

УДК 535.16:534.341

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПРИ ФОТОТЕРМИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

¹П.В. АСТАХОВ, кандидат физико-математических наук, доцент

²Г.С. МИТЮРИЧ, доктор физико-математических наук, профессор

¹Гомельский инженерный институт МЧС Республики Беларусь, г. Гомель, Беларусь

²Белорусский торгово-экономический университет потребительской кооперации, г. Гомель, Беларусь

Работа посвящена исследованию термофизических свойств пространственно неоднородных сред методом фотодефлекционной спектроскопии с возбуждением образца лазерным бесселевым пучком.

Ключевые слова: фототермическая спектроскопия, неразрушающий контроль, техническая диагностика, бесселев световой пучок.

Рассмотрим возможность применения лазерных бесселевых пучков при фототермическом зондировании неоднородных образцов. В общем случае многомодовый бесселев пучок лазерного света может быть описан как линейная комбинация частных решений уравнения Гельмгольца. Бесселевы световые пучки начали изучаться сравнительно недавно [1, 2], что в основном было связано с бездифракционностью их распространения. Последующие исследования проведены для ряда нелинейных эффектов, таких как частотное и параметрическое преобразования, самовоздействие [3], где выяснены преимущества и указаны перспективы применения бесселевых пучков в нелинейной оптике. Привлекают внимание исследователей вопросы взаимодействия бездифракционных пучков с различными средами. В частности, представляет интерес выяснение особенностей лазерной генерации звука бесселевыми пучками для целей ультразвукового неразрушающего контроля, экоскопии, оптоакустики биологических сред. С точки зрения технического применения различных устройств, важным является также наличие эффективных методик формирования бесселевых световых пучков из лазерных мод гауссова типа, основанных на применении конических линз - аксиконов. Существуют и другие способы получения бесселевых пучков, основанные на использовании голограмм или пространственных модуляторов света, подробно описанные в соответствующей литературе (см. список источников в работе [3]).

Теоретическая модель. Как известно, процесс формирования фотодефлекционного сигнала в пространственно неоднородных объектах основывается на модулированном поглощении энергии возбуждающего светового излучения. По этой причине, в первую очередь необходимо проанализировать характер диссипации световой энергии исследуемыми образцами. Данный подход позволяет провести детальное рассмотрение вкладов взаимодействующих мод в процесс генерации результирующего сигнала.

Будем предполагать, что падающее излучение имеет пространственный профиль, определяемый комбинацией цилиндрических функций Бесселя. В таком случае интенсивность пучка I определяется выражением

$$I = \frac{c}{4\pi} I_0 \left(2|J_0(q\rho)|^2 + \tan^2 \beta |J_1(q\rho)|^2 \right) \exp(-k_z z) f(t), \quad (1)$$

где $J_0(q\rho)$, $J_1(q\rho)$ - функции Бесселя нулевого и первого порядка соответственно; $f(t)$ - функция, описывающая временную форму лазерного импульса; I_0 - интенсивность падающего пучка; k_z - коэффициент поглощения света; β - параметр конусности бesselева светового пучка, равный половине угла при вершине конуса волновых векторов, определяющих спектр пространственных частот пучка.

Для расчета величины поглощенной световой энергии сформулируем и решим граничную задачу электродинамики и определим напряженности электрического и магнитного полей в образце. При решении граничных задач электродинамики и нахождении величины диссипации световой энергии будем исходить из типовых уравнений связи:

$$D = \varepsilon E, \quad B = H \quad (2)$$

где $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ - диэлектрическая проницаемость среды. Используя найденные компоненты напряженностей электрического и магнитного полей, перейдем к вычислению величины поглощенной световой энергии. Для определения диссипации световой энергии в образце воспользуемся законом сохранения энергии:

$$\operatorname{div} S = -Q, \quad (3)$$

где Q - диссипация энергии, S - энергетический поток. В случае TE -поляризации падающего излучения, после соответствующих преобразований запишем следующее соотношение для закона сохранения энергии:

$$Q^{TE} = -\frac{\partial S_z^{TE}}{\partial z}. \quad (4)$$

Дальнейшие расчеты и анализ будем проводить для светового излучения пространственной TE -моды, поскольку, из-за симметрии задачи относительно оси возбуждающего пучка, для нахождения компонентов вектора плотности потока энер-

