

**В.П.Аксенов, Е.В.Захарова, Ю.Н. Исаев, А.В.Исаков, В.В.Рейно, Р.Ш.Цвык**

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА  
ПО ЗАШУМЛЕННОМУ ТЕМПЕРАТУРНОМУ ПОЛЮ МИШЕНИ.  
Ч. II. ОБРАБОТКА МОДЕЛЬНОГО И ЛАБОРАТОРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Приводятся результаты обработки модельного и лабораторного экспериментов по восстановлению распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка по зашумленному температурному полю тонкой мишени с использованием разработанного авторами регуляризирующего алгоритма БПФ. Приводится сравнение данного алгоритма со сглаживающим алгоритмом, основанным на использовании sinc-функции и показаны преимущества регуляризирующего алгоритма БПФ в разрешении тонких структур изображения.

В части I данной работы [1] нами был предложен устойчивый алгоритм восстановления интенсивности лазерного излучения по зашумленной температуре на поверхности тонкой мишени. Для подавления шумов, возникающих в процессе измерения температуры, использовался регуляризирующий алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ), согласованный с шумами в исходных данных. Достоинства такого алгоритма заключаются: а) в возможности быстро осуществить обработку данных, существенно сокращая количество операций; б) в автоматизированном выборе параметра регуляризации по принципу невязки, что освобождает от необходимости поиска параметра в диалоговом режиме; в) в согласованности параметра регуляризации с уровнем шума в исходных данных и г) в квазиоптимальности.

Алгоритм такого типа с выбором параметра регуляризации по невязке является в определенном смысле оптимальным [2, 3] и, в отличие от интуитивных регуляризирующих множителей, разрешает тонкую структуру изображения. В качестве примера приведем профиль зашумленной температуры (рис. 1, б), свернутой по обеим поперечным координатам с помощью неоптимального регуляризирующего множителя

$$\text{sinc}(x) = \sin(\kappa_{\max} x) / \pi x \quad (1)$$

(кривая, отмеченная звездочками, рис. 1, б) и алгоритма, предложенного авторами, основанного на регуляризованном БПФ (кривая, отмеченная треугольниками, рис. 1, б). Из рисунка видно, что множители типа sinc(x) не разрешают два импульса, разнесенные менее чем на 2h (h величина дискретизации), в отличие от рассматриваемого алгоритма.

Ниже мы приведем результаты применения регуляризирующего алгоритма БПФ к обработке модельного и лабораторного экспериментов.

Связь интенсивности  $I(\mathbf{p}, t)$  с температурой  $T(\mathbf{p}, t)$  на поверхности металлической мишени через восстановленный по этой температуре тепловой поток  $q(\mathbf{p}, t)$  (в пренебрежении тепловыми потерями  $q(\mathbf{p}, t) = (1 - R)I(\mathbf{p}, t)$ ,  $R$  – коэффициент отражения) на поверхности тонкой мишени выглядит следующим образом (предполагается, что начальная температура на поверхности пластины равна нулю  $T(0, \mathbf{p}, 0) = T_{\text{н}} = 0$ ):

а) обратная поверхность пластины поддерживается при постоянной температуре (охлаждаемая мишень) ( $T(L, \mathbf{p}, t) = 0$ )

$$q(\mathbf{p}, t) = \frac{kL}{a^2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{p}, t) - a^2 \Delta_{\perp} T(\mathbf{p}, t) \right], \quad (2)$$

где  $k$  и  $a^2$  – коэффициенты тепло- и температуропроводности соответственно;  $L$  – толщина пластины;  $t$  – время;  $\mathbf{p} = \{x, y\}$  – поперечная координата;  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2}$  – поперечный лапласиан;

б) обратная поверхность пластины теплоизолирована  $\left(\frac{\partial T}{\partial z}(L, \rho, t) = 0\right)$

$$q(\rho, t) = \frac{k}{L} T(\rho, t) + \frac{kL}{3a^2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} T(\rho, t) - a^2 \Delta_{\perp} T(\rho, t) \right]. \quad (3)$$

