

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРА И ФУНКЦИИ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ ПРИ РЕШЕНИИ НЕКОРРЕКТНОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

In this paper the method of selecting the controlled variable and manipulated function is described. The method is based on the limiting performance of an optical system.

Среди задач, связанных с проблемой создания систем космического экологического мониторинга [1—3], наибольшее внимание привлекает задача обработки информации по данным регистрации оптического изображения приборами оптико-электронной системы. Как известно [1, 3], математическая постановка прямой задачи расчета вариаций яркости излучения, поступающего на регистрирующую аппаратуру, представляет собой суперпозицию нерассеивающей компоненты излучения $\Phi^{(0)*}$; многократно рассеянного в атмосфере излучения $\Phi^{(0)}$; подсветки $\Phi^{(q)}$, обусловленной однородной составляющей альбедо; горизонтальных вариаций альбедо $\Phi^{(q)}$, т. е.

$$\bar{\Phi}(x, y, z, \mu, \varphi) = \bar{\Phi}^0(z, \mu, \varphi) + \bar{\Phi}^{(0)}(z, \mu, \varphi) + \bar{\Phi}^{(q)}(z, \mu) + \bar{\Phi}^{(q)}(z, x, y, \mu, \varphi), \quad (1)$$

где $\bar{\Phi}$ рассматривается в ортогональном базисе s , e_1, e_2 (s — единичный вектор направления потока излучения, $e_1 = e_s$; $e_2 = -e_\theta$; φ — азимутальный угол; $\mu = \cos\Theta$; Θ — полярный угол). Информацию о характере ландшафта, его отражающей и поглощающей способности несет слагаемое $\bar{\Phi}^{(q)}$. В прямой задаче вариации излучения описывает интеграл свертки или (в фурьеобразах) интеграл

$$\bar{\Phi}^{(q)}(x, y, z, \mu, \varphi) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(z, \omega, \mu, \varphi) \bar{z}(\omega) \exp[-i(\omega_x x + \omega_y y)] d\omega, \quad (2)$$

где Ψ — векторная пространственная частотная характеристика (ПЧХ); $\omega = (\omega_x, \omega_y)$ — пространственные круговые частоты; $\bar{z}(\omega)$ — фурье-образ «сценария» (ландшафта на рассматриваемом участке земной или водной поверхности).

Решение многомерной задачи (пятимерной по фазовому пространству) представляет большие вычислительные трудности [1, 3]. Поэтому при численном решении задач дистанционного зондирования [1], атмосферной оптики [2], теории видения в мутных средах [4] обычно ПЧХ различным образом аппроксимируют, а вычисление интегралов, содержащих ПЧХ, осуществляется с помощью быстрого преобразования Фурье, например [5]. Тем не менее решение многомерной задачи остается трудоемким. Оно еще более усложняется при переходе к обратной задаче «восстановления» исходной информации по экспериментальным данным. Задача, приводимая к интегральному уравнению Фредгольма первого рода типа свертки, поставлена некорректно [6]; необходима регуляризация решения.

Метод преобразований Фурье позволяет записать регуляризованное решение уравнения типа свертки в виде [6]:

$$z_a(x) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{y}(\omega) \bar{K}(-\omega) \exp(i(\omega, x))}{L(\omega) + \alpha M(\omega)} d\omega, \quad (3)$$

где $L(\omega) = \bar{K}(\omega) \bar{K}(-\omega)$ ($\bar{K}(\omega)$ — модуль ПЧХ); $M(\omega)$ — регуляризирующая функция; $\alpha > 0$ — параметр регуляризации; $\bar{y}$ — фурье-образ входной функции, $x = x(x_1, x_2)$; $\omega = \omega(\omega_1, \omega_2)$. Известно, например [7], что наиболее сложным этапом в методах регуляризации является определение параметра регуляризации α . Он должен обеспечить устойчивость ре-

* При рассмотрении прямой задачи будем придерживаться терминологии и обозначений, принятых в системах дистанционного зондирования атмосферной оптики (1, 2).

