

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Ордена Ленина Сибирское отделение
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

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

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
МОЩНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРА
НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ
С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО
ИНТЕРФЕРОМЕТРА

ИЯФ 2006-26

НОВОСИБИРСК
2006

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
Новосибирский государственный университет
630090 Новосибирск

Термочувствительный интерферометр Физо состоит из плоскопараллельной пластинки, непрозрачной для измеряемого излучения. Плоский волновой фронт пробного излучения от полупроводникового лазера отражается от двух поверхностей пластинки и формирует интерференционную картину на экране, которая записывается цифровой видеокамерой. После открытия затвора измеряемое излучение падает на внешнюю поверхность пластинки и нагревает тонкий поверхностный слой, что приводит к изменению интерференционной картины. Регистрируемое изменение оптической длины для пробного излучения прямо пропорционально энергии, поглощенной на единицу площади пластинки. Проблема определения знака сдвига фазы была решена путем сопоставления интерферограмм с изображениями, полученными с помощью тепловизора, чувствительного в ближнем ИК-диапазоне. Вычислив коэффициент чувствительности, равный для стекла К8 величине 5.1 Дж/см^2 , измерив коэффициент отражения исследуемого излучения ($R = 0.16$ для стекла К8) и зная время измерения, мы определили распределение плотности мощности по сечению пучка Новосибирского терагерцового лазера на свободных электронах. Абсолютное значение мощности пучка, определенное интегрированием по сечению, в данных измерениях составляло 65 Вт. Показано, что с учетом всех факторов ошибка измерений не может превышать 10%. Приведен пример регистрации сложного распределения терагерцового излучения, прошедшего через непрозрачный экран с фигурными прорезями, для демонстрации возможности записи с помощью интерферометра сложных изображений.

Visualization of high-power terahertz free electron laser radiation with a thermosensitive interferometer

*N.A. Vinokurov, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, A.N. Matveenko,
V.M. Popik, V.S. Cherkassky, M.A. Scheglov*

Institute of Nuclear Physics, 630090, Novosibirsk
Novosibirsk State University, 630090, Novosibirsk
E-mail: knyazev@inp.nsk.su

Abstract

Thermosensitive Fizeau interferometer consists of a plane-parallel plate that is opaque for the radiation of interest. The plane wave front of probe radiation from a semiconductor laser is reflected from two plate surfaces and forms an interference pattern at the screen, which is recorded with a digital camcorder. After the shutter opening the radiation of interest incidents on the outer plate surface and heats up a thin layer that causes changes in the interference pattern. Measured change of the optical path for the probe radiation is proportional to the energy absorbed by a unit surface. The sign phase-shift problem was solved by comparison of the interferograms with images recorded by near-infrared thermograph. Using the sensitivity coefficient, equal for BK7 glass to 5.1 J/cm^2 , taking in account the glass reflectivity, which appears to be $R = 0.16$, and dividing by expose time, we have found the specific power density distribution in the Novosibirsk terahertz free electron laser beam. The absolute beam power in this experiment, calculated by integration of the distribution over area, was 65 W with the error less than 10%. The distribution of terahertz radiation passed through an opaque screen with complicated slots was recorded with the interferometer to demonstrate capability of the technique for imaging.

1. Введение

Появление в последние годы источников излучения в терагерцовом диапазоне (что соответствует длинам волн от 30 до 300 мкм) вызвало интерес к визуализации изображений в этой спектральной области [1]. Энергия фотонов составляет в этом диапазоне 24 – 2.4 МэВ. При столь малой энергии фотонов в большинстве случаев взаимодействие излучения с веществом хорошо описывается классической теорией электромагнитных волн. «Индивидуальная» регистрация фотонов таких энергий требует использования весьма изощренных методов (см., например, [2]), которые вряд ли могут стать стандартными. По этой причине для регистрации такого излучения используются тепловые и электродинамические приемники или методы нелинейной оптики.