гии, достаточно знать только z и ρ компоненты соответствующих полей. На основании (4) окончательно для диссипации энергии бesselева светового пучка TE -поляризации получим:

$$Q^{TE} = \frac{\omega|\varepsilon|\varepsilon_2}{2\pi} \left(\left(\frac{m}{q\rho} \right)^2 J_m^2(q\rho) + J_m'^2(q\rho) \right) e^{-2k_z z}. \quad (5)$$

Диссипация энергии Q^{TE} , определенная согласно равенству (5), представляет собой плотность мощности тепловых источников в системе уравнений теплопроводности [4]. Для определения величины фотодефлекционного сигнала необходимо на основе системы уравнений теплопроводности совместно с условиями непрерывности температуры и тепловых потоков на границах раздела рассчитать распределение температурных полей в изучаемых средах. Решение данной задачи было выполнено на основе метода спектральных передаточных функций. Далее перейдем непосредственно к определению величины отклонения пробного луча. При исследовании фотодефлекционным методом объектов, значительно поглощающих световое излучение, предпочтительно использование схемы с ортогональной ориентацией считывающего и возбуждающего пучков друг относительно друга [5]. При этом считывающий пучок распространяется в граничащей с исследуемым образцом, прозрачной, обычно газообразной, среде параллельно его поверхности. Фотодефлекционный сигнал в этом случае возникает вследствие теплопередачи через границы образца и окружающих сред. Предполагая, что пробный луч распространяется через прозрачную среду с показателем преломления n_0 параллельно поверхности исследуемого слоя, для трансверсальной составляющей угла отклонения запишем выражение:

$$\Phi^{TE}(\mathbf{r}, z) = \frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dT} \int_y \frac{dT^{TE}(\mathbf{r}, t)}{dx} dy, \quad (6)$$

которое в дальнейшем и будем анализировать. В (6) dn_0/dT - температурный градиент показателя преломления среды, через которую распространяется пробный луч.

Анализ и обсуждение полученных результатов. Анализ диссипации энергии бesselева светового пучка и сравнение характера поглощения с гауссовым пучком были выполнены с использованием численных методов. Основным инструментом численных расчетов и графического моделирования явился математический пакет Maple 8, обладающий рядом специфических возможностей для решения физических задач [6].

Как и ожидалось, характер диссипативных процессов в образце определяется пространственным распределением энергии возбуждающего пучка. Из расчетов следует, что функции Q^{TE} для бesselевых пучков нулевой и первой моды осциллируют в противофазе. Данная особенность обусловлена наличием противофазной состав-

ляющей S_{ϕ}^{TE} . Искажение формы Q^{TE} для пучков первой и второй мод TE -поляризации происходит вследствие влияния двух факторов: наличия азимутального потока энергии S_{ϕ}^{TE} и отсутствия радиального потока S_{ρ}^{TE} . Совместный вклад указанных факторов обуславливает расширение зоны, прилегающей к оси пучка.

Количественные оценки амплитуды фотодефлекционного сигнала, возникающего в пространственно неоднородном образце, также были проведены численно. Данный подход зачастую является более эффективным, чем аналитический, особенно в случае относительной сложности правых частей уравнений теплопроводности. Температурные распределения, с учетом соответствующих граничных условий, были получены с использованием метода конечных разностей [7]. Вычисления проводились с использованием явной схемы разностной аппроксимации. Для обеспечения сходимости явной схемы было выбрано условие $\tau \leq 0,5h^2$, означающее, что шаг по времени выбран достаточно малым по сравнению с шагом по пространственной координате.

