



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Е. В. Третьяков, В. В. Шувалов, И. В. Шутов, Быстрые приближенные статистические нелинейные алгоритмы для решения задач диффузионной оптической томографии объектов со сложной внутренней структурой, *Квантовая электроника*, 2001, том 31, номер 12, 1095–1100

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.137.198.239

27 сентября 2024 г., 03:45:31



# Быстрые приближенные статистические нелинейные алгоритмы для решения задач диффузионной оптической томографии объектов со сложной внутренней структурой

Е.В.Третьяков, В.В.Шувалов, И.В.Шутов

*Описаны быстрые (способные работать в режиме реального времени) приближенные нелинейные статистические алгоритмы решения прямой и обратной задач диффузионной оптической томографии. Они апробированы на примере восстановления сравнительно сложной (до трех сильно поглощающих включений с размерами не менее 5 мм) внутренней структуры сильно рассеивающих и слабо поглощающих (коэффициенты рассеяния и поглощения составляли 1.4 и 0.005–0.015 мм<sup>-1</sup> соответственно) модельных объектов большого (до 140 мм) размера. В экспериментальных реализациях использовано непрерывное излучение мало мощных (входная мощность менее 20 мВт) полупроводниковых лазеров ближнего ИК (длины волн 770–820 нм) диапазона.*

**Ключевые слова:** оптическая томография, нелинейные алгоритмы, статистика.

## 1. Введение

В последние годы весьма активно развивается новое направление диагностики – оптическая томография (ОТ). В методах ОТ диагностируемый объект (далее объект) многократно (для разных положений излучателя и приемника, нумеруемых индексами  $i$  и  $j$ ) «просвечивается» входным излучением ближнего ИК диапазона с известными характеристиками. Роль последних играют мощность либо энергия входного импульса (непрерывный или импульсный излучатель), длительность и момент «входа» импульса в объект и т. д. Для всех  $i, j$  измеряются характеристики выходного излучения: мощность либо энергия выходного импульса, форма последнего и его задержка относительно импульса на входе в объект и т. д.

Измерения для разных  $i, j$  проводятся либо последовательно («сканирование»), либо параллельно (использование многоканальных фотоприемников и/или излучателей). В результате определяется двумерная либо четырехмерная матрица выходных данных, которая дискретно по одной  $(x_i, x_j)$ , либо по двум  $(x_i, y_i$  и  $x_j, y_j)$  независимым координатам  $x, y$  на поверхности объекта описывает характеристики выходного излучения. Полное число элементов этой матрицы ( $N^2$  либо  $N^4$ ) определяется полным числом используемых положений излучателя и приемника  $i, j = 0, 1, \dots, N - 1$ . Далее по матрице выходных данных восстанавливается внутренняя структура объекта, т. е. решается так называемая обратная задача. Роль физических параметров, пространственные распределения которых определяются («восстанавливаются») на этом этапе, играют коэффициенты поглощения  $\mu_a$  и рассеяния  $\mu'_s$ , форма индикатрисы рассеяния (параметр анизотропии  $\gamma$ ) и т. п.

В условиях многократного рассеяния (среднее число актов рассеяния для фотонов, прошедших через объект с размерами  $\sim 120 - 150$  мм, может достигать  $10^3$  и более) решить обратную задачу чрезвычайно трудно. Однако если рассеяние является «малоугловым» [1–5], среди зарегистрированных фотонов имеются такие, которые распространялись от точки  $i$  к точке  $j$  по «почти» прямолинейным траекториям [6, 7]. Для таких фотонов алгоритм решения обратной задачи ОТ можно свести к хорошо отработанным алгоритмам решения обратной задачи проекционной рентгеновской томографии [8, 9].

Для этого из полного потока регистрируемых фотонов необходимо по определенным критериям выделить лишь ту его небольшую («полезную») часть, за которую ответственны фотоны, прошедшие через объект по траекториям вполне определенного типа (обычно кратчайшей либо заданной длины). Существующие модификации методов ОТ различаются именно способами такой селекции, которые и реализуются в так называемых время-пролетной (time-domain) [10–12], когерентной [13–16] и модуляционной (frequency-domain) [17–20] ОТ.

Отметим, что использование лишь малой части полного потока прошедших через объект фотонов неизбежно приводит к резкому снижению полезного сигнала и росту погрешностей. Это связывает минимальную необходимую мощность входного лазерного излучения (минимальный входной поток фотонов), максимальный возможный размер диагностируемого объекта, минимальное время измерения и предельное пространственное разрешение.

