

## Численное моделирование миграции фотонов в однородных и неоднородных цилиндрических фантомах

© А.Ю. Потлов, С.В. Фролов, С.Г. Проскурин

Биомедицинская техника, Тамбовский государственный технический университет,  
392000 Тамбов, Россия

e-mail: zerner@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.12.2019 г.

В окончательной редакции 31.01.2020 г.

Принята к публикации 28.02.2020 г.

Описаны особенности распространения низкокогерентного импульсного излучения в фантомах мягких биологических тканей (кровенасыщенные ткани мозга, молочной железы и т.п.). Проведено сравнение результатов математического моделирования миграции фотонов на основе диффузионного приближения к уравнению переноса излучения и метода статистических испытаний Монте-Карло. Подтверждено, что нормированный максимум фотонной плотности (НМФП) (photon density normalized maximum, PDNM) в относительно однородных сильно рассеивающих средах движется в направлении центра исследуемого объекта. При наличии неоднородностей характер движения НМФП меняется, поглощающая неоднородность в сильно рассеивающей среде смещает траекторию движения НМФП в направлении точки, симметричной центру этой неоднородности относительно центра исследуемого объекта. В случаях с рассеивающей неоднородностью НМФП движется в направлении ее центра.

**Ключевые слова:** сильно рассеивающие среды, миграция фотонов, уравнение переноса излучения, диффузионное приближение, метод Монте-Карло, медицинские фантомы, нормированный максимум фотонной плотности.

DOI: 10.21883/OS.2020.06.49417.33-20

### Введение

Фотоны в процессе диффузионного распространения через биологические ткани испытывают многочисленные акты взаимодействия (поглощение, рассеяние, преломление) на всей протяженности траекторий своего движения, начиная от точки инъектирования и заканчивая точкой детектирования [1–4]. В связи с этим диффузионно прошедшее через исследуемый объект оптическое излучение несет полезную информацию о множестве элементарных участков в составе этого объекта [2,5–7]. Однако для того чтобы восстановить оптические свойства каждого такого участка и сформировать на их основе теоретические пространственные распределения коэффициентов поглощения,  $\mu_a(x, y, z)$ , и рассеяния,  $\mu_s(x, y, z)$ , для всех точек исследуемого объекта с координатами  $x, y, z$ , необходимо решить обратную задачу [1,6]. С теоретической точки зрения процесс решения обратных задач для методов оптической визуализации, в частности различных модификаций метода диффузионной оптической томографии, хорошо известен и детально проработан [1,8–10]. Однако с практической точки зрения нелинейности траекторий фотонов, влияние одних оптических характеристик на другие (например, параметра анизотропии,  $g(x, y, z)$ , на коэффициент рассеяния,  $\mu_s(x, y, z)$ ), сложности с учетом геометрии границ исследуемого объекта, высокий уровень шумов и т.п. делают процесс решения обратной задачи ресурсоемким [7,11], а получаемые пространственные распределения — размытыми [3,12–15].

Актуальным является выявление особенностей распространения низкокогерентного излучения через мягкие биологические ткани и использование этих особенностей для упрощения и уточнения процесса решения обратной задачи [9,10,13]. При этом выявление особенностей удобнее всего производить на основе исследования оптически мутных тканемитирующих фантомов, сходных с реальными биологическими объектами по средним значениям оптических характеристик, но обладающих более простым и заранее известным строением [12–15].

Целью данной работы является анализ влияния оптических свойств и геометрического расположения крупных поглощающих и рассеивающих неоднородностей в исследуемом тканемитирующем фантоме на формирование времяразрешенного сигнала (ВФРТ — временные функции рассеяния точки, TPSF — time point spread function) на границах исследуемого объекта.

### Моделирование миграции фотонов в сильно рассеивающих средах на основе диффузионного приближения к уравнению переноса излучения

Диффузионное приближение к уравнению переноса излучения (УПИ) довольно точно описывает баланс энергии в сильно рассеивающих средах, таких как био-

логические ткани или их фантомы [3,8,16]. Плотность потока фотонов для множества моделируемых точек с координатами  $x, y, z$  может быть представлена как функция времени или как функция частоты [17]. Цели данной работы наиболее соответствует диффузионное приближение к УПИ для ультракоротких импульсов (функция времени) следующего вида [10]:

$$\frac{v_{\text{object}}}{c_0} \frac{\partial \phi(x, y, z, t)}{\partial t} - D(x, y, z) \nabla^2 \phi(x, y, z, t) + \mu_a(x, y, z) \phi(x, y, z, t) = I(x, y, z, t), \quad \forall x, y, z \in \Omega, \quad (1)$$