До недавнего времени все источники терагерцового излучения, как широкополосные, так и монохроматические, имели крайне низкую среднюю мощность (хотя импульсная мощность могла быть достаточно высокой). Визуализация изображений при малой мощности осуществляется, как правило, сканированием образца сфокусированным пучком терагерцового излучения. Появившиеся в последнее время терагерцовые лазеры на свободных электронах позволяют получить значительно более интенсивное излучение. В частности, на недавно запущенном Новосибирском Лазере на Свободных Электронах (НЛСЭ) [3] к настоящему времени достигнута средняя выходная мощность 400 Вт в субмиллиметровом диапазоне. Высокая средняя мощность позволяет использовать совершенно иные, чем прежде, методы визуализации терагерцового излучения. В данной работе описан интерферометр видимого диапазона на основе плоско-параллельной стеклянной пластинки, позволяющий за счет термооптического эффекта визуализировать потоки излучений, для которых пластинка не прозрачна, а также измерять абсолютные значения распределения плотности мощности излучения.

2. Экспериментальная установка

Устройство новосибирского лазера на свободных электронах (далее – ЛСЭ) описано в [3]. Излучение лазера выходит через 8-мм отверстие в выходном зеркале резонатора и с помощью системы зеркал передается по четырнадцатиметровому 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 ат-

мосферы полиэтиленовой пленкой. Эксперименты, описанные ниже, проводились при средней мощности излучения до 100 Вт. Лазер генерирует непрерывную последовательность импульсов длительностью порядка 50 пс, следующих с частотой 5.6 МГц. Длина волны излучения может плавно перестраиваться от 120 до 235 мкм.

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]. Термограф, разработанный в Институте физики полупроводников СО РАН, чувствителен к излучению в диапазоне 2.6 – 3.0 мкм. Он позволяет записывать тепловое изображение в виде фильма с частотой кадров 25 Гц. Для регистрации терагерцового излучения с его помощью использовались экраны, поглощающие (а, следовательно, и излучающие) как в терагерцовом, так и в ближнем ИК диапазонах.

Нагрев экрана терагерцовым излучением приводит к излучению его поверхности в ближнем ИК-диапазоне, которое проецируется охлаждаемым до азотной температуры объективом на InAs матрицу термографа. Поверхностное распределение температуры записывается в файл размером 128x128 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 этой системы из-за относительно малого числа элементов матрицы и достаточно большой поперечной теплопроводности обычных экранов (обычно мы использовали копировальную бумагу) 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.

Для регистрации абсолютного распределения плотности мощности терагерцового излучения мы изготовили «термочувствительный интерферометр» (ТЧИ). Его прототипом является интерферометр, использовавшийся для регистрации тепловых потоков на стенку в газодинамических экспериментах [8]. Схема интерферометра, который по принципу действия 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 мм и толщиной 20 мм. На пластинку под небольшим углом падает плоская электромагнитная волна,

сформированная одномодовым полупроводниковым лазером ($\lambda = 665 \text{ нм}$) и полутораметровым объективом от оптической скамьи. Отразившись от передней и задней поверхностей стеклянной пластинки, две волны образуют на экране интерференционную картину.

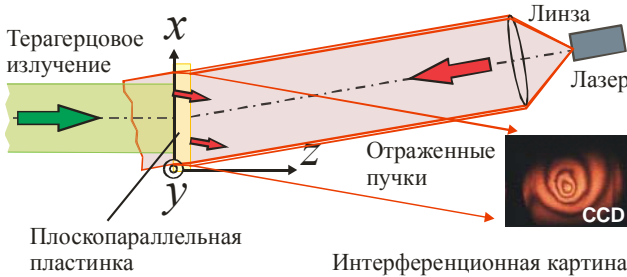


Рис. 1. Схема термочувствительного интерферометра.