Развитие так называемой диффузионной ОТ, в которой регистрируется весь поток прошедших через объект фотонов, дает возможность существенно упростить и удешевить аппаратную часть томографического комплекса. Увеличение выходного сигнала приводит к резкому уменьшению времени измерений и росту максимально допустимых размеров диагностируемых объектов. Однако основная «нагрузка» по восстановлению информации о внутренней структуре объекта при этом ложится

на алгоритмы решения обратной задачи, способные работать в условиях многократного рассеяния.

В известных на сегодняшний день методах решения обратной задачи (метод уравнения диффузии [21, 22], метод Байеса [23, 24], градиентные итерационные методы [25, 26], метод «средних траекторий» [27–29] и т. д.) при размерах объекта  $\sim 150$  мм, когда число актов рассеяния достигает  $\sim 10^3$  и более, катастрофически нарастает время восстановления внутренней структуры объекта. Поскольку аппаратная часть самого томографа дает возможность провести необходимые измерения всего за несколько минут [30–32], возникает необходимость в разработке приближенных алгоритмов, позволяющих восстанавливать внутреннюю структуру объекта примерно за такое же время.

В настоящей работе мы рассмотрим один из быстрых приближенных нелинейных статистических алгоритмов решения прямой и обратной задач диффузионной ОТ и приведем первые результаты его экспериментальной апробации.

## 2. Первая итерация алгоритма быстрого решения обратной задачи

В [30–32] для быстрого восстановления внутренней структуры объекта был предложен приближенный нелинейный статистический алгоритм решения обратной задачи ОТ. В этом алгоритме полагается, что разность потоков фотонов выходного излучения в отсутствие пространственных неоднородностей (поглощающих и/или рассеивающих «включений»)  $\Phi_{ij}^{(1)}$  и при наличии последних  $\Phi_{ij}$  обусловлена именно их появлением. Считается, что вероятность найти включения в объекте по результатам  $i, j$ -измерения  $P_{ij}^{(1)} \propto \Phi_{ij}^{(1)} - \Phi_{ij}$ , а пространственное распределение  $P_{ij}^{(1)}$  определяется трехмерной плотностью вероятности  $p_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}) \propto P_{ij}^{(1)} f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ , где  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  – трехмерное распределение вероятности прохождения фотонов, зарегистрированных в  $i, j$ -измерении, через точку объекта с координатой  $\mathbf{r}$ . Восстановленная внутренняя структура описывается полным трехмерным распределением вероятности нахождения включений в разных точках объекта  $p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r})$ , которое по результатам  $N^2$  либо  $N^4$  (см. выше) независимых измерений («реализаций») определяется через произведение  $\prod_{i,j} P_{ij}^{(1)} f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ . Необходимая для работы алгоритма априорная информация ( $\Phi_{ij}^{(1)}$  и  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ ) также рассчитывается приближенно, на основе эмпирически (в реальных и численных экспериментах) установленной для «пространственно-однородных» (в отсутствие включений, при  $\mu_a, \mu'_s = \text{const}$ ) объектов зависимости

$$\Phi_{ij}^{(1)} \propto PL_{ij}^{-2} \exp(-\mu_a \xi L_{ij}) \quad (1)$$

и на возможности масштабирования единственного «эталонного» трехмерного распределения  $f_L(\mathbf{r})$  при изменении расстояния  $L_{ij}$  между излучателем и приемником. Здесь  $P$  – мощность входного излучения;  $\xi = \xi(\mu_a, \mu'_s)$  – параметр, определяющий «среднее удлинение» траекторий регистрируемых фотонов относительно  $L_{ij}$ ;  $f_L(\mathbf{r})$  – трехмерное распределение вероятности прохождения фотонов через однородный объект при расстоянии  $L$  между источником и приемником. Для диагностируемых объектов сферической и цилиндрической формы  $L_{ij} = 2R \times \sin(\alpha_{ij}/2)$ , где  $R$  – радиус объекта;  $\alpha_{ij}$  – центральный угол между положениями излучателя и приемника.

Схему алгоритма быстрого приближенного расчета  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  иллюстрирует рис.1. Трехмерное распределение  $f_L(\mathbf{r})$  рассчитывается методом Монте-Карло и аппроксимируется (блок «аппроксимация эталонного трехмерного распределения») трехмерным распределением с гауссовыми поперечными сечениями. Блоки «масштабирование» и «поворот» осуществляют необходимые геометрические преобразования уже над результатом аппроксимации, проводя пересчет  $f_L(\mathbf{r}) \rightarrow f_{L_{ij}}(\mathbf{r})$  при  $L \rightarrow L_{ij}$  и «привязывая» начало и конец каждого из полученных трехмерных распределений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  к точкам  $i$  и  $j$ . Поскольку проведенное нами моделирование (метод Монте-Карло) показало, что при  $\alpha_{ij} \neq 180^\circ$  оси («образующие») трехмерных распределений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  за счет граничных условий отклоняются от прямых, соединяющих точки  $i$  и  $j$ , соответствующие отклонения учитываются блоком «коррекция формы образующей», осуществляющим необходимый «изгиб» трехмерных распределений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ . При этом форма их образующих задается параболой, «прогиб» которых зависит от  $\alpha_{ij}$ .

