

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. С. Куратов, К. В. Руденко, В. В. Шувалов, Дифференциальная визуализация спектрально-селективной структуры сильно рассеивающих объектов, *Квантовая электроника*, 2014, том 44, номер 7, 652–656

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: 3.128.79.240

27 сентября 2024 г., 03:47:06



# Дифференциальная визуализация спектрально-селективной структуры сильно рассеивающих объектов

А.С.Куратов, К.В.Руденко, В.В.Шувалов

*Описана модификация алгоритма быстрого приближенного решения обратной задачи диффузионной оптической томографии, в которой объем априорной (вспомогательной) информации, необходимой для визуализации внутренней структуры объекта, уменьшается за счет перехода к дифференциальной схеме измерений. При этом сам эксперимент проводится на двух разных длинах волн, а часть априорной информации, нужной для восстановления только спектрально-селективной составляющей внутренней структуры (разностной структуры пространственных распределений коэффициента экстинкции на использованных длинах волн), заменяется данными одного из измерений.*

**Ключевые слова:** диффузионная оптическая томография, многократное малоугловое рассеяние, приближенное решение обратной задачи, дифференциальные измерения, восстановление спектрально чувствительной внутренней структуры.

## 1. Введение

Диффузионная оптическая томография (ДОТ) считается одним из перспективных методов неинвазивной медицинской диагностики [1]. Возможности ДОТ апробированы в маммографии [2–7] и в задачах контроля мозговой активности (functional brain imaging) [8–11]. В последнее время ДОТ предполагается использовать и для мониторинга при фототерапии [12]. Опубликовано уже достаточно много работ по флуоресцентной ДОТ [12–14], прямая и обратная задачи которой сходны по методам решения с так называемой просветной ДОТ (см. далее).

В ДОТ сильно рассеивающий объект (далее просто объект), внутреннюю структуру которого нам надо визуализировать, многократно (для разных положений излучателя  $i = (x_i, y_i)$  и приемника  $j = (x_j, y_j)$  на поверхности объекта  $\{x, y\}$ , далее  $\{i, j\}$ -измерений) просвечивается излучением ближнего ИК диапазона. Для всех реализаций (наборов точек  $\{i, j\}$ ) измеряются параметры (в непрерывном режиме это обычно мощность) выходного излучения. В итоге получается матрица выходных данных  $\Phi_{ij}$ , которая и характеризует свойства объекта. Число элементов этой матрицы  $N = N_i N_j$  задано числом задействованных положений излучателя и приемника  $i, j = 0, 1, \dots, (N_{i,j} - 1)$ . Далее с использованием именно этих данных и решается так называемая обратная задача (визуализируется внутренняя структура объекта), т.е., в идеале, рассчитываются нужные пространственные 3D распределения коэффициентов поглощения  $\mu_a(r)$  и рассеяния  $\mu_s'(r)$ , параметра анизотропии индикатрисы однократного рассеяния фотонов  $\gamma(r)$  и т. п.

А.С.Куратов, К.В.Руденко, В.В.Шувалов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы, Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы, 1; e-mail: vsh-htsc@mail.ru

Поступила в редакцию 24 февраля 2014 г., после доработки – 4 мая 2014 г.

В [15–19] был описан алгоритм, в котором для быстрого решения обратной задачи ДОТ помимо матрицы данных  $\Phi_{ij}$  используется дополнительная априорная информация. Это, во-первых, опорная матрица  $\Phi_{ij}^{(1)}$ , описывающая результат аналогичных измерений для такого же сильно рассеивающего объекта, но без внутренней структуры (далее опорный объект), и, во-вторых, 3D распределения  $f_{ij}^{(1)}(r)$  плотности вероятности прохождения фотонов, зарегистрированных в каждом  $\{i, j\}$ -измерении, через произвольную точку  $r$  опорного объекта. Роль визуализированной внутренней структуры при этом играет расчетное 3D распределение вероятности  $p_{\Sigma}^{(1)}(r)$  нахождения внутри объекта таких неоднородностей, которые дополнительно (по отношению к опорному объекту) ослабляют потоки регистрируемого излучения в реальном объекте (рис.1). При реализации этого алгоритма в [15–17] все априорные данные были расчетными и основывались на информации о размерах, форме и характере объекта, а также на быстрых приближенных методах решения прямой задачи ДОТ. Авторы [18] показали, что точность, с которой  $p_{\Sigma}^{(1)}(r)$  отображает реальную внутреннюю структуру, не всегда удовлетворительна, и предложили итерационную версию того же алгоритма. В этом случае дан-