Для расчетов были выбраны следующие характерные параметры исследуемого образца и окружающих его сред [8]: $\rho = 9.232 \text{ г/см}^3$, $\epsilon' = 6.304$, $\epsilon'' = 2.56$, $d = 1.0 \text{ см}$, $\beta_2 = 0.0019 \text{ см}^2/\text{с}$, $n_0 = 1.0$, $n_2 = 1.5$. Рассматривались импульсные источники излучения, использование которых для целей фототермической спектроскопии является предпочтительным по сравнению с непрерывными. Температура среды, окружающей систему, и температура в начальный момент времени приняты равными 300 К . Как следует из расчетов, эффективность преобразования энергии светового излучения в тепло для бесселева источника несколько выше, чем при использовании гауссова светового пучка. Имеются дополнительные температурные максимумы, обусловленные радиальным перераспределением световой энергии, описываемым функцией Бесселя нулевого порядка. Однако наиболее четко различие процессов поглощения энергии светового излучения исследуемым образцом проявляется при анализе бесселева пучка второй моды. Согласно принятой модели, диссипация световой энергии бесселева пучка второй моды имеет характерные максимумы, удаленные от геометрического центра пучка. Температурное распределение, возникшее в результате воздействия такого пучка также имеет максимумы, расположение которых повторяет зависимость диссипации энергии в образце. Зависимость температуры от времени в значительной мере определяется частотой амплитудной модуляции возбуждающего излучения. При выбранной для расчетов частоте 1 кГц наблюдается достаточно плавное нарастание температуры. При более высоких частотах температура увеличивается скачками, что объясняется термической инерционностью системы.

Генерация фототермического сигнала бесселевым световым пучком в ряде случаев более эффективна по сравнению со световым пучком гауссова профиля ин-

тенсивности. Например, при $\rho = 110 \text{ нм}$, $z = 0,5 \text{ см}$ модуль фотодефлекционного отклика, возбуждаемого гауссовым пучком составляет лишь 25 % от величины сигнала, генерируемого бесселевым световым пучком (рис. 1).

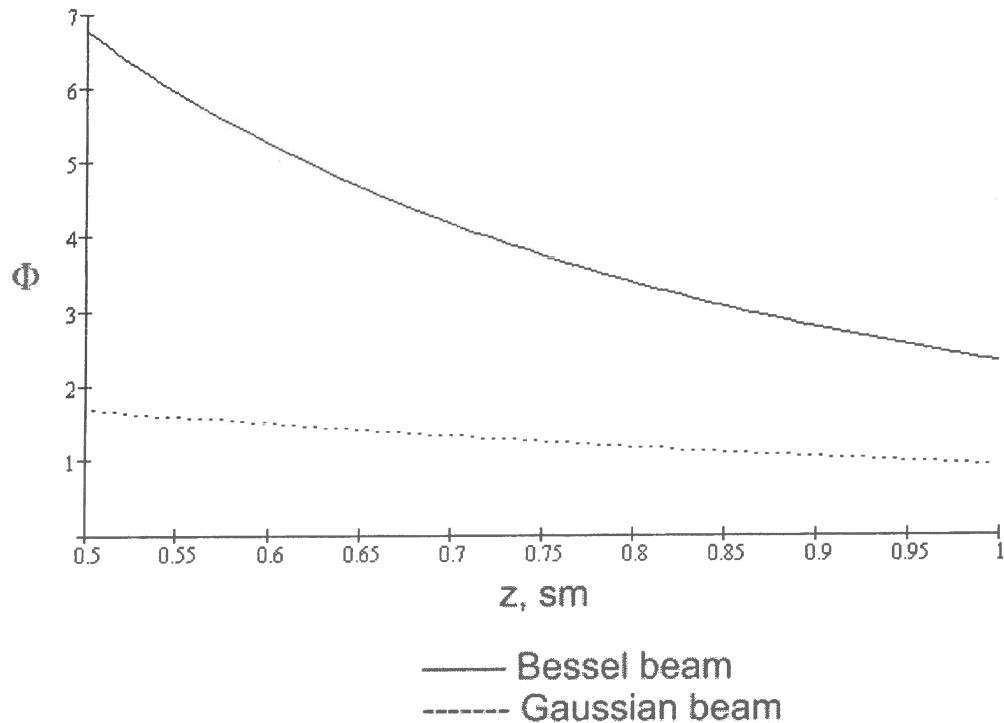


Рисунок 1 - Эффективность фототермического преобразования при возбуждении световыми пучками бесселева и гауссова профиля интенсивности

Зависимость угла отклонения пробного луча от координат x и t приведена на рис. 2. Анализ показывает, что величина угла дефлекции в зонах, соответствующих дополнительным температурным максимумам, при использовании бесселевых световых пучков для возбуждения температурных колебаний выше, чем при аналогичных ситуациях, когда используется световое излучение гауссова профиля интенсивности. Эта разница, как видно на рис. 2, наиболее сильно проявляется при использовании бесселевых пучков четной моды ($m = 2, 4, \dots$).