Интерферограммы регистрировались цифровой видеокамерой Sony DCR-TRV230E с частотой кадров 25 Гц, которой определялось временное разрешение. Поскольку стекло почти непрозрачно в области $2.6 - 3.0 \text{ мкм}$, то мы вели одновременно запись изображения поля температуры поверхности стекла термографом.

3. Принцип работы термочувствительного интерферометра

Если пучок света от пробного лазера падает под некоторым углом θ по отношению к нормали к плоскопараллельной стеклянной пластинке толщиной L , то отраженные от передней и задней поверхностей пластинки лучи приобретают одинаковую разность хода

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

где n – показатель преломления пластинки, λ_0 – длина волны пробного лазера, а

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

Плоскостность пластинки по паспортным данным составляет 0.5λ , поэтому в отсутствие термооптических искажений «нулевое поле» не полностью однородно.

Найдем (см. [6]) 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

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

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 – δ . 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 δt равно

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

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

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

где α – 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 δN – сдвиг интерференционных полос в данной точке поверхности пластинки (некоторое рациональное число) за время δt , ρ и c_p – удельная плотность и удельная теплоемкость стекла, δq – локальное приращенное тепловой энергии в расчете на единицу объема, а интеграл представляет собой поток энергии измеряемого излучения $Q(x, y)$, поглощенного пластиной. Видно, что

$$Q(x, y) = \frac{\delta N}{\delta t} \cdot K, \quad (9)$$

где величина

$$K = \frac{\lambda_0 \rho c_p}{2(\beta + \alpha n)} \quad (10)$$

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

Выражения (9) и (10) свидетельствуют, что измерение сдвига интерференционных полос позволяет однозначно определить абсолютное значение плотности энергии, поглощенное пластиной за время τ :

$$A_{\text{г\ddot{a}e}}(x, y) = \int_0^{\tau} Q(x, y) \delta t = \Delta N \cdot K . \quad (11)$$

Поскольку единственным параметром, характеризующим систему, является постоянная K , которая с достаточно 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 α всегда положителен для интересующих нас веществ, а коэффициент изменения показателя преломления с температурой (см., например, [10])

$$\beta \equiv \frac{dn}{dT} = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} (\Phi - \alpha) \quad (12)$$

в зависимости от соотношения температурных коэффициентов поляризуемости Φ и линейного расширения α может быть как положительным, так и отрицательным. Согласно данным, приводимых в справочниках и интернет-сайтах производителей оптических материалов и оборудования величина β 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. К сожалению, 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 %. Кроме того, неорганические стекла весьма однородны и могут легко обрабатываться. Для интересующей нас длины волны стекло K8 (зарубежный аналог – стекло ВК7) имеет коэффициент чувствительности $K = 5.1 \pm 0.2$ Дж/см² на полосу (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: регистрации распределения плотности мощности в пучке терагерцового лазера (используя эти кадры, мы определим затем абсолютное значение мощности излучения) и визуализации изображения маски, перекрывающей пучок.

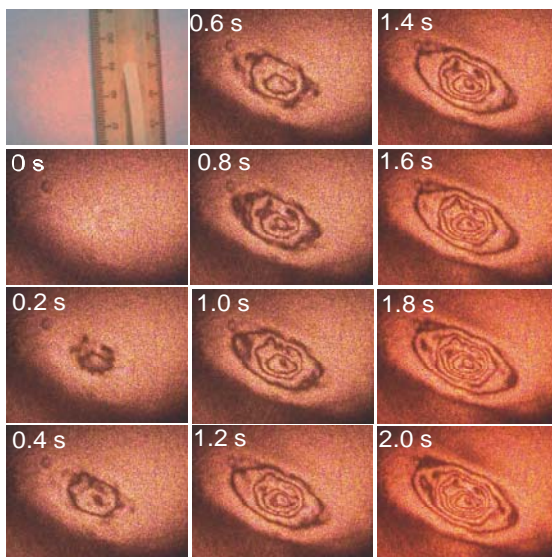


Рис. 2. Изображения поперечного сечения лазерного пучка, полученные термооптическим интерферометром; время экспонирования кадра – $1/25$ с, цифры указывают время с момента открытия затвора.