И наконец, блок «нормировка трехмерного распределения» осуществляет финальные преобразования  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ , нормируя поток регистрируемых фотонов в каждом из «поперечных» (перпендикулярных образующей) сечений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  на константу, заданную формулой (1). Результат работы алгоритма, которому для формирования массива из 1024 ( $0 \leq i, j \leq 31$ ) трехмерных распределений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  на персональном компьютере с процессором РПШ-800 требуется не более 30 с, иллюстрирует рис.2, где приведены данные «точного» (метод Монте-Карло) и приближенного расчета  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  при  $\alpha_{ij} = 180$  и  $90^\circ$ .

## 3. Вторая итерация алгоритма быстрого решения обратной задачи

Об экспериментальной проверке описанного выше быстрого приближенного статистического алгоритма на примере восстановления положения и формы сильно поглощающего включения диаметром до 5 мм в сильно рассеивающем модельном объекте диаметром до 140 мм

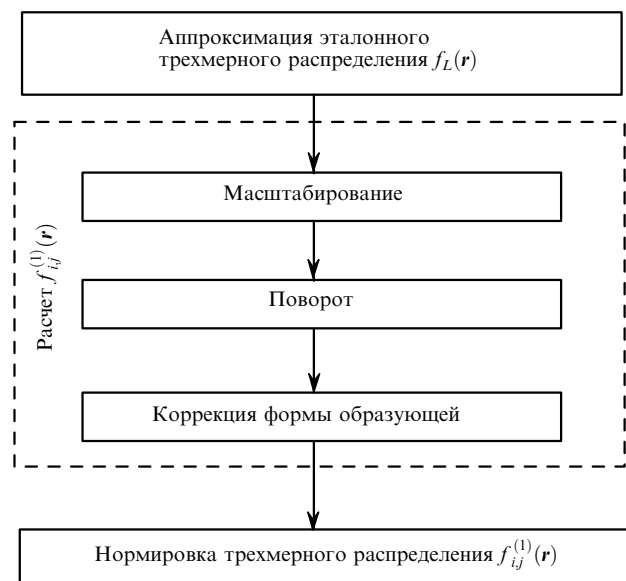


Рис.1. Алгоритм приближенного расчета трехмерных распределений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  для сильно рассеивающего «пространственно-однородного» объекта.

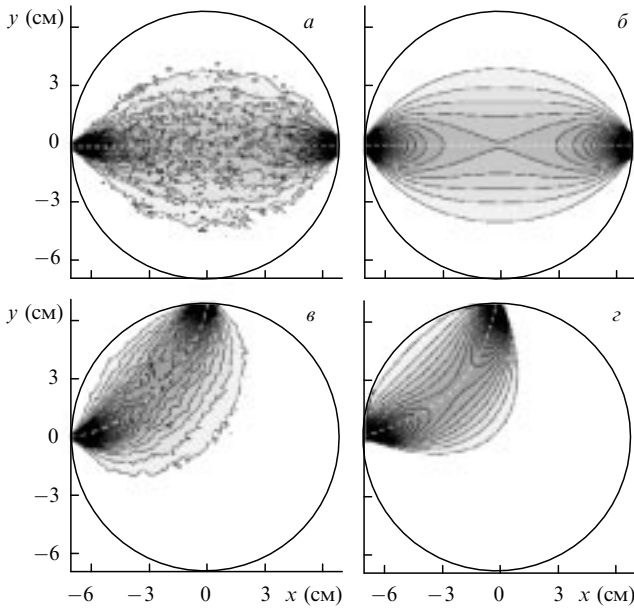


Рис.2. Результат точного (метод Монте-Карло) (а, в) и приближенного (б, з) расчета трехмерных распределений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  для сильно рассеивающего «однородного» объекта. Глубина почернения пропорциональна вероятности прохождения регистрируемых фотонов; центральный угол размещения излучателя и приемника  $\alpha_{ij} = 180$  (а, б) и  $90^\circ$  (в, з).

