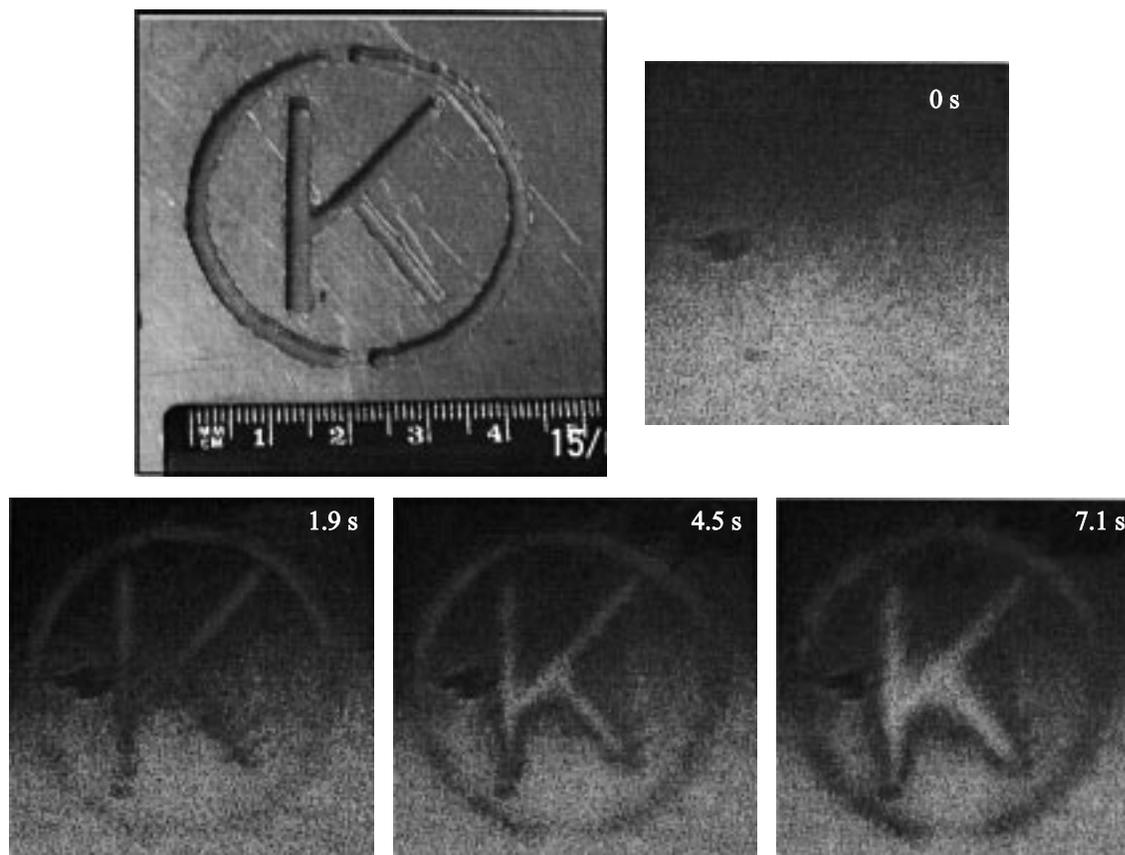
от сферического металлического зеркала с радиусом кривизны 250 см, образуя вследствие сферической аберрации два фокальных пятна с взаимно перпендикулярными эллиптическими сечениями, в первом из которых помещалась стеклянная пластинка.

Серия интерферограмм, записанная в течение двух секунд после открывания затвора, приведена на рис. 2. Интерференционная картина показывает, что распределение плотности мощности пучка имеет достаточно гладкую форму, в то же время на ее фоне имеются некоторые искажения, стабильно наблюдающиеся на всех интерферограммах. В дальнейшем мы обсудим вопрос, может ли эта структура отображать реально существующую неоднородность исследуемого излучения. Данные

количественной обработки результатов будут приведены ниже.

Используя интерферограммы, можно не только регистрировать широкие пучки, но и получать более сложные изображения. Примером тому может служить изображение маски (рис. 3), непосредственно за которой располагалась стеклянная пластинка интерферометра. Четыре кадра, снятые при небольшой интенсивности излучения в течение 7 s, показывают, что в течение, по крайней мере, 4 s поперечный тепловой поток в стекле не искажает сколько-нибудь существенно детали изображения шириной около 3 мм.