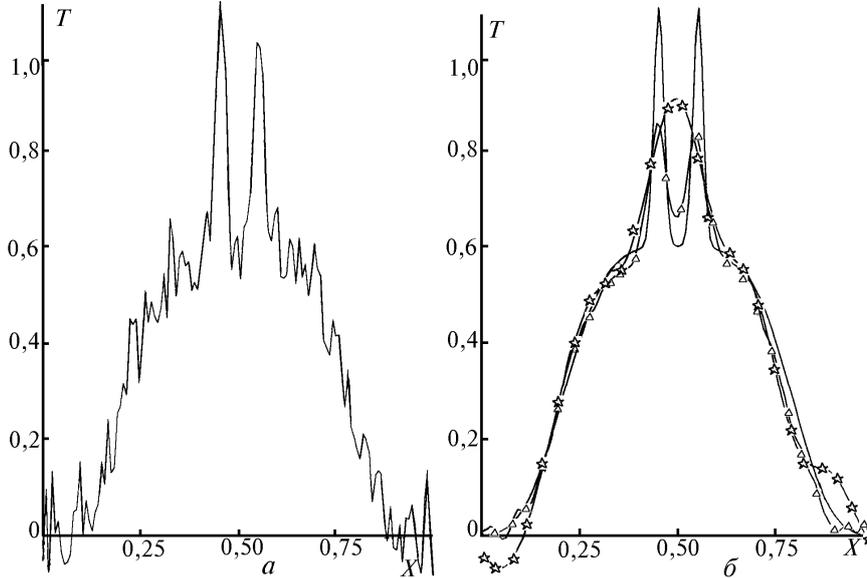


Рис. 1. Пример восстановления профиля зашумленной температуры; а – зашумленный профиль температуры; б: гладкая кривая – модельный профиль температуры, кривая со звездочками – температура, свернутая по обеим пространственным координатам с sinc-функцией, кривая с треугольниками – температура, восстановленная по регуляризирующему алгоритму БПФ

Восстановление интенсивности для теплофизических ситуаций (2) и (3) моделировалось в следующем численном эксперименте.

Вычислялось температурное поле  $T(\rho, t)$  во временном интервале  $t = \{0, t_{\max} = 1 \text{ с}\}$  через равные промежутки времени  $\Delta t = t_{\max}/M$ ,  $M = 25$ . Таким образом производился набор кадров температуры  $T^l(\rho) = T(\rho, t_l)$ , в каждом из которых имеется массив значений поперечного распределения температуры  $T_{mj}^l = T(x_m, y_j, t_l)$ ;  $(x_m = mh; y_j = jh; h = (a_1 - a_0)/N; m, j = 1, N; x, y \in [a_0 = -1, a_1 = 1]; N = 64)$ . Затем с помощью регуляризирующего алгоритма БПФ вычислялся тепловой поток  $q(\rho, t)$  на поверхности пластины и восстанавливалась интенсивность  $I^l(\rho) = I(\rho, t_l)$  в те же моменты времени ( $t_l = l\Delta t, l = 1, M$ ).

При этом предполагалось, что измеренное распределение температуры по пространственным координатам  $T(\rho, t)$  в фиксированный момент времени имеет случайную погрешность измерений

$$T_{mj}^l = T(\rho_{mj}, t_l) + \xi_{mj}^l,$$

где  $\xi_{mj}^l$  имеет нормальный закон распределения с нулевым средним и дисперсией  $\sigma^2$ . В качестве материала мишени был выбран алюминий. В качестве моделей исходной интенсивности использовалась следующая функция:

$$q(\rho, t) = \exp \{ -\alpha_1 (x^2 + y^2) \} \Theta(\tau) f(\tau), \quad (4)$$

где

$$\Theta(\tau) = \begin{cases} 1, & \tau \geq 0, \\ 0, & \tau < 0, \quad \tau \geq 1, \end{cases}$$

а вид  $f(\tau)$  задавался различным:

$$f_1(\tau) = 2,6 I_0 [\exp((\tau - 0,5)^2 \alpha_2) - 0,8 \exp((\tau - 0,5)^2 \alpha_3)] \quad (5)$$

для теплоизолированной мишени и

$$f_2(\tau) = I_0 \exp - \left\{ \frac{(\tau - 0,5)^2}{(0,5)^2 - (\tau - 0,5)^2} \right\} \quad (6)$$