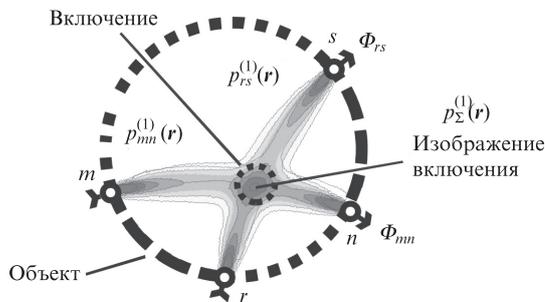


Рис.1. Быстрый алгоритм приближенного решения обратной задачи ДОТ:  $\Phi_{mn}$  и  $\Phi_{rs}$  – потоки фотонов для  $\{m, n\}$ - и  $\{r, s\}$ -измерений. Структура объекта описывается функцией  $p_{\Sigma}^{(1)}(r) = p_{mn}^{(1)}(r) + p_{rs}^{(1)}(r)$  распределения вероятности обнаружения внутри него включений, которые дополнительно (по отношению к опорному объекту) ослабляют потоки регистрируемого излучения.

ные  $p_{\Sigma}^{(n)}(\mathbf{r})$ , полученные на  $n$ -й итерации алгоритма, используются для расчета априорной информации для  $(n + 1)$ -й итерации. Было показано, что с ростом  $n$  точность восстановления внутренней структуры объекта растет, и в этой структуре проявляются даже сравнительно мелкие детали [18, 19].

Основным недостатком описанного алгоритма является большой объем априорной информации, необходимой для его реализации. Причем, чем сильнее реальный объект отличается от опорного (т.е. чем сложнее структура реального объекта и менее точна априорная информация), тем хуже сходимость алгоритма и точность, реализуемая на первых итерациях. Естественно, что большее время придется затратить и на достижение заданной точности визуализации внутренней структуры. Более того, апробация этого алгоритма авторами [18] показала возможность появления неустранимых в рамках используемого метода систематических ошибок, связанных именно с погрешностями априорной информации.

В настоящей работе описана модификация рассмотренного выше алгоритма, в которой объем априорной информации, нужной для быстрой визуализации спектрально-селективной внутренней структуры объекта, уменьшается в результате перехода к дифференциальной схеме измерений. При этом эксперимент проводится на двух разных длинах волн,  $\lambda_{1,2}$ , часть априорной информации (опорная матрица  $\Phi_{ij}^{(1)}$ ) заменяется данными одного из измерений –  $\Phi_{ij}(\lambda_1)$ , а по данным второго,  $\Phi_{ij}(\lambda_2)$ , восстанавливается только спектрально-селективная составляющая внутренней структуры объекта (т.е. разностная структура пространственных 3D распределений коэффициента экстинкции на длинах волн  $\lambda_{1,2}$ ).

## 2. Дифференциальная модификация алгоритма восстановления

Легко убедиться, что уже исходная версия алгоритма [15–19] фактически является дифференциальной, поскольку с его помощью восстанавливаются отличия внутренней структуры реального рассеивающего объекта от структуры его некоего «идеального» аналога с пространственно однородным распределением всех параметров ( $\mu_a(\mathbf{r}), \mu_s'(\mathbf{r}), \gamma(\mathbf{r})$  и т.д.), описывающих его взаимодействие с фотонами.