4. Визуализация изображений и регистрация распределения плотности мощности терагерцового излучения

Измерения проводились на рабочей станции, расположенной на выходе 14-метрового транспортного канала, заполненного сухим азотом. На выходе из канала пучок терагерцового ЛСЭ отражался под углом 45° от сферического металлического зеркала с радиусом кривизны 250 см, образуя вследствие сферической аберрации два фокальных пятна с взаимно перпендикулярными эллиптическими сечениями, в первое из которых помещалась стеклянная пластинка.

Серия интерферограмм, записанная в течение двух секунд после открытия затвора, приведена на рис. 3. 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. Результаты количественной обработки результатов будут приведены в разделе 6.

Используя интерферограммы, можно не только регистрировать широкие пучки, но и получать более сложные изображения. Примером тому может служить изображение маски, показанной на рис. 5, непосредственно за

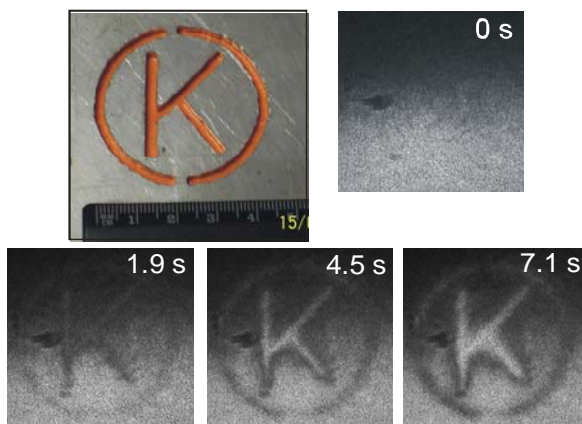


Рис. 3. Изображение пучка терагерцового излучения, прошедшего через фигурное отверстие в алюминиевом экране, фотография которого показана сверху слева, записанное с помощью термочувствительного интерферометра; время, прошедшее с момента открывания затвора, указано на интерферограммах.

которой располагалась стеклянная пластинка интерферометра. Четыре кадра, снятые при небольшой интенсивности излучения в течение семи секунд показывают, что в течение, по крайней мере, четырех секунд поперечный тепловой поток в стекле не искажает сколько-нибудь существенно детали изображения шириной около трех миллиметров.

До сих пор мы игнорировали то обстоятельство, что излучение лазера состоит из последовательности коротких и очень мощных импульсов, что может, в принципе, привести к ошибкам при измерениях. Обсуждению тепловых процессов при таком нагреве посвящен следующий раздел.

5. Особенности регистрации импульсно-периодического излучения

Особенностью исследуемого излучения лазера на свободных электронах является то, что оно представляет собой бесконечную последовательность импульсов очень короткой длительности ($\tau \approx 50$ пс), разделенных более чем на три порядка длительными интервалами ($T = 1/f \approx 180$ нс) [3]. Следовательно, при средней мощности порядка 100 Вт импульсная мощность составляет примерно 350 кВт. 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 можно отметить, что после экспонирования стеклянной пластинки терагерцовым излучением в течение длительного времени никаких видимых повреждений поверхности не наблюдается. Выполним простые оценки. Рассмотрим сначала наихудший случай, когда коэффициент поглощения излучения бесконечно большой. Тогда в течение импульса прогревается слой, определяемый коэффициентом диффузионного переноса энергии (температуропроводностью) $a = k / \rho c_p$, где k – теплопроводность, т. е. энергия поглощается в слое толщиной $l_1 = (a \tau)^{1/2} \sim 5$ нм. Плотность энергии импульса при площади порядка 5 см^2 и средней мощности пучка 100 Вт равна $E_1 = 1.8 \text{ мкДж/см}^2$, что соответствует повышению температуры этого слоя за импульс на $\Delta T = E_1 / l_1 \rho c_p = 3.3 \text{ К}$. 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 $l_2 = l_1 (T / \tau)^{1/2} \approx 0.3$ мкм, и избыточная температура поверхности упадет 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 импульсностью поступления энергии. За одну секунду стекло прогреется на глубину $l_3 = 0.77$ мм, а прирост средней температуры слоя составит 130 С. Точное решение задачи теплопроводности для наших условий (см. Приложение) дает величины, 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 величины меньше, чем продольные (по нормали к поверхности), то пространственное разрешение должно в течение этого времени составлять сотни, если не десятки, 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 $K = 860 \pm 30 \text{ см}^{-1}$. Отсюда следует, что глубина поглощения излучения одного микроимпульса составляет $l_1^{\text{rad}} = 1 / K = 12$ мкм. 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 (которое мы здесь не приводим), показало, что на субсекундных и секундных временах наши рассуждения и оценки (в том