мы уже сообщали в [30–32]. Столь же успешно этот алгоритм «справляется» с задачей восстановления внутренней структуры объекта при наличии в нем двух и трех сильно поглощающих включений одинакового размера (рис.3). Однако в ходе проведенных нами дальнейших экспериментов выяснилось, что даже в простейшем случае наличия в модельном объекте двух сильно поглощающих включений разного размера описанный выше алгоритм практически полностью теряет свою работоспособность. Причиной этого является нелинейность, связанная с описанием восстановленной внутренней структуры объекта трехмерной плотностью вероятности обнаружения включений  $p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r}) \propto \prod_{ij} P_{ij}^{(1)} f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  при разных  $\mathbf{r}$ . Именно эта нелинейность и приводит к классической для нелинейных задач «тупиковой» ситуации, когда «победитель получает все» и во внутренней структуре объекта восстанавливаются лишь ее наиболее «яркие» детали.

Решить указанную выше проблему удастся за счет включения второй итерации в предложенный в [30–32] алгоритм решения обратной задачи. При этом восстановленная на первой итерации (т.е. в соответствии с описанным выше алгоритмом) внутренняя структура объекта  $p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r})$  используется при быстром приближенном расчете априорной информации  $\Phi_{ij}^{(2)}$  и  $f_{ij}^{(2)}(\mathbf{r})$  для второй итерации. Предполагается, что разность потоков фотонов выходного излучения в присутствии уже восстановленных деталей внутренней структуры  $p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r})$  ( $\Phi_{ij}^{(2)}$ ) и в реальном эксперименте ( $\Phi_{ij}$ ) обусловлена только погрешностями восстановления и полная вероятность найти такие погрешности в  $i, j$ -измерении  $P_{ij}^{(2)} \propto \Phi_{ij}^{(2)} - \Phi_{ij}$ .

Считается, что пространственное распределение  $P_{ij}^{(2)}$  определяется трехмерной плотностью вероятности  $p_{ij}^{(2)}(\mathbf{r}) \propto P_{ij}^{(2)} f_{ij}^{(2)}(\mathbf{r})$ , где  $f_{ij}^{(2)}(\mathbf{r})$  – трехмерное распределение вероятности прохождения фотонов, зарегистрированных в  $i, j$ -измерении, через «пространственно-неоднородный» ( $\mu_a, \mu_s' \neq \text{const}$ ) объект с внутренней структурой,

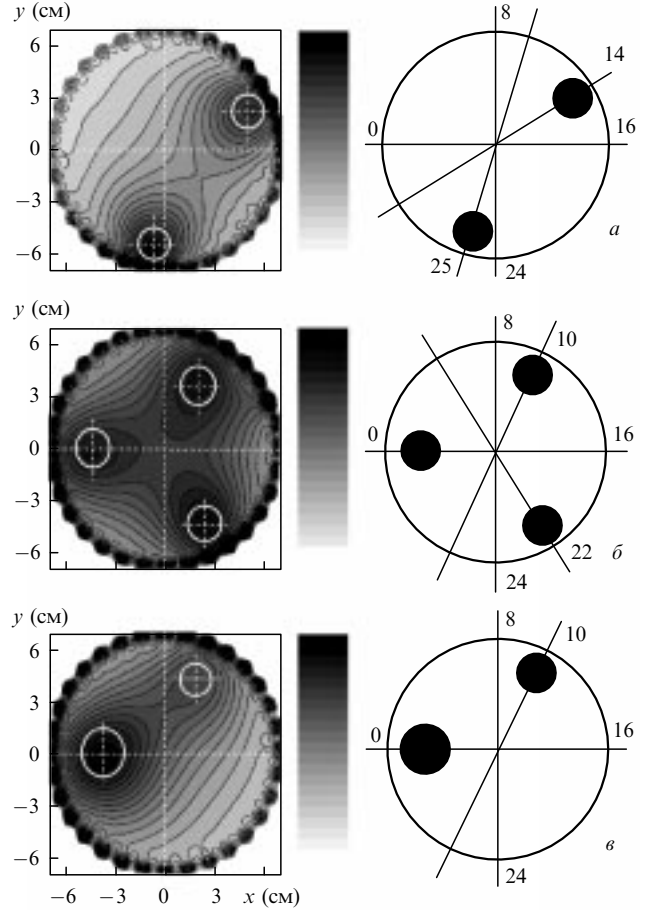


Рис.3. Восстановленная внутренняя структура  $p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r})$  модельного объекта диаметром 140 мм (слева) и геометрия соответствующего эксперимента (справа) в случае двух (а, в) и трех (б) сильно поглощающих включений одинаковых (а, б) и разных (в) диаметров. Глубина почернения пропорциональна логарифму коэффициента поглощения; цифры у окружностей – номера  $i$  либо  $j$ .