На первом этапе реализации этого алгоритма (рис.2,а) находится разность  $\Delta\Phi_{ij} = \Phi_{ij}^{(1)} - \Phi_{ij}$  данных  $\Phi_{ij}$  реального эксперимента и данных  $\Phi_{ij}^{(1)}$  мысленного эксперимента с идеальным объектом. Затем в предположении, что различие в результатах этих экспериментов обусловлено различием внутренних структур двух объектов, по формуле  $p_{ij}^{(1)} = (\Delta\Phi_{ij} / \Phi_{ij}^{(1)}) f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  определяется плотность 3D распределения вероятности нахождения включений, дополнительно ослабляющих поток излучения в каждом из  $\{i, j\}$ -измерений в эксперименте с реальным объектом. На финальном этапе по результатам всех  $\{i, j\}$ -измерений рассчитывается плотность 3D распределения вероятности нахождения таких дополнительных включений в реальном объекте,

$$p_{\Sigma}^{(1)}(\mathbf{r}) = \sum_{ij} p_{ij}^{(1)}(\mathbf{r}),$$

которая и играет в дальнейшем роль восстановленной внутренней структуры реального объекта. При необходимости в описанный алгоритм включаются дополни-

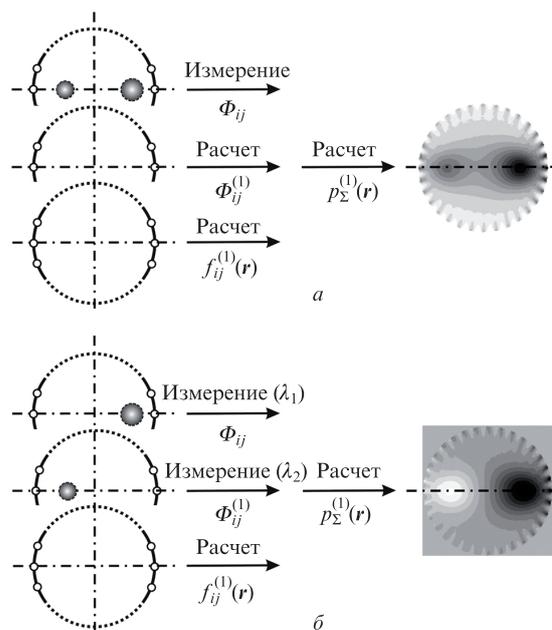


Рис.2. Входные и выходные данные для исходной (а) и дифференциальной (б) модификаций алгоритма быстрого приближенного решения обратной задачи ДОТ.

тельные итерации, с помощью которых минимизируются погрешности использованной процедуры, поскольку внутренняя структура реального объекта, найденная на предыдущих итерациях,

$$p_{\Sigma}^{(n)}(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^n p_{\Sigma}^{(k)}(\mathbf{r}),$$

используется в качестве внутренней структуры идеального объекта последующей. Естественно, что при  $n \sim 2$  вследствие пространственной неоднородности структуры опорного объекта провести быстрый расчет априорной информации становится несколько сложнее, и он также выполняется с использованием некоторых дополнительных упрощающих предположений [18, 19].

Основным недостатком описанного выше алгоритма является слишком большой объем априорной информации, необходимой для его реализации. Хотя погрешности последней и нивелируются с ростом количества использованных итераций, увеличение их числа влечет за собой снижение быстродействия самого алгоритма. Однако полностью избавиться от такой информации тоже нельзя. Действительно, если опорная матрица  $\Phi_{ij}^{(1)}$  еще может быть измерена в реальном эксперименте с идеальным объектом (что на практике все равно весьма затруднительно), то найти 3D распределения  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  из данных реального эксперимента практически невозможно.