До сих пор нами игнорировалось то обстоятельство, что излучение лазера состоит из последовательности



**Рис. 3.** Изображение пучка терагерцового излучения, прошедшего через фигурное отверстие в алюминиевом экране (фотография которого показана вверху слева), записанное с помощью термочувствительного интерферометра; время, прошедшее с момента открывания затвора, указано на интерферограммах.

коротких и очень мощных импульсов, что может, в принципе, привести к ошибкам при измерениях. Обсуждению термодинамических процессов при импульсно-периодическом нагреве посвящен следующий раздел.

### Особенности регистрации импульсно-периодического излучения

Излучение лазера на свободных электронах представляет собой бесконечную последовательность импульсов очень короткой длительности ( $\tau \approx 50$  ps), разделенных большими интервалами ( $T = 1/f \approx 180$  ns) [3]. Следовательно, при средней мощности порядка 100 W импульсная мощность составляет примерно 350 kW. Если глубина поглощения стекла для терагерцового излучения очень мала, то прежде всего нужно убедиться, что в течение импульса энергия излучения не тратится на абляцию стекла и что температура не достигает значений, при которых тепловое излучение уносит значительную часть поглощенной энергии.

Сразу констатируем, что после экспонирования стеклянной пластинки терагерцовым излучением в течение длительного времени никаких видимых повреждений по-

верхности не наблюдается. Выполним простые оценки. Рассмотрим сначала наихудший случай, когда коэффициент поглощения излучения бесконечно велик. Тогда в течение импульса прогревается слой, определяемый коэффициентом диффузионного переноса энергии (температуропроводностью)  $a = \kappa/\rho c_p$ , где  $\kappa$  — теплопроводность, т.е. энергия поглощается в слое толщиной  $l_1 = (a\tau)^{1/2} \sim 5$  nm. Плотность энергии импульса при площади  $5$  cm<sup>2</sup> и средней мощности пучка 100 W равна  $E_1 = 1.8$  μJ/cm<sup>2</sup>, что соответствует повышению температуры этого слоя за импульс на  $\Delta T = E_1/l_1\rho c_p = 3.3$  K. Отсюда очевидно, что тепловым излучением с поверхности в течение микроимпульса можно пренебречь, а абляция полностью исключена. В промежутке между импульсами поглощенное тепло диффундирует на глубину  $l_2 = l_1(T/\tau)^{1/2} \approx 09.3$  μm, и избыточная температура поверхности падает в 50 раз. В следующих импульсах процесс будет повторяться, а толщина нагретого слоя и средняя (по нескольким микроимпульсам) температура будут возрастать.

Очевидно, что последующую диффузию тепла на интервале порядка секунд можно оценить, используя квазистационарное приближение, пренебрегая импульсным характером поступления энергии. За одну секунду

стекло прогреется на глубину  $l_3 = 0.77$  mm, а прирост средней температуры слоя составит 130 К. Точное решение задачи теплопроводности для наших условий (см. Приложение) дает значения, отличающиеся не более чем на 20%. Из оценок следует, что в течение первой секунды нагретый слой можно считать „одномерным“ в случае пучка достаточно больших поперечных размеров. Поскольку при широком и достаточно однородном пучке поперечные градиенты температуры в нагретом слое на несколько порядков меньше, чем продольные (по нормали к поверхности), то пространственное разрешение должно в течение этого времени составлять сотни микрон.

Видно, что даже описанный выше сценарий — худший по импульсным тепловым нагрузкам вариант — вполне приемлем. В действительности, измеренный нами [12] коэффициент поглощения по интенсивности стекла К8 в терагерцовом диапазоне равен  $K = 860 \pm 30$  cm<sup>-1</sup>. Отсюда следует, что глубина поглощения излучения одного микроимпульса составляет  $l_1^{\text{rad}} = 1/K = 12$  μm. Эта величина больше, чем  $l_1$  и  $l_2$ , т. е. приращение температуры нагреваемого (существенно большего) объема на порядки меньше, чем в случае поверхностного нагрева, и задача теплопроводности должна рассматриваться как задача с объемным источником тепла. Численное решение этой задачи (см. Приложение) показало, что на субсекундных и секундных временах наши рассуждения и оценки (в том числе и о пространственном разрешении) остаются правильными, так как  $l_1^{\text{rad}} \ll l_3$ .