Таким образом, представляется оптимальным проведение фототермических измерений в указанных пространственных областях с возбуждением образца бесселевым пучком с $m = 2$. Необходима также оптимизация по частоте амплитудной модуляции возбуждающего излучения, что позволит уменьшить характерный размер неоднородностей, регистрируемых в процессе измерений. Наличие у исследуемого образца неоднородностей структуры, в частности, свойств пространственной дисперсии, также отражается на амплитуде фототермического сигнала. Расчетные величины фотодефлекционного отклика изотропного образца и образца, обладающего гиротропными свойствами, различаются. В обоих случаях для возбуждения сигнала используется бесселев световой пучок с правой циркулярной поляризацией. Сравне-

ние показывает, что величина отклика определяется неоднородностями свойств структуры исследуемого объекта, разница отклонений в обоих случаях может быть четко зафиксирована.

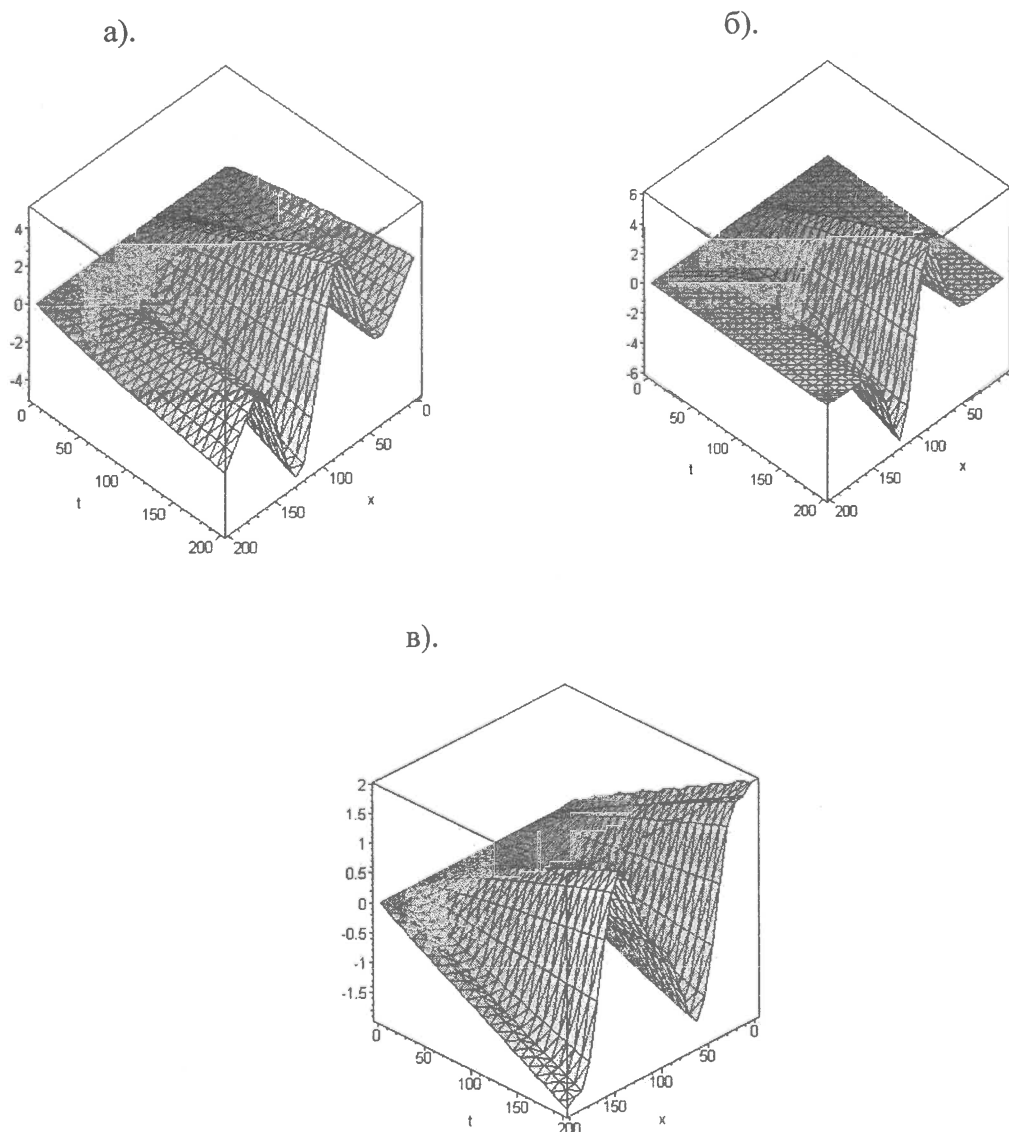


Рисунок 2 - Фотодефлекционный сигнал, возбужденный: а - бесселевым световым пучком, $m = 0$; б - бесселевым световым пучком, $m = 2$; в - гауссовым световым пучком

Рассмотренные выше особенности возникновения фототермического сигнала могут быть использованы для бесконтактного измерения температуры поверхности тел с помощью лазерной фототермической спектроскопии при импульсно-периодическом и непрерывном воздействиях на исследуемый объект.

Результаты позволяют непосредственно связывать амплитуду измеряемых сигналов с величинами коэффициентов объемного и поверхностного поглощения. По экспериментальной зависимости амплитуды фотодефлекционного сигнала у по-

верхности образца можно судить о колебаниях температуры и определить расположение приповерхностного поглощающего слоя относительно границы раздела. Данная информация, в свою очередь, может быть использована для контроля паяных, клеевых и сварных соединений, состояния материала (коррозия, микротрещины) под различными покрытиями, состояние поверхностных слоев самих конструкционных материалов, оценка уровня локальных напряжений и т.п.