числе и о пространственном разрешении) остаются правильными, т. к. $I_1^{\text{rad}} \ll I_3$.

Таким образом, расчеты, подтверждаемые и 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 150 С составляет всего 0.2 Вт/см², то для описываемого случая потери не превысят 1 Вт со всей площади нагрева. Конвективные потери тепла при этом будут равны (см. Приложение 2) примерно 0.5 Вт.

6. 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 течение двух секунд позволяют утверждать, 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 в разделе 2. Если температура растет вдоль некоторого направления, то набег фазы в интерферограмме считался 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 с.

На рис. 4,а показано распределение плотности мощности пучка терагерцового излучения, поглощенного стеклянной пластинкой, расположенной в первом фокусе наклонного сферического зеркала (см. раздел 2). Распределение было восстановлено по интерферограмме, записанной в момент вре-

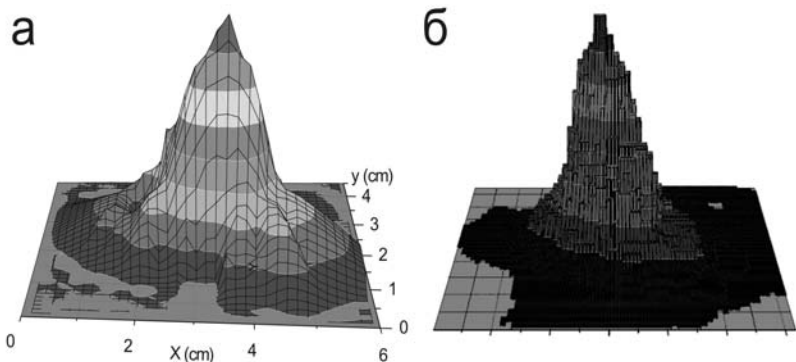


Рис. 4. (а) Распределение плотности энергии, поглощенной в стеклянной пластинке, восстановленное из интерферограммы, записанной в момент $t = 1.6$ с; (б) Распределение «температуры» по поверхности стекла, записанное термографом в момент $t = 0.22$ с.

мени 1.6 секунды. 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 энергии поглощенного излучения в максимуме распределения от времени для всего набора интерферограмм, приведенных на рис. 2.

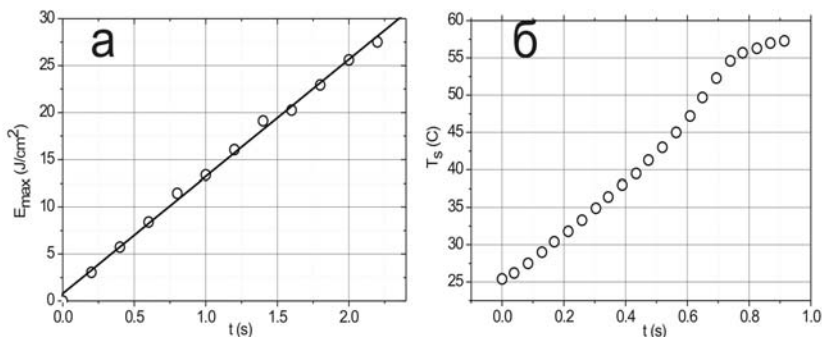


Рис. 5. (а) Рост плотности энергии терагерцового пучка в максимуме распределения после открытия затвора, измеренной термочувствительным интерферометром; (б) Измеренная термографом «температура» нагретого слоя как функция времени