заданной трехмерным распределением  $p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r})$ . Восстановленные на второй итерации детали внутренней структуры описываются полной трехмерной плотностью вероятности  $p_{\Sigma}^{(2)}(\mathbf{r})$ , которая также определяется по всем  $N^2$  либо  $N^4$  (см. выше) измерениям через произведение  $\prod_{ij} P_{ij}^{(2)} f_{ij}^{(2)}(\mathbf{r})$ . В итерационном алгоритме восстановления внутренней структуры объекта последняя описывается линейной суперпозицией  $p_{\Sigma}(\mathbf{r}) = p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r}) + p_{\Sigma}^{(2)}(\mathbf{r})$ , а схема решения обратной задачи лишь незначительно трансформируется (рис.4). При необходимости в рассмотренный алгоритм могут быть добавлены и следующие итерации.

#### 4. Алгоритм быстрого решения прямой задачи

Однако для реализации итерационного алгоритма решения обратной задачи по схеме рис.4 необходимо быстро рассчитывать априорную информацию  $\Phi_{ij}^{(2)}$  и  $f_{ij}^{(2)}(\mathbf{r})$  для второй итерации, т.е. «научиться» быстро решать прямую задачу ОТ. Оказывается, что возможность масштабирования трехмерных распределений в однородном объекте позволяет построить быстрый алгоритм приближенного решения и для этой задачи в том случае, когда в сильно рассеивающем диагностируемом объекте находятся поглощающие включения. Схему со-

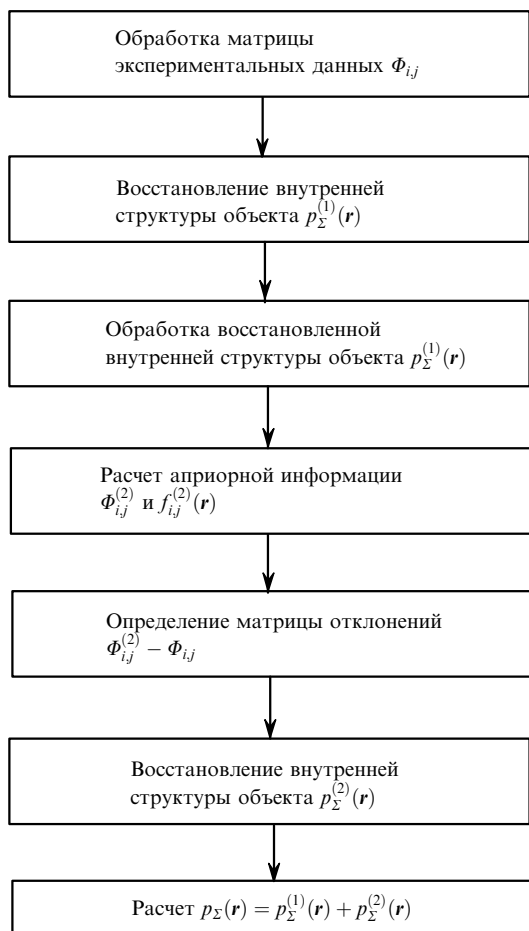


Рис.4. Итерационный алгоритм решения обратной задачи для сильно рассеивающего объекта со сложной внутренней структурой.

ответствующего алгоритма, который является естественным развитием метода «вырезания», предложенного в [30–32], и основан на линейности исходной задачи, иллюстрирует рис.5.

Для зарегистрированных фотонов вероятность пройти через любое поперечное сечение любого трехмерного распределения  $f_{ij}(\mathbf{r})$  всегда одинакова, поскольку они заведомо не были поглощены. Следовательно, появление в однородном объекте одного сильно поглощающего включения приводит к тому, что определенная часть  $\Delta\Phi_{ij,1}^{(1)}$  потока фотонов  $\Phi_{ij}^{(1)}$ , который должен был бы поступать на фотоприемник в  $i, j$ -измерении, проходит через занятую этим включением область, поглощается и не регистрируется. В первом приближении относительную долю  $\Delta\Phi_{ij,1}^{(1)}/\Phi_{ij}^{(1)}$  «исчезающей» части потока  $\Phi_{ij}^{(1)}$  в каждом из измерений можно определить, «вырезая» соответствующую часть (трехмерное распределение «тени»)  $f_{ij,1}^{(1)}(\mathbf{r})$  соответствующих поперечных сечений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ .

В случае, когда в объекте имеется  $n > 1$  поглощающих включений, алгоритм расчета несколько усложняется и приобретает итерационный характер. При расчете относительной доли  $\Delta\Phi_{ij,k}^{(1)}/\Phi_{ij,k-1}^{(1)}$  вырезаемой  $k$ -м включением части потока  $\Phi_{ij}^{(1)}$ , который должен был бы поступать на фотоприемник в  $i, j$ -измерении, используются поток

$$\Phi_{ij,k-1}^{(1)} = \Phi_{ij}^{(1)} - \sum_{m=1}^{k-1} \Delta\Phi_{ij,m}^{(1)}$$

и трехмерное распределение

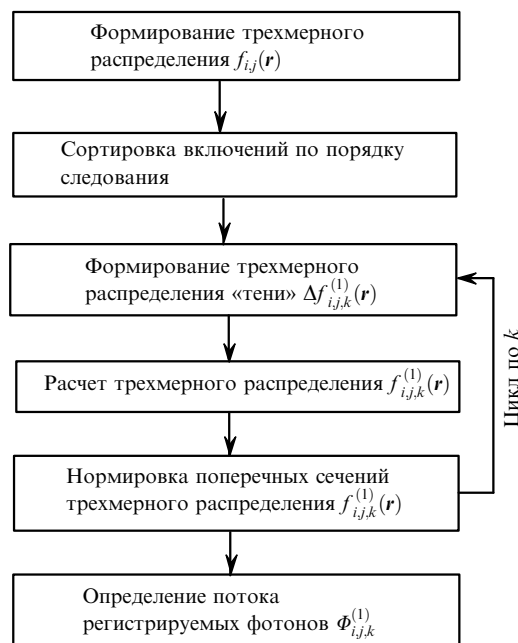


Рис.5. Алгоритм приближенного расчета трехмерных распределений  $f_{ij,k}^{(1)}(\mathbf{r})$  для сильно рассеивающего «неоднородного» объекта со сложной внутренней структурой ( $i$  и  $j$  описывают положения точек ввода и вывода излучения;  $k$  – номер включения).

$$f_{ij,k-1}^{(1)}(\mathbf{r}) = f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}) - \sum_{m=1}^{k-1} \Delta f_{ij,m}^{(1)}(\mathbf{r}),$$

соответствующие этому же измерению в ситуации с однородным объектом при  $(k - 1)$ -м включении. Выше для унификации системы обозначений положено, что  $\Phi_{ij,0}^{(1)} = \Phi_{ij}^{(1)}$  и  $f_{ij,0}^{(1)}(\mathbf{r}) = f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ .

При применении описанного итерационного алгоритма приближенного решения прямой задачи для каждого набора  $i, j$  должен быть определен порядок следования всех  $n > 1$  включений и проведен последовательный приближенный расчет пространственных трехмерных распределений соответствующих этим включениям «теней»  $\Delta f_{ij,k}^{(1)}(\mathbf{r})$  ( $1 \leq k \leq n$ ). При расчете  $\Delta f_{ij,k}^{(1)}(\mathbf{r})$  учитывается диффузионный характер распространения фотонов в объекте. Фактически при этом используется уже описанная нами выше возможность геометрического масштабирования того же самого «эталонного» распределения  $f_L(\mathbf{r})$ . На каждой итерации в ходе всех преобразований поток регистрируемых фотонов  $\Phi_{ij,k}^{(1)}$  во всех поперечных сечениях соответствующих трехмерных распределений  $f_{ij,k}^{(1)}(\mathbf{r})$  поддерживается постоянным.

Результат работы алгоритма, которому в случае объекта с тремя включениями для формирования массивов из 1024 ( $0 \leq i, j \leq 31$ ) потоков  $\Phi_{ij}^{(2)} = \Phi_{ij,3}^{(1)}$  и трехмерных распределений  $f_{ij}^{(2)}(\mathbf{r}) = f_{ij,3}^{(1)}(\mathbf{r})$  на персональном компьютере с процессором РП-800 требуется не более 2 мин, иллюстрирует рис.6. Видно, что данные «точного» (метод Монте-Карло) и приближенного расчета пространственных трехмерных распределений  $f_{ij}^{(2)}(\mathbf{r})$  для объекта с одним сильно поглощающим включением при  $\alpha_{ij} = 180^\circ$  весьма неплохо соответствуют друг другу. Распределение потока регистрируемых фотонов  $\Phi_{ij}^{(2)}$ , полученное в реальном эксперименте для объекта с тремя сильно поглощающими включениями, также хорошо согласуется с результатом приближенного расчета.