С учетом этого нами была апробирована новая модификация описанного выше алгоритма (рис.2,б), в которой объем априорной информации, нужной для быстрой визуализации спектрально-селективной внутренней структуры реального объекта, уменьшается за счет перехода к дифференциальной схеме измерений. При этом эксперимент с одним и тем же реальным объектом проводится на двух разных длинах волн ( $\lambda_{1,2}$ ). Часть априорной информации (опорная матрица  $\Phi_{ij}^{(1)}$ ) подменяется данными одного из таких измерений,  $\Phi_{ij}(\lambda_1)$ , а по данным второго,  $\Phi_{ij}(\lambda_2)$ , восстанавливается только спектрально-селектив-

ная составляющая внутренней структуры реального объекта, т.е. разностная структура пространственных распределений коэффициента экстинкции на  $\lambda_{1,2}$ . Из сказанного выше следует, что выбор конкретных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  для проведения измерений опорной матрицы и матрицы данных в этом случае условен, а восстановленная разностная структура может содержать теперь области как с условно «положительными» ( $\Phi_{ij}^{(1)}(\lambda_1) > \Phi_{ij}(\lambda_2)$ ), так и с условно «отрицательными» ( $\Phi_{ij}^{(1)}(\lambda_1) < \Phi_{ij}(\lambda_2)$ ) коэффициентами экстинкции.

Основная проблема при такой модификации алгоритма состоит в том, что 3D распределения  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$ , необходимые для последующего восстановления внутренней структуры объекта, по данным таких измерений подменить все равно нечем. Однако с учетом того, что в реальных биологических тканях коэффициенты экстинкции сравнительно малы, а распределения  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  очень широки, можно попытаться сохранить их теми же, которые рассчитывались ранее для идеального объекта.

Оценить работоспособность описанных выше не совсем корректных процедур и применимость такой модификации алгоритма в целом проще всего в реальном модельном эксперименте, рассматриваемом в разд. 3 и 4.

### 3. Экспериментальная установка

В ходе проведенных модельных экспериментов нами использовался программно-аппаратный комплекс, блок-схема которого показана на рис.3,а. Комплекс содержит два источника непрерывного излучения 1. Ввод и вывод излучения в сильно рассеивающий модельный объект Б с внутренней структурой 3 осуществляется через волоконный переключатель 2 и две системы оптомеханической коммутации – А и В. Последние выбирают номера волокон (каналов), через которые в каждом конкретном измерении осуществляется ввод и вывод излучения. Излучение, прошедшее через модельный объект, регистрируется одновременно в двух каналах двумя идентичными фотоприемниками 4. Это позволяет в два раза сократить время полного цикла измерений. Программная часть комплекса реализована на базе персонального компьютера (на схеме не показан), который обеспечивает управление аппаратной частью комплекса, осуществляет статистическую обработку данных измерений и реализацию описанного выше алгоритма.

Источниками излучения являются два непрерывных полупроводниковых лазера (ЗАО «Полупроводниковые системы») с волоконным выходом и выходной мощностью до 500 мВт, работающих на  $\lambda_1 = 790$  нм и  $\lambda_2 = 815$  нм, которые наиболее удобны для дифференциального определения содержания окси- и дезоксигемоглобина в крови. Излучение источников сначала поступает в переключатель, в котором изображения выходных торцов волокон лазеров под малым углом переносятся на торец магистрального световода (диаметр сердцевины 800 мкм, числовая апертура 0.39). Коэффициент ослабления при этом составляет  $\sim 4$ , однако с учетом запаса входной мощности этого оказывается вполне достаточно для проведения измерений. Независимое включение/выключение блоков питания двух лазеров позволяет реализовать ситуации, когда по магистральному световоду излучение распространяется лишь на одной из двух длин волн ( $\lambda_1$  или  $\lambda_2$ ), на обеих длинах волн одновременно либо не распространяется вообще.