шения, но не слишком искажать первоначальное уравнение первого рода. Необходимость «перебора» ряда значений параметра α и многократного вычисления квадратур (3) увеличивает трудоемкость вычислений.

Данная статья посвящена разработке способа выбора параметра регуляризации и регуляризирующей функции на основе учета предельных «изобразительных» возможностей оптико-электронной системы.

Будем полагать, что входная функция $u(x)$ задается дискретно в узлах j, k и

$$u(x_1, x_2) = \sum_j \sum_k u_{j,k}(x_1, x_2; x_{1,j}, x_{2,k}). \quad (4)$$

Учтем также следующее. Результаты численного решения некорректной задачи часто бывает необходимо интерполировать между значениями функций в узлах. Это накладывает определенные требования на «гладкость» решения, на выбор регуляризирующей функции.

Для решения прямой двумерной задачи типа (2) с входной функцией в форме (4) в [8] предложены аппроксимации $\bar{K}(\omega)$ и $u(x)$ функциями, приводящими произведение $|K(\omega)|u(\omega)$ к табличным фурье-трансформантам, в результате чего необходимость выполнения дискретных фурье-преобразований снимается. Используем эти аппроксимации для некорректно поставленной обратной задачи, положив

$$\bar{K}(\omega) = \sum_{k=1}^n a_k \exp(-b_k \omega) \quad (5)$$

и

$$u_{j,k}(x_1, x_2) = \frac{1}{\pi^2} \left(\arctg \frac{x_1 - x_{1,j}}{\alpha_0} - \arctg \frac{x_1 - x_{1,j+1}}{\alpha_0} \right) \times \\ \times \left(\arctg \frac{x_2 - x_{2,k}}{\alpha_0} - \arctg \frac{x_2 - x_{2,k+1}}{\alpha_0} \right), \quad (6)$$

$\alpha_0 > 0$ — малый параметр, величина которого определяется функцией рассеяния оптического звена оптико-электронной системы [8]. Тогда фурье-образ входной функции $u_{j,k}(x_1, x_2; x_{1,j}, x_{2,k})$ примет вид

$$\bar{u}_{j,k}(\omega_1, \omega_2) = \frac{\exp(-\alpha_0 \omega)}{\omega_1 \omega_2} \exp(i\omega_1 x_{1,j}) \exp(i\omega_2 x_{2,k}). \quad (7)$$

Решение задачи представим в виде

$$z(x) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{u}(\omega) \exp(-\alpha_0 \omega)}{\bar{K}(\omega)} \exp[i(\omega, x)] d\omega. \quad (8)$$

Можно показать (подробно останавливаться не будем), что функция $\exp(-\alpha_0 \omega)$ удовлетворяет всем требованиям к регуляризирующей функции [6] и, следовательно, решение (8) — регуляризованное. Естественно, приближенные регуляризованные решения (3) и (8), вообще говоря, разные. Сравнение этих решений позволяет выразить регуляризирующую функцию $M(\omega)$ через параметр регуляризации и ПЧХ оптической системы. Сравнивая (8) и (3), представим регуляризирующую функцию в виде

$$M(\omega) = |\bar{K}(\omega)|^2 \sum_{m=1}^p \alpha^{m-1} \frac{|\omega|^m}{m!}, \quad (9)$$

а верхнюю грань параметра регуляризации — в виде

$$\sup \alpha = \frac{4}{\omega_n} \ln |\bar{K}(\omega_n/2)/\bar{K}(\omega_n)|. \quad (10)$$

Соотношение (10) дает априорную оценку параметра регуляризации, а зависимость (9) — выбор порядка регуляризации p . В частности, при $p=1$ решение $Z(x) \in W_2^1$. Априорная оценка параметра α_0 позволяет сузить поле поиска значений параметра и сократить объем вычислений функционала. В силу того, что экспоненциальный полином (5) оказывается в (8) в знаменателе, функция $u(\omega)/K(\omega)$ уже не сводится в общем случае к табличным фурье-трансформантам.