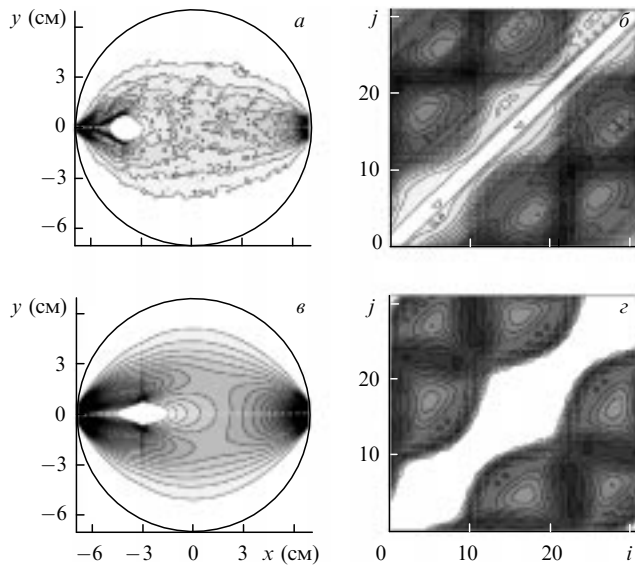


Рис.6. Трехмерные распределения  $f_{ij,1}^{(1)}(r)$  для объекта с одним сильно поглощающим включением, полученные в результате точного (метод Монте-Карло) (а) и приближенного (б) расчета, и поток регистрируемых фотонов  $\Phi_{ij,3}^{(1)}$  при трех включениях в геометрии рис.3,б для реального эксперимента (б) и приближенного расчета (с). Глубина почернения пропорциональна логариному потока;  $i$  и  $j$  описывают положения точек ввода и вывода излучения.

### 5. Восстановление «мелких» деталей внутренней структуры объекта

Для восстановления внутренней структуры однородного сильно рассеивающего объекта, т. е. пространственного трехмерного распределения  $p_{\Sigma}(r)$  вероятности нахождения включений, с двумя заметно различающимися по размеру сильно поглощающими включениями по массиву из 1024 ( $0 \leq i, j \leq 31$ ) измерений потоков  $\Phi_{ij}$  на персональном компьютере с процессором РПД-800 с помощью описанного выше итерационного алгоритма решения обратной задачи требуется не более 2 мин. Результат такого восстановления по данным реального эксперимента иллюстрирует рис.7. Легко убедиться, что в восстановленном на первой итерации работы алгоритма трехмерном распределении  $p_{\Sigma}^{(1)}(r)$  наблюдается лишь «изображение» включения большего размера. Однако уже на второй итерации в восстановленном трехмерном распределении  $p_{\Sigma}^{(2)}(r)$  появляется «изображение» включения меньшего размера. При этом изображение включения большего размера оказывается практически полностью «вычтенным», что косвенно подтверждает достаточно хорошую точность использованных нами приближенных методов расчета.

### 6. Заключение

Безусловно, строгого обоснования рассмотренных выше быстрых (фактически способных работать в режиме реального времени) приближенных статистических нелинейных алгоритмов решения обратной и прямой задач диффузионной ОТ мы дать не можем. Однако описанные схема построения и структура этих алгоритмов, на наш взгляд, достаточно хорошо отражают вероятностный характер распространения фотонов через сильно рассеивающие объекты с размерами, большими так называемой транспортной длины рассеяния  $(\mu'_s)^{-1}$ .

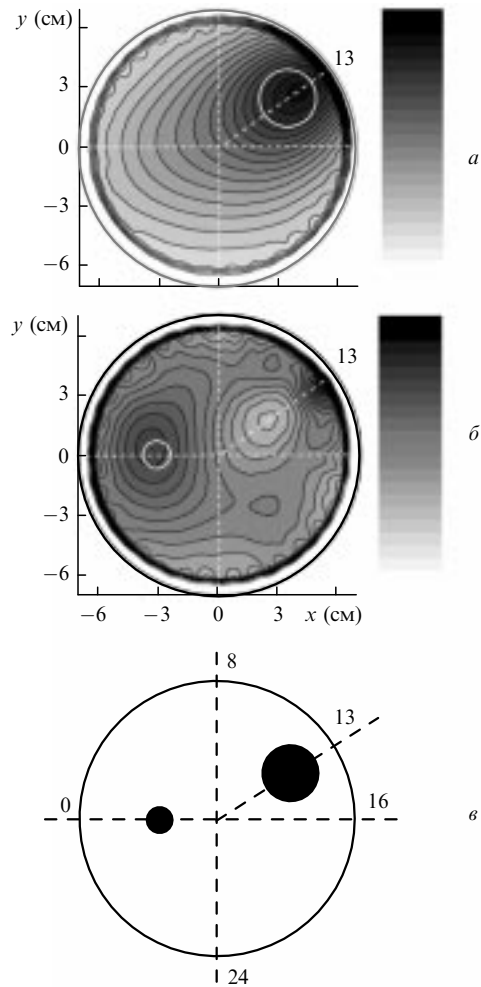


Рис.7. Восстановленная внутренняя структура модельного объекта диаметром 140 мм с двумя сильно поглощающими включениями разного диаметра после первой ( $p_{\Sigma}^{(1)}(r)$ , а) и второй ( $p_{\Sigma}^{(2)}(r)$ , б) итераций, а также геометрия эксперимента (в). Глубина почернения пропорциональна логариному коэффициенту поглощения; цифры у окружностей – номера  $i$  либо  $j$ .