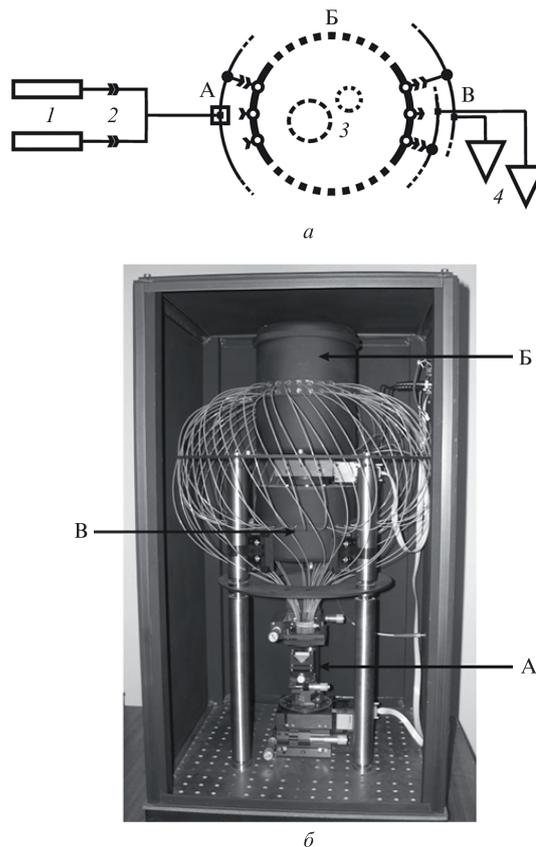


Рис.3. Блок-схема (а) и общий вид (б) макета дифференциального оптического томографа:

1 – диодные лазеры; 2 – оптические волокна; 3 – цилиндрические включения; 4 – фотоприемники; А – входной оптико-механический сканер; Б – сильно рассеивающий цилиндрический модельный объект; В – выходной оптико-механический сканер.

Далее через входной коммутатор выходное излучение магистрального световода поступает в одно из 32 входных волокон. Основной особенностью использованной нами реализации является чрезвычайно низкий (менее  $10^{-4}$ ) уровень перекрестных помех, что весьма важно из-за большого динамического диапазона проводимых измерений.

Модельный объект представляет собой полый цилиндрический сосуд (внутренний диаметр 160 мм), заполненный смесью, состоящей из мелкодисперсной жировой водной эмульсии – липофундина (эмульсия на основе соевого масла, эмульгированного с применением изотонического раствора глицерина и содержащая шарики масла размером от 0.1 до 1.0 мкм; является аналогом популярной при изготовлении фантомов биотканей жировой эмульсии – интралипида), играющей роль малоуглового рассеивателя, и водного раствора чернил – поглотителя. Концентрации компонентов соответствовали  $\mu'_s = 1.4$  мм $^{-1}$  и  $\mu_a = 0.005$ – $0.015$  мм $^{-1}$ . По периметру сосуда в двух горизонтальных плоскостях, смещенных на 10 мм от плоскости, проходящей через середину высоты сосуда, в шахматном порядке симметрично вклеены 32 входных и 32 выходных световода. Размещение последних обеспечивало дополнительную (хотя и весьма ограниченную) возможность локализации положений включений по вертикали. Отметим также, что использование сравнительно толстых (диаметр сердцевины 800 мкм) выходных световодов с большой (0.39) числовой апертурой обеспечивало более эффективный сбор фотонов, падающих из рассеивающей

среды на торцы этих световодов под достаточно большими углами.

В модельный объект помещалось несколько (до трех) длинных дополнительных элементов (включений), имитирующих неоднородности внутренней структуры. Роль включений играли либо зачерненные цилиндры («абсолютно» поглощающие включения), либо пустотелые стеклянные цилиндры нескольких диаметров с аналогичными трехкомпонентными смесями, но более высокой концентрации. Концентрации компонентов в цилиндрах изменялись, что позволяло независимо изменять оптические характеристики любого из включений. Геометрия их размещения также менялась. Общий вид модельного объекта с входным и выходным коммутаторами и фотодетекторами показан на рис.3,б.