1. Креков Г. М. и др. Имитационное моделирование в задачах оптического дистанционного зондирования. Новосибирск, 1988.
2. Сушкевич Т. А., Иолтуховский А. А., Стрелков С. А. Метод характеристик в задачах оптики. М., 1990.
3. Сушкевич Т. А., Иолтуховский А. А., Стрелков С. А. // Численное решение задач атмосферной оптики / Под ред. М. В. Масленникова, Т. А. Сушкевич. М., 1994. С. 4.
4. Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Мн., 1985.
5. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. М., 1980.
6. Тихонов А. И., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., 1979.
7. Верлань А. Ф., Сизиков В. С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ: Справоч. пособие. Киев, 1978.
8. Мозалевский В. В. Математическое моделирование электрографического канала. Мн., 1984.

Поступила в редакцию 21.11.94.

УДК 535.37

С. К. ГОРБАЦЕВИЧ, С. А. САХАРУК

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РАСТВОРОВ БИХРОМОФОРОВ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

The luminescence polarization characteristics have been considered for solid solutions of bichromophores composed of two organic molecules, when the nonlinear dependence of population of a donor molecule state is determined not by the saturation of levels, but by the exchange of electronic-excitation energy with an acceptor.

Рассмотрим характеристики поляризации люминесценции твердых растворов бихромофоров (рис. 1), состоящих из двух сложных органических молекул, в условиях, когда нелинейная зависимость заселенности

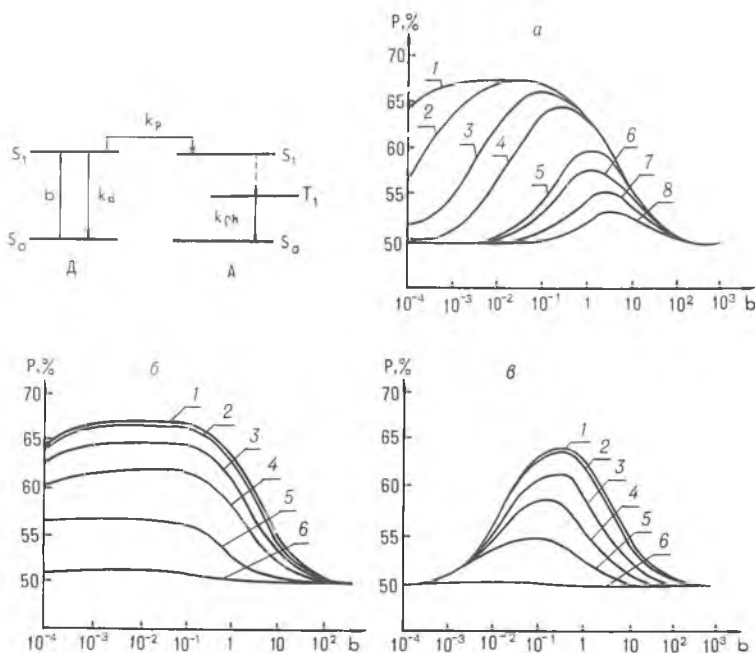


Рис. 1. Схема уровней энергии бихромофора

Рис. 2. Зависимости степени поляризации люминесценции твердого раствора бихромофоров от интенсивности возбуждающего излучения: а — независимое возбуждение: $k_p/k_i = 10^5$ (1), 10^4 (2), 10^3 (3), 10^2 (4), 10 (5), 5 (6), 2 (7), 1 (8); б, в — часть световой энергии поглощается молекулами акцептора: $b_A/b_D = 0$ (1), 0,01 (2), 0,1 (3), 0,3 (4), 1 (5), 10 (6); $k_p/k_i = 10^5$ (б), 10^3 (в)