для охлаждаемой;  $I_0 = 1 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\tau = t/t_{\max}$ ,  $t_{\max} = 1 \text{ с}$ . В обеих моделях было выбрано  $\alpha_1 = 4 \ln(10)$ ,  $\alpha_2 = 20$ ,  $\alpha_3 = 60$ . Зависимости (5), (6) приведены на рис. 2, а и 3, а для охлаждаемой и теплоизолированной мишеней соответственно в момент времени  $t_{16} = 0,6$  (кадр №16). Результаты восстановления при наличии десятипроцентного шума (что соответствует  $\sigma = 0,06$ ) без фильтрации исходных данных приведены на рис. 2, б и 3, б. На рис. 2, в и 3, в представлены результаты восстановления теплового потока с использованием регуляризирующего алгоритма БПФ. Максимальная ошибка восстановления при этом не превышала 10%.

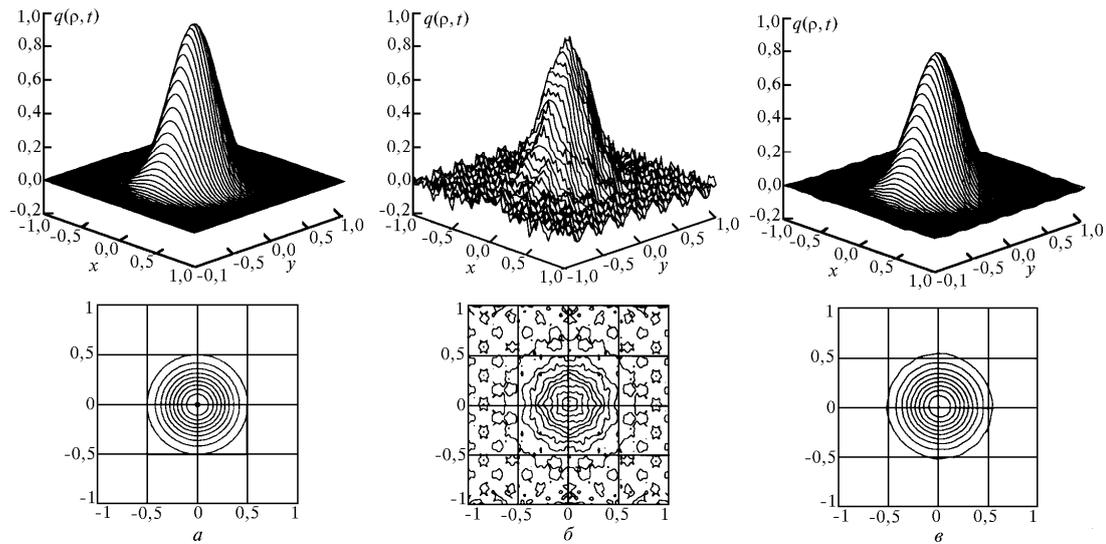


Рис. 2. Восстановление теплового потока для охлаждаемой мишени; а – модельная зависимость, б – поток, восстановленный без фильтрации исходных данных, в – поток, восстановленный с помощью регуляризирующего алгоритма БПФ