В каждый момент времени два выбранных канала выходного коммутатора подключались к двум высокочувствительным фотодетекторам (модули H6240-02, Hamamatsu Inc.), работающим в режиме счета фотонов. Счетные импульсы фотодетекторов в TTL-формате в течение заданного управляющим компьютером интервала времени (до 10 с) подсчитывались скоростным многоканальным счетчиком PCI 6602 (National Instruments). Скорость счета темновых импульсов составляла всего 100–150 имп./с, что обеспечивало возможность измерения выходных световых потоков в динамическом диапазоне более  $10^4$ .

#### 4. Результаты апробации дифференциальной модификации алгоритма

Как ясно из предыдущего раздела, аппаратная часть использованного комплекса была полностью адаптирована для реализации схемы дифференциальных измерений, т. к. с одним и тем же модельным объектом можно было провести измерения на двух разных длинах волн (790 и 815 нм). Однако во всех проведенных тестовых экспериментах нами использовался только один источник излучения ( $\lambda_2 = 815$  нм), а для дифференциальной визуализации внутренней структуры объекта – результаты двух измерений, проведенных при разной геометрии размещения включений в модельном объекте либо при их разных оптических характеристиках. При этом в каждом из измерений определенная часть включений из общего набора изымалась, что и имитировало ее «невидимость» на соответствующей длине волны ( $\lambda_1$ ). В результате двух таких измерений получались два необходимых для реализации схемы дифференциальной модификации алгоритма аналога матриц данных  $\Phi_{ij}(\lambda_1)$  и  $\Phi_{ij}(\lambda_2)$ , соответствующих 32 возможным положениям источника и 32 возможным положениям приемника. В экспериментах по восстановлению внутренних структур с полупрозрачными включениями геометрия размещения последних в модельном объекте в каждом из двух экспериментов оставалась неизменной, а два необходимых для реализации схемы дифференциальных измерений аналога матриц данных  $\Phi_{ij}(\lambda_1)$  и  $\Phi_{ij}(\lambda_2)$  соответствовали измерениям, проведенным при разных концентрациях поглотителя (чернил) в одном и том же цилиндрическом включении.

Типичные результаты восстановления внутренней структуры модельного объекта проиллюстрированы рис.4. На рис.4,а показана геометрия модельного объекта с двумя непрозрачными цилиндрическими включениями разного размера (радиусы  $r_{1,2} = 15$  и 10 мм), расположенными на разных ( $R_{1,2} = 45$  и 35 мм) расстояниях от оси объ-