На рис. 4,б приведено распределение «температуры» по поверхности стеклянной пластинки, зарегистрированное термографом. Поскольку динамический диапазон термографа был недостаточен для наших измерений, распределение приведено для момента времени, когда насыщение матрицы

еще отсутствует. Форма распределения очень близка к распределению, полученному из интерферограмм, что, в целом, позволило однозначно определять 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 значительную ошибку 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 мкм) 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 оси ординат на рисунке имеют лишь справочный характер.

Полная энергия в падающем на пластинку пучке терагерцового излучения была получена численным интегрированием по объему, ограничиваемому поверхностью рис. 4,а. Результат интегрирования дает 17.8/0.86 полос/см². Умножив на $K = 5.1$ Дж/полосу, получаем значение 105 Дж за 1.6 секунды. Потери на излучении 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 $W = 65 \pm 7$ Вт.

6. Обсуждение результатов

Результаты работы свидетельствуют о достаточно высокой надежности и точности абсолютных измерений энергии и распределения плотности мощности в пучке терагерцового излучения. Естественно, что область применимости метода гораздо шире, и он может быть использован для измерений мощности (энергии) любых излучений, для которых материал 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, имевшая почти на порядок большую, по сравнению со стеклом К8, чувствительность.

В качестве материала интерферометра кроме стекол могут использоваться пластмассы. У некоторых из них термооптические характеристики таковы, что величина их коэффициента чувствительности K позволяет измерять на порядок более слабые потоки, чем это возможно со стеклом.

Основной недостаток метода, в описанной здесь его реализации, заключается в большом времени тепловой релаксации массивной стеклянной пластины после однократного облучения. Повторное измерение можно проводить примерно после 10 минут остывания. Решением проблемы может быть тонкая (один миллиметр 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.

Другим серьезным недостатком является проблема быстрого компьютерного восстановления распределения плотности мощности из записанной интерферограммы. 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. Создание такой программы является актуальной проблемой. Имеется, однако, возможность существенно упростить обработку, 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 $\nabla_{x,y} \left(\int n(x,y) dz \right)$ по двум взаимно перпендикулярным осям. В этом случае численное восстановление распределения изменения оптической длины, а следовательно, поглощенной пластинкой энергии, становится тривиальным.

Благодарности

Данная 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. 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, О.А. Шевченко за полезные обсуждения и помощь при проведении экспериментов.

Приложение 1

Численный и аналитический расчет режима нагревания 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 толщина пластины, можно использовать одномерную модель распространения тепла в полубесконечной среде, на поверхности которой задан тепловой поток, изменяющийся во времени. Температура на стержне в каждый момент времени $T(z, t)$ описывается уравнением

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (\text{П1})$$

где $a = \frac{\chi}{C_p \rho}$ – коэффициент температуропроводности вещества.

Граничные и начальные условия имеют вид

$$T_x(0, t) = \varphi(t) = -\frac{P}{\chi} \psi(t) \quad (\text{П2})$$

$$T(z, 0) = 0 \quad (\text{П3})$$

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

$$T(z, t) = -\sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_0^t \frac{\varphi(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-\tau)}\right] d\tau \quad (\text{П4})$$

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

$$\begin{aligned} \Phi(A, B, t) &= \int_A^B \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-\tau)}\right] d\tau = \\ &= \left\{ 2\sqrt{t-A} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-A)}\right] + \sqrt{\frac{\pi}{a}} z \operatorname{Erf}\left[\frac{z}{\sqrt{4a(t-A)}}\right] \right\} - \\ &\quad - \left\{ 2\sqrt{t-B} \exp\left[-\frac{z^2}{4a(t-B)}\right] + \sqrt{\frac{\pi}{a}} z \operatorname{Erf}\left[\frac{z}{\sqrt{4a(t-B)}}\right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{П5})$$