В работе [9] показано, что термоупругие деформации и напряжения, возникающие в рассматриваемой системе под действием модулированного лазерного излучения, пропорциональны производным фотодефлекционного сигнала по пространственным координатам. Данный факт позволяет предложить бесконтактный метод определения температурных напряжений на границах раздела исследуемых сред по экспериментально измеренной величине фотодефлекционного сигнала.

Заключение. Таким образом, на основе проведенных исследований установлено, что эффективность формирования фотодефлекционного сигнала, возбуждаемого бесселевым световым пучком, в ряде случаев выше, чем при использовании для возбуждения источника с гауссовым распределением интенсивности. Указанный факт открывает дополнительные возможности применения метода фотодефлекционной спектроскопии для исследования упруго-напряженных областей различных материалов и конструкций. В дальнейшем представляется интересным изучить процессы формирования фототермического сигнала в образцах, обладающих более сложным распределением внутренних дефектов.

Работа выполнена при поддержке Государственной комплексной программы научных исследований «Техническая диагностика».

Литература

1. Durnin J. J. Opt. Soc. Amer. A, 2, 110 (1985); 4, 651 (1987).
2. Turunen J., Vasara A., Friberg A.T. Appl. Optics, 27, 3959 (1988).
3. Белый В.Н., Казак Н.С., Хило Н.А. Кв. электроника, 30, 753 (2000).
4. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. - М.: Мир, 1964. - 451 с.
5. Campillo A.J., Petuchowski S.J., Davis C.C. Fabri-Perot photothermal trace detection // Appl. Phys. Lett. - 1982. - Vol. 41. - P. 327-329.
6. Maple 8. Learning Guide. Waterloo Maple Inc, 2003.
7. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики - М.: Наука, 1980. - 482 с.
8. Акустические кристаллы. Справочник. / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, В.В. Чкалова и др.; Под редакцией М.П. Шаскольской. - М.: Наука, 1982. - 632 с.
9. Астахов П.В., Митюрин Г.С., Рогозенко В.Н. Оптика и спектроскопия, 24, 85 (1998).

Astakhov P.V., Mityurich G.S. The Use of Bessel Light Beams for the Photothermal Probing of Heterogeneous Media.

The work is devoted to the research of thermophysical properties spatially heterogeneous media by the photodeflection spectroscopy method with the excitation of the sample by laser Bessel beam.