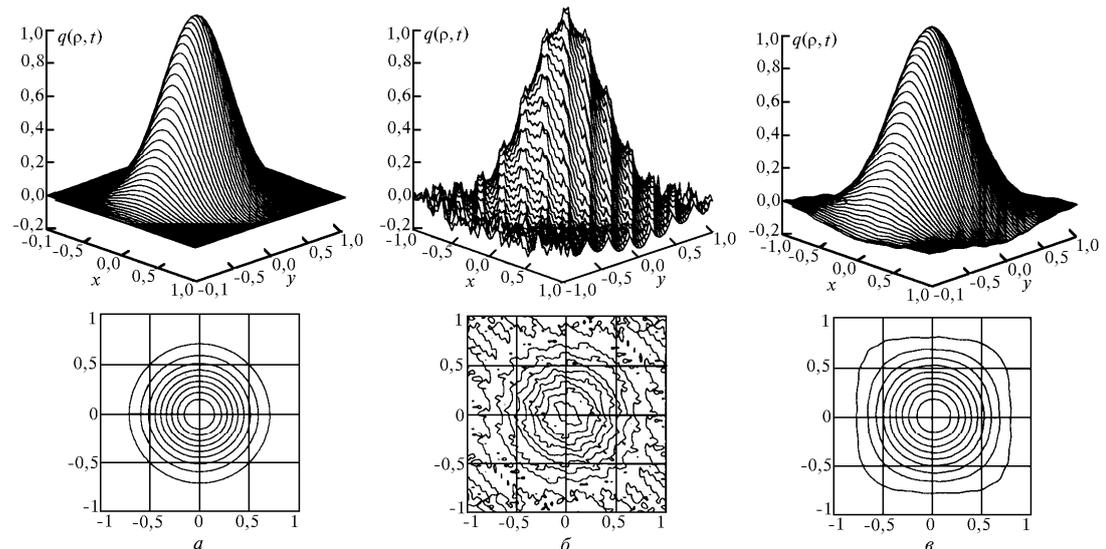


Рис. 3. Восстановление теплового потока для теплоизолированной мишени; а – модельная зависимость, б – поток, восстановленный без фильтрации исходных данных, в – поток, восстановленный с помощью регуляризирующего алгоритма БПФ

В лабораторном эксперименте для измерения распределения температуры на поверхности мишени применялась автоматизированная тепловизионная система [4, 5]. Использовался тепловизор AGA-750 на длине волны 3÷5 мкм. Частота регистрации распределения температуры была 25 Гц. В качестве мишени использовалась алюминиевая пластина, поверхность которой была обработана на пескоструйной установке. Размер пластины 40×40 см, толщина 3 мм. В качестве источника излучения использовался CO<sub>2</sub>-лазер, работавший в режиме, близком к одностороннему, мощностью 8±20 Вт, определявшейся измерителем мощности ИМО-2. Градуировка тепловизора производилась по абсолютно черному телу с учетом коэффициента излучения мишени.

В качестве исходных данных были выбраны 25 последовательных кадров распределений температуры с временным интервалом 0,4 с с пространственным разрешением 100×100 ( $N_x \times N_y$ ) точек. Параметр Фурье для исходных данных эксперимента ( $a^2 \approx 9,28 \text{ см}^2/\text{с}$  для алюминия,  $L = 3 \text{ мм}$ ,  $t_{\text{max}} = 2 \text{ с}$ ) равнялся  $F_0 = \frac{a^2}{L^2} t \approx 222 > 1$ , что соответствует случаю тонкой мишени.

На рис. 4 представлены результаты обработки одного из 25 кадров лабораторного эксперимента. Результат восстановления теплового потока по измеренным значениям температуры без подавления шумов показан на рис. 4, а. На рис. 4, б представлен результат восстановления потока с использованием регуляризирующего множителя  $\text{sinc}(x)$ . Из рисунка видно, что при обработке изображения появляются трудноконтролируемые артефакты – отрицательные значения интенсивности. Восстановление потока с использованием регуляризирующего алгоритма БПФ показано на рис. 4, в.