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

$$T(z, t) = \frac{P}{\chi} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \Phi(0, t, t). \quad (\text{П6})$$

К моменту окончания импульса

$$T(z, t_1) = \frac{P}{\chi} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \cdot \Phi(0, t_1, t_1). \quad (\text{П7})$$

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

$$T(z, t_1) = \frac{P}{\chi} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \cdot \Phi(0, t_1, t). \quad (\text{П8})$$

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

$$T(z, t) = \frac{P}{\chi} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \begin{cases} \sum_{k=0}^{N-1} F(kT, (k+l)t_2, t) + F(Nt_2, t, t), & \text{при } t < t_1 + Nt_2 \\ \sum_{k=0}^{N-1} F(kT, (k+l)t_2, t) + F(Nt_2, Nt_2 + t, t), & \text{при } t + Nt_2 < (N+1)t_2 \end{cases} \quad (\text{П9})$$

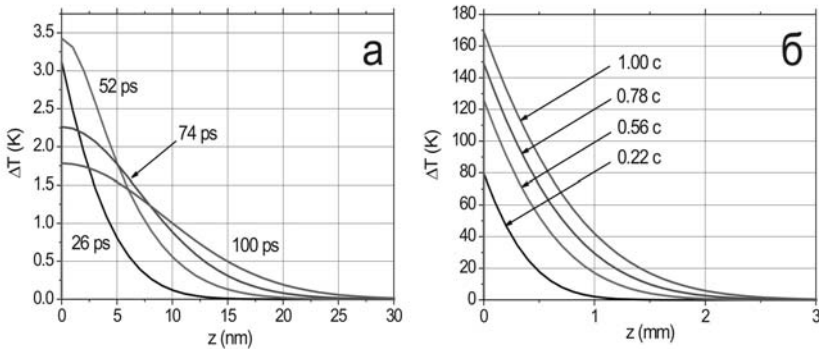


Рис. 6. Вычисленное распределение температуры в нагретом слое в течение одного микроимпульса (а); и в субсекундном временном интервале (б).

Подставим известные характеристики стекла К8 ($\chi = 1.11$ Вт/(м·К), $\rho = 2.52$ г/см³, $C_p = 0.86$ Дж/(г·К)). Примем для оценок поглощенную стеклом среднюю мощность терагерцового излучения $P_0 = 100$ Вт при эффек-

тивной площади облучения $S = 5 \text{ см}^2$. Динамика роста температуры поверхностного слоя приведена на рис. 6,а. Видно, что полученные значения величины и глубины прогрева хорошо согласуются с простыми оценками, выполненными в разделе 5.

Расчет нагрева стекла в течение одной секунды показал (рис. 6,б), что характерная глубина прогрева составляет примерно один миллиметр, а температура поверхности стекла возрастает на 170 градусов 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 мощности дают абсолютно идентичные результаты.

Приложение 2

Охлаждение стенки за счет естественной конвекции

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

$$\alpha = \lambda_0 \frac{0.508}{x\sqrt{2}} \text{Gr}^{1/4},$$

где $\text{Gr} = \frac{g x^3}{\nu^2} \cdot \frac{T_{st} - T_0}{T_0}$ – критерий Грасгофа. Используя табличные значения