Таким образом, расчеты, подтверждаемые экспериментами, показывают, что термочувствительный интерферометр может корректно измерять абсолютную энергию импульсно-периодического терагерцового излучения, поглощенного стеклянной пластинкой, и регистрировать изображения с пространственным разрешением в доли миллиметра при времени экспонирования до одной секунды. Для того чтобы определить абсолютное значение энергии падающего излучения, необходимо учесть потери энергии на тепловое излучение поверхности стекла и конвективное охлаждение, после чего поделить получившееся значение на множитель  $(1-R)$ , где  $R = 0.16$  — коэффициент отражения стекла в терагерцовом диапазоне, также измеренный в работе [12]. Поскольку тепловое излучение абсолютно черного тела при температуре порядка 420 К составляет всего 0.2 W/cm<sup>2</sup>, то для описываемого случая потери не превысят 1 W со всей площади нагрева. Конвективные потери тепла при этом будут равны примерно 0.5 W (см. Приложение).

## Абсолютные измерения мощности излучения терагерцового ЛСЭ

Анализ тепловых процессов в стеклянном экране, выполненный в предыдущем разделе, и хорошая воспроизводимость деталей интерферограмм на рис. 2 в тече-

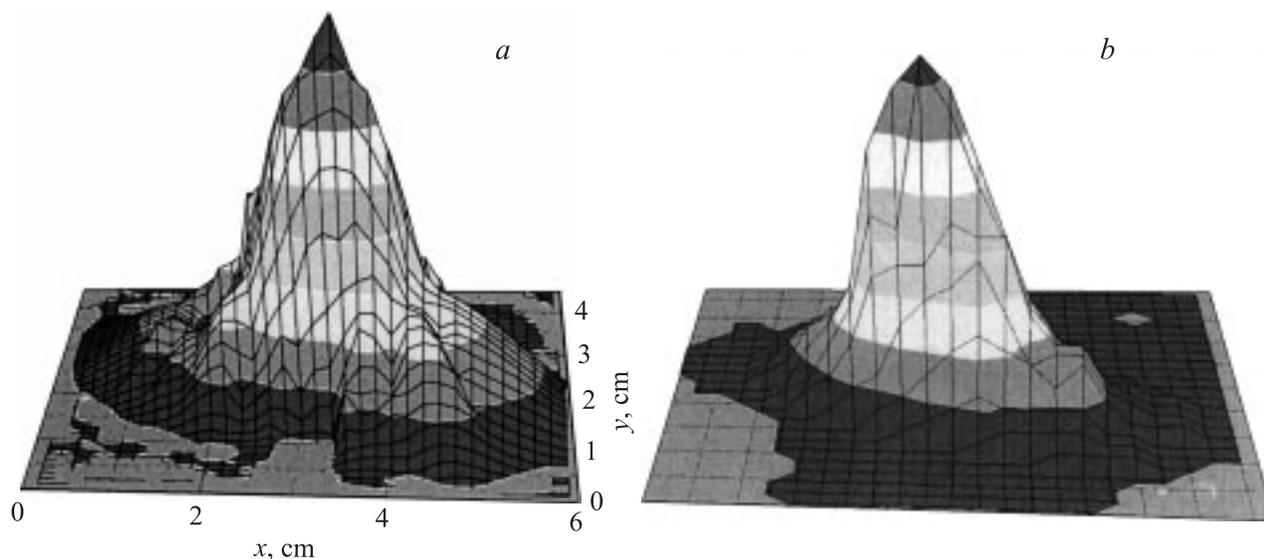
ние 2 s показывают, что термочувствительный интерферометр позволяет регистрировать с хорошим пространственным разрешением распределение плотности мощности в пучке терагерцового излучения. Известно, что основной проблемой при обработке интерферограмм является неоднозначность определения знака сдвига фазы. Одним из стандартных решений, возможным и в нашем случае, является одновременная запись интерферограмм на двух длинах волн. Мы, однако, использовали другой способ — одновременную запись изображения нагретого участка стекла термографом СВИТ, описанным ранее. Если температура растет вдоль некоторого направления, то набег фазы в интерферограмме считается положительным.

Частота записи изображения обоими приборами была равна 25 кадрам в секунду. Пучок терагерцового излучения был перекрыт затвором. Запись в термографе и видеокамере включалась непосредственно перед открытием затвора. Временная привязка осуществлялась по времени появления кадра с изображением, что обеспечивало точность привязки 1/25 s.