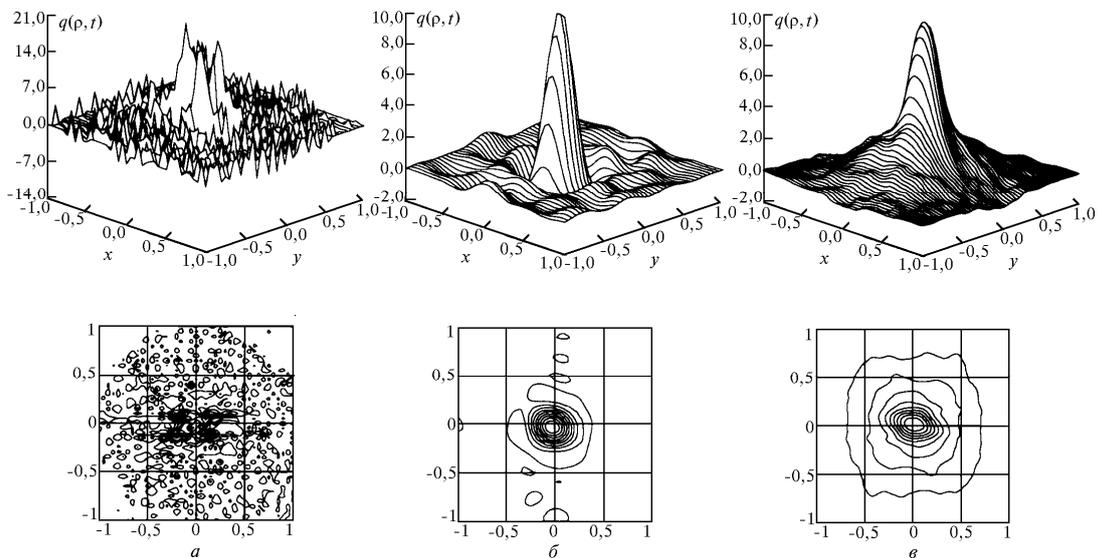


Рис. 4. Обработка лабораторного эксперимента; а – поток, восстановленный без фильтрации исходных данных, б – поток, восстановленный с использованием sinc-функции, в – поток, восстановленный с помощью регуляризирующего алгоритма БПФ

В настоящей статье приводятся результаты восстановления интенсивности лазерного излучения по температурному полю тонкой мишени в численном и лабораторном экспериментах с использованием регуляризирующего алгоритма БПФ и их сравнение с результатами обработки этих данных с помощью неоптимального регуляризирующего множителя, а также показаны преимущества регуляризирующего алгоритма БПФ.

Следует отметить, что, решая в общем-то трехмерную пространственно-временную обратную задачу, мы ограничились регуляризацией ее по пространственным переменным. Регуляризация по временной координате подробно рассмотрена нами для мишеней “одномерной” конфигурации (случай однородного потока) [6]. На наш взгляд, поскольку временная дискретизация жестко задана условиями измерений (кадровая развертка тепловизора), регуляризация по времени в данной задаче выполняется принудительно за счет ограничения полосы пропускания эффективного временного фильтра. Некорректность по временной переменной может проявиться при увеличении частоты временной дискретизации. Временная некорректность

может проявиться также при измерениях интегральных по пространству моментов распределения интенсивности [7]. В такой ситуации двумерный спектральный подход к проблеме корректного решения задачи восстановления может быть распространен на пространственно-временной случай введением обобщенного преобразования Фурье с двумя действительными и одной мнимой частотами. Регуляризирующие процедуры, построенные таким образом, смогут обеспечить заданное не только пространственное, но и временное разрешение измерений, ограниченное лишь случайными ошибками при регистрации температуры.

1. Исаев Ю.Н., Захарова Е.В. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 10. С. 1355–1360.
2. Иванов В.К., Васин В.В., Танана В.П. Теория линейных некорректных задач и ее приложения. М.: Наука, 1978.
3. Танана В.П. Методы решения операторных уравнений. М.: Наука, 1981.
4. Доботкин А.А., Исаков А.В., Ильин А.Б., Петренко А.П., Рейно В.В., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 5. С. 673–679.
5. Исаков А.В., Ильин А.Б., Петренко А.П., Рейно В.В., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. // В кн.: XII Межресп. симпоз. по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах (Тезисы докл.) Томск, 1993. С. 188.
6. Аксенов В.П., Исаев Ю.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 5. С. 509–516.
7. Аксенов В.П., Исаев Ю.Н., Захарова Е.В. // ИФЖ. 1994. Т. 67. N 3–4. С. 275–280.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
13 июня 1996 г.

V.P. Aksenov, E.V. Zakharova, Ju.N. Isayev, A.V. Isakov, V.V. Reyno, R.Sh. Tsvyk.  
**Reconstruction of Laser Beam Intensity from the Noised Temperature Field of a Target. Part II. Processing of Model and Laboratory Experiments.**

The results of the model and laboratory experiments on reconstruction of the intensity distribution in a laser beam cross-section from the noised temperature field of a thin target by means of the regularization FFT algorithm devised by the authors are described. The presented algorithm is compared with the smoothing one based on the sinc-function. The advantages of the regularization FFT algorithm in relation to the images thin structure are shown.