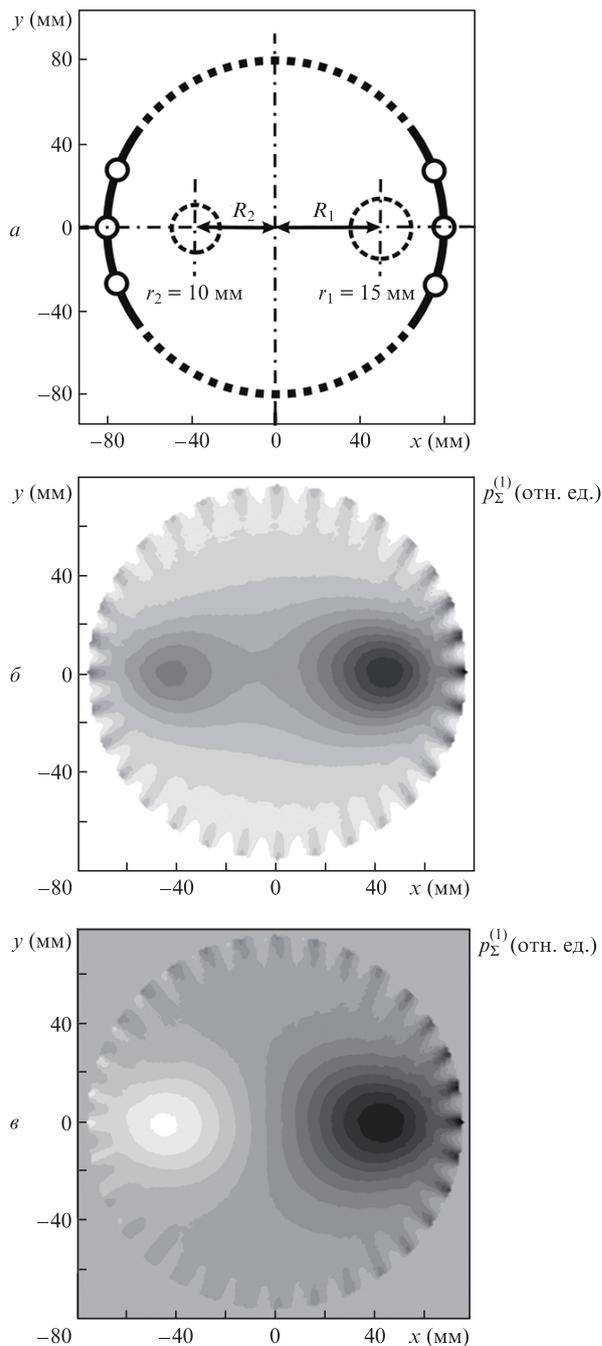


Рис.4. Геометрия эксперимента (а) и карты (линейные по  $p_{\Sigma}^{(1)}$  шкалы градаций серого цвета) распределений  $p_{\Sigma}^{(1)}(r)$  для исходного (б) и дифференциального (в) вариантов решения обратной задачи ДОТ. В последнем случае белый цвет соответствует «отрицательному» поглощению.

екта. На рис.4,б и в представлены карты распределений  $p_{\Sigma}^{(1)}(r)$ , полученные с помощью исходного и дифференциального вариантов быстрого решения обратной задачи ДОТ. На обеих картах использованы линейные по  $p_{\Sigma}^{(1)}$  шкалы градаций серого цвета, однако в последнем случае белый цвет (рис.4,в) соответствует условно «отрицательным» значениям коэффициента экстинкции (см. разд.2), что является прямым следствием пространственно неоднородной структуры опорного объекта. Абсолютная привязка  $p_{\Sigma}^{(1)}$  к оптическим характеристикам включений, хотя и не представляет особых сложностей, требует проведения специальных калибровочных измерений, кото-

рые должны учитывать достаточно большое число дополнительных факторов (конечный угол сбора излучения волокнами, возможность переотражений излучения стенками включений и т. д.).

Полностью аналогичные результаты были получены и в экспериментах по быстрому восстановлению более сложных внутренних структур с тремя включениями, в том числе и с полупрозрачными, что свидетельствует об относительно слабом влиянии на результаты восстановления характера 3D распределений  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  плотности вероятности прохождения фотонов, зарегистрированных в каждом  $\{i, j\}$ -измерении, через каждую точку  $\mathbf{r}$  опорного объекта. По-видимому, это связано с тем, что при использованных нами оптических характеристиках модельного объекта ( $\mu'_s = 1.4 \text{ мм}^{-1}$  и  $\mu_a = 0.005 - 0.015 \text{ мм}^{-1}$ ), более или менее соответствующих значениям для реальных биологических тканей, распределения  $f_{ij}^{(1)}(\mathbf{r})$  очень широки, и при реализации описанной выше процедуры подмены их действительно можно сохранять теми же, т.е. отвечающими идеальному пространственно однородному опорному объекту.

## 5. Заключение

Итак, в настоящей работе описана модификация проекционного алгоритма быстрого приближенного решения обратной задачи диффузионной оптической томографии, в которой объем априорной (вспомогательной) информации, необходимой для визуализации внутренней структуры объекта, уменьшается вследствие перехода к дифференциальной схеме измерений. При этом эксперимент с одним и тем же реальным объектом проводится на двух разных длинах волн,  $\lambda_{1,2}$ . Часть априорной информации (опорная матрица  $\Phi_{ij}^{(1)}$ ) подменяется данными одного из таких измерений ( $\Phi_{ij}(\lambda_1)$ ), а по данным  $\Phi_{ij}(\lambda_2)$  с использованием известной [18, 19] процедуры проекционного восстановления визуализируется спектрально-селективная составляющая внутренней структуры реального объекта (т.е. разностная структура пространственных распределений коэффициента экстинкции на длинах волн  $\lambda_{1,2}$ ).