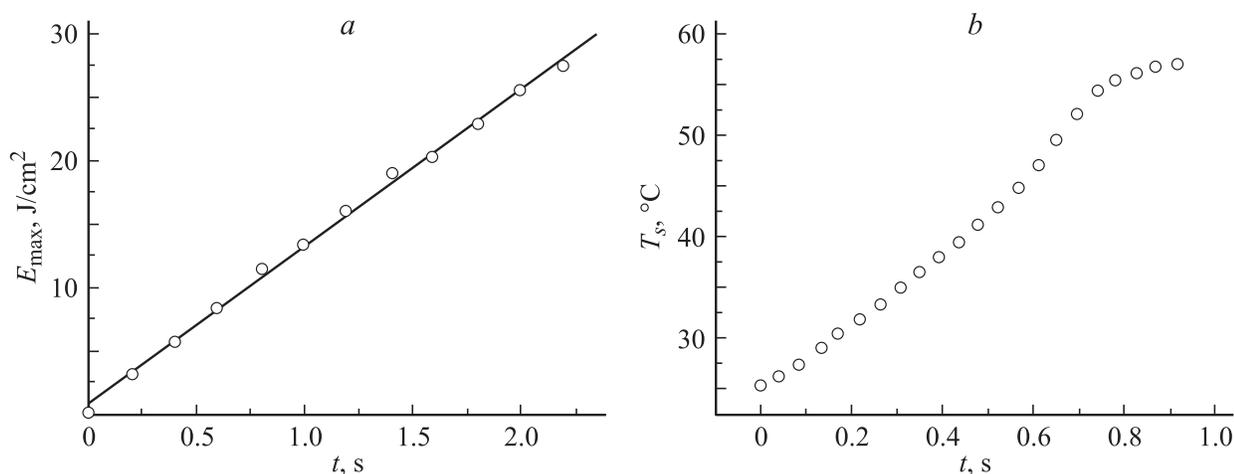
На рис. 4, а показано распределение плотности мощности пучка терагерцового излучения, поглощенного стеклянной пластинкой, расположенной в первом фокусе наклонного сферического зеркала. Распределение было восстановлено по интерферограмме, записанной в момент времени 1.6 s. Найденные значения были разделены на 0.84, чтобы учесть отраженную от поверхности стекла энергию пучка ЛСЭ. Все это время интерферометр работает в линейном режиме, что подтверждает рис. 5, а, из которого следует линейная зависимость плотности мощности излучения в максимуме распределения от времени для всего набора интерферограмм из рис. 2.

На рис. 4, б приведено распределение „температуры“ на поверхности стеклянной пластинки, зарегистрированное термографом. Диапазон измеряемых температур ограничивается сверху величиной примерно 330 К. До этого значения форма распределения температур очень близка к распределению, полученному из интерферограмм, что в целом позволило однозначно опеределить знак фазы в интерферограммах. Знак фазы в мелких деталях интерференционной картины не всегда мог быть правильно определен из-за низкого пространственного разрешения термографа, но это не могло внести сколько-нибудь значительной ошибки при вычислении полной энергии терагерцового пучка.

„Температура“ в максимуме распределения (рис. 5, б) растет со временем несколько быстрее, чем линейно, тогда как в случае абсолютно черного тела она должна расти как корень из времени. Это обстоятельство легко объяснимо тем, что в области чувствительности матрицы термографа (2.5–3 μm) стекло К8 еще достаточно прозрачно, и излучение испускается не только поверхностью, но и всем нагретым слоем [13]. Поскольку термограф рассчитан на измерение температуры тел с высокой степенью черноты, абсолютные значения шкалы



**Рис. 4.** *a* — Распределение плотности энергии, поглощенной в стеклянной пластинке, восстановленное из интерферограммы, записанной в момент  $t = 1.6$  s; *b* — распределение „температуры“ по поверхности стекла, записанное термографом в момент  $t = 0.22$  s.



**Рис. 5.** *a* — Рост плотности энергии терагерцового пучка в максимуме распределения после открытия затвора, измеренной термочувствительным интерферометром; *b* — измеренная термографом „температура“ нагретого слоя как функция времени.