для теплопроводности, плотности и вязкости воздуха ($\lambda_0 = 0.034 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $\rho_0 = 1.29 \text{ г}/\text{см}^3$, $\eta = 0.141 \text{ см}^2/\text{с}$) и принимая температуру стенки $T_{st} = 430 \text{ К}$, а температуру окружающего воздуха $T_0 = 300 \text{ К}$, получим $\alpha = 8.302 \cdot 10^{-4} \text{ Вт}/(\text{см}^2\cdot\text{К})$. Тогда тепловой поток от стенки за счет естественной конвекции равен $Q = 0.54 \text{ Вт}$, при том, что средняя мощность лазерного излучения, поглощенная стенкой равна $P_0 = 100 \text{ Вт}$. Средняя скорость воздуха вблизи нагретой стенки равна $w = 1 \text{ м}/\text{с}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Mickan S.P., Zhang X.-C.* T-ray sensing and imaging, *Internat. Journ. of High Speed Electronics and Systems*, 2003, v.13, p.601.
- [2] *Gurtler A., Meijer A.S., van der Zande W.J.* Imaging of terahertz radiation using a Rydberg atom photocathode, *Appl. Phys. Letters*, 2003, v.83, p.222.
- [3] *Bolotin V.P., Vinokurov N.A., Kayran D.A. et al.* Status of the Novosibirsk terahertz FEL, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, v.A543, p.81, 2005.
- [4] *Nishizawa J., Suto K., Sasaki T. et al.* Spectral measurement of terahertz vibrations of biomolecules using a GaP terahertz-wave generator with automatic scanning control, *J. Phys. D*, 2003, v.36, p.2958.
- [5] *Vainer B.* Narrow spectral range infrared thermography in the vicinity of 3 μm operating wavelength, *Quantitative InfraRed Thermography 5, Eurotherm Seminar 64, QIRT'2000, Reims, France, July 18–21, 2000.* – Proceedings, Ed. by Balageas D., Beaudoin J.-L., Busse G., and Carlomagno G.M., UTAP URCA, p.84, 2000.
- [6] *Аксенов В.П., Исаев Н.Ю.* Восстановление параметров лазерного пучка по температурному полю нагретой поверхности, *Оптика атмосферы и океана*, 1992, т.5, с.841.
- [7] *Исаев Н.Ю., Захарова Е.В.* Восстановление интенсивности лазерного пучка по температурному полю тонкой мишени, *Оптика атмосферы и океана*, 1995, т.8, с.509.
- [8] *Голубев М.П., Павлов А.А., Павлов Ал.А., Шиплюк А.Н.* Оптический метод регистрации тепловых потоков, *Прикл. мех. техн. физ.*, 2003, т.44, в.4, с.174.
- [9] *Hariharan P.* Interferometers, In *Handbook of optics*, v.2, Devices, Measurements, and Properties. - Ed. M. Baas, McGRAW-HILL, p.21.1, 1995.
- [10] *Kang E.-S., Lee T.-H., Bae B.S.* Measurement of the thermo-optical coefficients in sol-gel derived inorganic-organic hybrid material films, *Appl. Phys. Letters*, 2002, v.81, p.1438.
- [11] *Кругер М.Я., Панов В.А., Кулагин В.В. и др.* Справочник конструктора оптико-механических приборов, Ленинград: 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] *Цзянь Суэ-Сень.* Физическая механика, М.: Мир, 1965.
- [14] *Скотников М.М.* Теневые количественные методы в газовой динамике, М.: Наука, 1976.
- [15] *Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н.* Сборник задач по математической физике, М.: Высшая школа, 1961.
- [16] *Шорин С.Н.* Теплопередача, М.: Высшая школа, 1964.

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

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

*N.A. Vinokurov, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, A.N. Matveenko,
V.M. Popik, V.S. Cherkassky, M.A. Scheglov*

**Visualization of high-power terahertz free electron laser radiation
with a thermosensitive interferometer**

ИЯФ 2006-26

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 17.05. 2006 г.

Сдано в набор 18.05. 2006 г.

Подписано в печать 19.05.2006 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 1.2 печ.л., 1.1 уч.-изд.л.

Тираж 125 экз. Бесплатно. Заказ № 26

Обработано на IBM PC и отпечатано
на ротапринтере “ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН”,
Новосибирск., 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11