Результаты апробации предложенной модификации алгоритма в экспериментах с сильно рассеивающими и слабо поглощающими ( $\mu'_s = 1.4 \text{ мм}^{-1}$  и  $\mu_a = 0.005 - 0.015 \text{ мм}^{-1}$ ) модельными объектами достаточно большого (160 мм) размера с несколькими (до трех) дополнительными непрозрачными и полупрозрачными включениями подтвердили ее работоспособность и эффективность.

1. Зимняков Д.А., Тучин В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 849 (2002).
2. Ntziachristos V., Yodh A.G., Schnall M., Chance B. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **97**, 2767 (2000).
3. Pogue B., Poplack S.P., McBride T.O., Wells W.A., Osterman K.S., Osterberg U.L., Paulsen K.D. *Radiology*, **218**, 261 (2000).
4. Jiang H., Xu Y., Ifitimia N., Eggert J., Klove K., Baron L., Fajardo L. *IEEE Trans. Med. Imaging*, **20**, 1334 (2001).
5. Durduran T., Choe R., Culver J.P., Zubkov L., Holboke M.J., Giammarco J., Chance B., Yodh A. *Phys. Med. Biol.*, **47**, 2847 (2002).
6. Culver J.P., Choe R., Holboke M.J., Zubkov L., Durduran T., Slemper A., Ntziachristos V., Pattanayak D.N., Chance B., Yodh A. *Med. Phys.*, **30**, 235 (2003).
7. Gu X.J., Zhang Q.Z., Bartlett M., Schutz L., Fajardo L.L., Jiang H.B. *Acad. Radiol.*, **11**, 53 (2004).
8. Boas D.A., Brooks D.H., Miller E.L., Di Marzio C.A., Kilmer M., Gaudette R.J., Zhang Q. *IEEE Signal Process. Mag.*, **18**, 57 (2001).
9. Culver J.P., Durduran T., Furuya D., Cheung C., Greenberg J.H., Yodh A.G. *J. Cereb. Blood Flow Metab.*, **23**, 911 (2003).
10. Durduran T. *Ph.D. Thesis* (University of Pennsylvania, 2004).
11. Zeff B.W., White B.R., Dehghani H., Schlaggar B.L., Culver J.P. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **104**, 12169 (2007).
12. Wang H., Putt M.E., Emanuele M.J., Shin D.B., Glatstein E., Yodh A.G., Busch T.M. *Cancer Res.*, **64**, 7553 (2004).
13. Corlu A., Choe R., Durduran T., Rosen M.A., Schweiger M., Arridge S.R., Schnall M.D., Yodh A.G. *Opt. Express*, **15**, 6696 (2007).
14. Barletta W.R., Klanner F., Parmigiani F., Sauli D. *Appl. Opt.*, **571**, 203 (2007).
15. Чурсин Д.А., Шувалов В.В., Шутов И.В. *Квантовая электроника*, **29**, 83 (1999).
16. Chursin D.A., Shuvalov V.V., Shutov I.V. *Laser Phys.*, **11**, 636 (2001).
17. Маликов Е.В., Чурсин Д.А., Шувалов В.В., Шутов И.В. *Квантовая электроника*, **30**, 78 (2000).
18. Третьяков Е.В., Шувалов В.В., Шутов И.В. *Квантовая электроника*, **31**, 1095 (2001).
19. Третьяков Е.В., Шувалов В.В., Шутов И.В. *Квантовая электроника*, **32**, 941 (2002).