оси ординат на рисунке имеют лишь справочный характер. Детальный анализ работы термографа со стеклом в качестве экрана будет опубликован отдельно. В нашем случае важно лишь качественно определить, соответствует ли сдвиг интерференционной полосы росту или уменьшению фазы волны.

Полная энергия в падающем на пластинку пучке терагерцового излучения была получена численным интегрированием по объему, ограничиваемому поверхностью (рис. 4, *a*). Результат интегрирования дает  $17.8/0.86 \text{ line/cm}^2$ . Умножив на  $K = 5.1 \text{ J/line}$ , получаем значение  $105 \text{ J}$  за  $1.6 \text{ s}$ . Потери на излучение и конвективное охлаждение, как было показано ранее, составляют

не более 1–2%. Отсюда заключаем, что в описываемых экспериментах мощность пучка терагерцового лазера на свободных электронах на выходе из транспортного канала, с учетом всех возможных погрешностей, составляла  $W = 65 \pm 7 \text{ W}$ .

## Обсуждение результатов

Результаты работы свидетельствуют о достаточно высокой надежности и точности абсолютных измерений термочувствительным интерферометром энергии и распределения плотности мощности в пучке терагерцово-

го излучения. Естественно, что область применимости интерферометра не ограничивается терагерцовым излучением, и он может быть использован для измерений мощности (энергии) любых излучений, для которых материал пластинки интерферометра непрозрачен, а также для регистрации корпускулярных потоков. Действительно, мы с успехом использовали термочувствительный интерферометр для измерения распределения плотности энергии в пучке эксимерного лазера. В этом случае термочувствительным элементом служила пластинка оргстекла. Как правило, пластмассы имеют почти на порядок большую, по сравнению со стеклом К8, чувствительность, что позволяет измерять на порядок более слабые потоки излучения.

Некоторым недостатком метода, в описанной здесь его реализации, является большое время тепловой релаксации массивной стеклянной пластины после однократного облучения. Повторное измерение можно проводить примерно после 10 min остывания. Решением проблемы может быть тонкая (1 mm или меньше) пластинка, которую можно интенсивно охлаждать с двух сторон после измерения, хотя в этом случае изгиб пластинки может вносить ошибку в измерения. Еще одним решением, если удастся справиться с оптическими неоднородностями потока, может быть жидкостный экран с протоком жидкости.

Дальнейшее развитие метода лежит на пути быстрого компьютерного восстановления распределения плотности мощности по записанной интерферограмме. Несмотря на многочисленные публикации в этом направлении авторам не удалось найти доступной программы, позволяющей численно оперативно обрабатывать интерферограмму, записанную ПЗС-матрицей. Основной трудностью является определение знака сдвига фазы, и создание такой программы было бы весьма полезным. Имеется, однако, возможность обойти данную проблему, если несколько преобразовать экспериментальную установку и вместо регистрации интерферограммы записывать теневую картину с ножом Фуко [14]. Если разделить пучок пробного лазера после прохождения стеклянной пластинки и линзы светоделителем и ввести в схему два взаимно перпендикулярных ножа Фуко, то двумя ПЗС-матрицами будут записаны величины  $\nabla_{x,y}(\int n(x,y)dz)$  по двум взаимно перпендикулярным осям. В этом случае численное восстановление распределения изменения оптической длины, а следовательно поглощенной пластинкой энергии, становится тривиальным.

Мы благодарим А.А. Павлова и В.М. Бойко, обративших наше внимание на возможность использования термочувствительного интерферометра, и В.В. Котенкова, В.В. Кубарева, Т.В. Саликову, С.С. Середнякова за обсуждения и помощь при проведении экспериментов.

Работа частично поддержана Интеграционными грантами СО РАН № 174/6 и № 22/6, а также грантом РНП.2.1.1.3846 Министерства образования и науки РФ.

## Приложение

### Численный и аналитический расчет режима нагрева и охлаждения пластины импульсно-периодическим излучением

Пусть длина поглощения излучения в веществе очень мала. Тогда до тех пор, пока глубина проникновения тепла в вещество значительно меньше, чем характерный размер вариаций удельной плотности мощности падающего излучения и толщины пластины, можно использовать одномерную модель распространения тепла в полубесконечной среде, на поверхности которой задан тепловой поток, изменяющийся во времени. Температура в среде в каждый момент времени  $T(z, t)$  описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (12)$$

где  $a = \chi / C_p \rho$  — коэффициент температуропроводности вещества.