Приведенные выше результаты апробации указанных алгоритмов на примерах восстановления уже сравнительно сложных (по отношению к [30–32]) внутренних структур (до трех сильно поглощающих включений с размерами не менее 5 мм) сильно рассеивающих и слабо поглощающих (коэффициенты рассеяния  $\mu'_s = 1.4 \text{ мм}^{-1}$  и поглощения  $\mu_a = 0.005 - 0.015 \text{ мм}^{-1}$ ) объектов весьма большого (140 мм) размера также подтверждают работоспособность этих алгоритмов. Немаловажную роль с точки зрения практики играет и то обстоятельство, что во всех экспериментальных реализациях было использовано непрерывное излучение достаточно дешевых мало-мощных (входная мощность менее 20 мВт) полупроводниковых лазеров ближнего ИК (длины волн 770–820 нм) диапазона.

Авторы признательны РФФИ (гранты № 00-15-96726 и 01-02-17305) за финансовую поддержку настоящей работы.

1. Photon propagation in tissues. *Proc. SPIE*, **2626** (1996).
2. Photon propagation in tissues II. *Proc. SPIE*, **2925** (1996).
3. Photon propagation in tissues III. *Proc. SPIE*, **3194** (1998).
4. Photon propagation in tissues IV. *Proc. SPIE*, **3566** (1998).
5. Chance B. (Ed.) *Photon migration in tissues* (N.Y., Plenum Press, 1989).

6. Ho P.P. et al. *Optics and Photonics News*, **4**, 23 (1993).
7. Feng S.C. et al. *Proc. SPIE*, **1888**, 78 (1993).
8. Herman G.T. *Image reconstruction from projections: the fundamentals of computerized tomography* (San Francisco, Academic Press, 1980).
9. Sabatier P.C. (Ed.) *Basic methods of tomography and inverse problems: a set of lectures* (Bristol, Hilger, 1987).
10. Wang L. et al. *Science*, **253**, 769 (1991).
11. Proskurin S.G. et al. *Proc. SPIE*, **2389**, 157 (1995).
12. Wells K. et al. *Proc. SPIE*, **2979**, 599 (1997).
13. Hee M.R. et al. *Optical coherence tomography of ocular diseases* (Thorofare, SLACK Inc., 1996).
14. CIS selected papers: coherence-domain methods in biomedical optics. *Proc. SPIE*, **2732** (1996).
15. Tearney G.J. et al. *Proc. SPIE*, **2389**, 29 (1995).
16. Coherent domain optical methods in biomedical science and clinical applications IV. *Proc. SPIE*, **3915** (2000).
17. O'Leary M.A. et al. *Optics Letts*, **20**, 426 (1995).
18. Papaioannou D.G. *Proc. SPIE*, **2626**, 218 (1995).
19. Bocher T. et al. *Proc. SPIE*, **2626**, 283 (1995).
20. Sevcik-Muraca E.M. et al. *SPIE Institutes for Advanced Optical Technologies. Ser.* (Bellingham, 1993, v.11, p.485).
21. Markel V.A., Schotland J.C. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **18**, 1336 (2001).
22. Gryazin Y.A. et al. *Inverse Problems*, **15**, 373 (1999).
23. Jong C. et al. *J.Opt.Soc.Amer.A*, **16**, 2400 (1999).
24. Millane R.P. et al. *Proc. SPIE*, **4123**, 295 (2000).
25. Hielscher A.H., Bartel S. *Proc. SPIE*, **3979**, 575 (2000).
26. Hielscher A.H., Bartel S. *Proc. SPIE*, **4160**, 118 (2000).
27. Lyubimov V.V. et al. *Proc. SPIE*, **3566**, 57 (1998).
28. Lyubimov V.V. et al. *Proc. SPIE*, **3816**, 183 (1999).
29. Волконский В.Б. и др. *Оптика и спектроскопия*, **87**, 457 (1999).
30. Чурсин Д.А. и др. *Квантовая электроника*, **29**, 83 (1999).
31. Shuvalov V.V. et al. *Laser Physics*, **11**, 636 (2001).
32. Маликов Е.В. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 78 (2000).