Граничные и начальные условия имеют вид

$$T_x(0, t) = \varphi(t) = -\frac{P}{\chi} \psi(t), \quad (13)$$

$$T(z, 0) = 0. \quad (14)$$

Решение этой задачи при произвольной функции  $\varphi(t)$  имеет вид [15]:

$$T(z, t) = -\sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_0^t \frac{\varphi(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-\tau)}\right] d\tau. \quad (15)$$

Пусть функция источника  $\psi(t)$  имеет вид единичных прямоугольных импульсов длительностью  $t_1 = 50$  ps и интервалом между импульсами  $t_2 = 178.6$  ns. В интервале времени  $[A, B]$ , в течение которого  $\psi(t) = 1$ , функция  $\Phi(A, B, t)$  равна

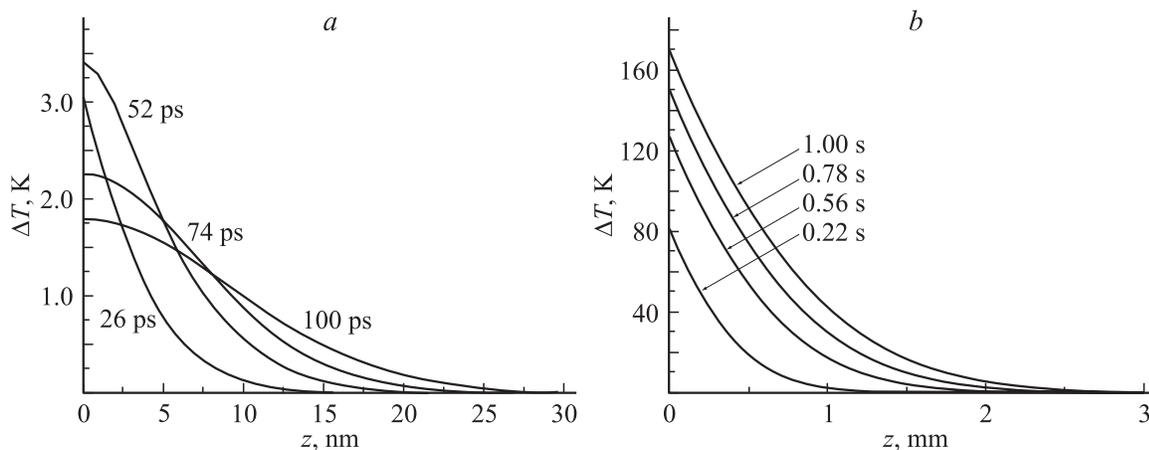
$$\begin{aligned} \Phi(A, B, t) &= \int_A^B \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-\tau)}\right] d\tau \\ &= \left\{ 2\sqrt{t-A} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-A)}\right] + \sqrt{\frac{\pi}{a}} z \operatorname{Erf}\left[\frac{z}{2\sqrt{a(t-A)}}\right] \right\} \\ &\quad - \left\{ 2\sqrt{t-B} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-B)}\right] + \sqrt{\frac{\pi}{a}} z \operatorname{Erf}\left[\frac{z}{2\sqrt{a(t-B)}}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Распределение температуры вдоль оси  $z$  в течение первого импульса ( $0 < t < t_1$ ) имеет вид

$$T(z, t) = \frac{P}{\chi} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \Phi(0, t, t). \quad (17)$$

К моменту окончания импульса

$$T(z, t_1) = \frac{P}{\chi} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \Phi(0, t_1, t_1). \quad (18)$$



**Рис. 6.** Вычисленное распределение температуры в нагретом слое в течение одного микроимпульса (а) и в субсекундном временном интервале (b).

В интервале между первым и вторым импульсами ( $t_1 < t < t_2$ )

$$T(z, t_1) = \frac{P}{\chi} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \Phi(0, t_1, t). \quad (19)$$

Для определения температуры в произвольный момент времени введем целую переменную  $N = [t/t_2]$  и остаток от деления  $\delta t = t - Nt_2$ , тогда решение можно записать в виде соответствующей суммы по импульсам и промежуткам. Подставим известные характеристики стекла К8 ( $\chi = 1.11 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ,  $\rho = 2.52 \text{ g}/\text{cm}^3$ ,  $C_p = 0.86 \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K})$ ). Примем для оценок поглощенную стеклом среднюю мощность терагерцового излучения  $P_0 = 100 \text{ W}$  при эффективной площади облучения  $S = 5 \text{ cm}^2$ . Динамика роста температуры поверхностного слоя показана на рис. 6, а. Видно, что полученные значения величины и глубины прогрева хорошо согласуются с простыми оценками, выполненными ранее.

Расчет нагрева стекла в течение 1 с показал (рис. 6, б), что характерная глубина прогрева составляет примерно 1 мм, а температура поверхности стекла возрастает на 170 К по сравнению с первоначальной. Средняя температура слоя возрастает на 118 К, что прекрасно согласуется со 120 К, полученными ранее путем простой оценки. Заметим, что для субсекундных времен численные расчеты динамики прогрева стекла в случае импульсно-периодического излучения и в случае непрерывного излучения той же средней мощности дают абсолютно идентичные результаты.

#### Охлаждение стенки за счет естественной конвекции

Коэффициент теплоотдачи при естественной конвекции около вертикальной стенки [16] вычисляется по формуле

$$\alpha = \alpha_0 \frac{0.508}{x\sqrt{2}} Gr^{1/4},$$

где  $Gr = (gx^3/\nu^2)(T_{st} - T_0/T_0)$  — критерий Грасгофа. Используя табличные значения для теплопроводности, плотности и вязкости воздуха ( $\alpha_0 = 0.034 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m})$ ,  $\rho_0 = 1.29 \text{ g}/\text{cm}^3$ ,  $\eta = 1.411 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{s}$ ) и принимая температуру стенки  $T_{st} = 430 \text{ K}$ , а температуру окружающего воздуха  $T_0 = 300 \text{ K}$ , получим  $\alpha = 8.302 \cdot 10^{-4} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K})$ . Тогда тепловой поток от стенки за счет естественной конвекции равен  $Q = 0.54 \text{ W}$ , при том что средняя мощность лазерного излучения, поглощенная стенкой, равна  $P_0 = 100 \text{ W}$ . Средняя скорость воздуха вблизи нагретой стенки равна  $w = 1 \text{ m/s}$ .

#### Список литературы

- [1] Mickan S.P., Zhang X.-C. // Int. J. of High Speed Electronics and Systems. 2003. Vol. 13. P. 601.
- [2] Gurtler A., Meijer A.S., van der Zande W. // J. Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83. P. 222.
- [3] Bolotin V.P., Vinokurov N.A., Kayran D.A. et al. // Nuclear Instr. and Method in Phys. Res. 2005. Vol. A543. P. 81.
- [4] Nishizawa J., Suto K., Sasaki T. et al. // J. Phys. D. 2003. Vol. 36. P. 2958.
- [5] Vainer B. // Quantitative Infrared Thermography 5. Eurotherm Seminar 64. QIRT'2000 Reims. France. July 18–21, 2000. UTAP URCA, 2000. P. 84.
- [6] Аксенов В.П., Исаев Н.Ю. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. С. 841.
- [7] Исаев Н.Ю., Захарова Е.В. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. С. 509.
- [8] Голубев М.П., Павлов А.А., Павлов Ал.А., Шиплюк А.Н. // Прикл. мех. техн. физ. 2003. Т. 44. Вып. 4. С. 174.
- [9] Hariharan P. // Handbook of optics. Vol. II. Devices, Measurements, and Properties / Ed. by M. Baas. McGRAW-HILL., 1995. P. 21.1.
- [10] Kang E.-S., Lee T.-H., Bae B.S. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. P. 1438.

- [11] *Кругер М.Я., Панов В.А., Кулагин В.В.* и др. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Л.: Машиностроение, 1988.
- [12] *Герасимов В.В., Князев Б.А., Рудыч П.Д., Черкасский В.С.* Френелевское отражение в оптических элементах и детекторах для терагерцового диапазона. Препринт ИЯФ СО РАН. № 2006-23. 2006.
- [13] *Рубцов Н.А.* Теплообмен излучением (теплообмен в системах с излучающей и ослабляющей средой). Новосибирск: НГУ, 1980.
- [14] *Скотников М.М.* Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976.
- [15] *Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н.* Сб. задач по математической физике. М.: Высш. шк., 1961.
- [16] *Шорин С.Н.* Теплопередача. М.: Высш. шк., 1964.