где  $c_0$  — скорость света в вакууме;  $v_{\text{object}}$  — средневзвешенная величина относительного показателя преломления для толщи исследуемой биологической ткани ( $\Omega$ ) и ее границы ( $\partial\Omega$ );  $D(x, y, z)$  — коэффициент диффузии для множества точек с координатами  $x, y, z$ ;  $\phi(x, y, z, t)$  — плотность фотонов в точках с координатами  $x, y, z$  в момент времени  $t$ ;  $I(x, y, z, t) = \delta(x_0, y_0, z_0, t_0)$  — дельта-функция источника фотонов [18–20]. Коэффициент диффузии [3,10] вычисляется на основе коэффициента поглощения,  $\mu_a(x, y, z)$ , и редуцированного коэффициента рассеяния,  $\mu'_s(x, y, z)$ :

$$D(x, y, z) = \frac{1}{3[\mu_a(x, y, z) + (1 - g(x, y, z))\mu'_s(x, y, z)]} = \frac{1}{3[\mu_a(x, y, z) + \mu'_s(x, y, z)]}.$$

Описание потока фотонов на границе моделируемой биологической ткани осуществляется с использованием граничного условия III-го рода [10,21]:

$$\phi(x, y, z, t) + 2D(x, y, z) \frac{\frac{2}{1-R_0} - 1 + |\cos(Q_c)|^3}{1 - |\cos(Q_c)|^2} \times \frac{\partial \phi(x, y, z, t)}{\partial \mathbf{n}(x, y, z)} = 0, \quad \forall x, y, z \in \partial\Omega, \quad x, y, z \notin q, \quad (2)$$

где  $\mathbf{n}(x, y, z)$  — внешняя нормаль к границе исследуемого объекта  $\partial\Omega$  для всех точек с координатами  $x, y, z$ , кроме точки источника фотонов  $q = x_0, y_0, z_0$ ;  $R_0$  и  $Q_c$  — коэффициенты, характеризующие отражение Френеля [22,23] и соответственно равные

$$R_c = \frac{\left(\frac{v_{\text{object}}}{v_{\text{medium}}} - 1\right)^2}{\left(\frac{v_{\text{object}}}{v_{\text{medium}}} + 1\right)^2}, \quad Q_c = \arcsin\left(\frac{v_{\text{medium}}}{v_{\text{object}}}\right),$$

где  $v_{\text{medium}}$  — относительный показатель преломления среды, окружающей исследуемый объект [24].

Численное решение уравнения (1) с граничным условием Робина (2) выполнено методом конечных разностей с использованием неявной разностной семиточечной схемы. В качестве критерия остановки итерационного процесса использовалось истечение заданного времени (в большинстве экспериментов моделировался

временной интервал в 7 ns от момента инжектирования фотонов). Начальное приближение к функции  $\phi(x, y, z, t)$  генерировалось с учетом положения источника фотонов на границе моделируемой биологической ткани и расчетного количества фотонов в падающем ультракоротком импульсе [23–25].

Для обеспечения возможности эффективного анализа влияния оптических свойств и геометрического расположения крупных поглощающих и рассеивающих неоднородностей в исследуемом объекте на формирование ВФРТ предлагается использовать нормированный максимум фотонной плотности (НМФП) (photon density normalized maximum, PDNM). Для его получения после завершения итерационного процесса функция нормируется относительно своего максимума  $\phi_{\text{max}}(x, y, z, t)$ :

$$\phi_{\text{norm}}(x, y, z, t) = \frac{\phi(x, y, z, t)}{\phi_{\text{max}}(x, y, z, t)}, \quad (3)$$

и подвергается следующему преобразованию [23]:

$$\phi_{\text{PDNM}}(x, y, z, t) = \begin{cases} 1, & \phi_{\text{norm}}(x, y, z, t) \geq P, \\ \phi_{\text{norm}}(x, y, z, t), & \text{иначе,} \end{cases} \quad (4)$$

где  $P$  — пороговый уровень при формировании НМФП,  $0 < P \leq 1$ .

Предлагаемый подход имеет некоторые сходства (формирование и распространение в толще исследуемой ткани) с моделированием движения виртуального изотропного источника [9,26,27], но принципиально отличается от него тем, что НМФП — не дополнение к функции источника фотонов, а результат постобработки уже вычисленного многомерного массива данных  $\phi(x, y, z, t)$ .

### Моделирование миграции фотонов в сильно рассеивающих средах на основе метода статистических испытаний Монте-Карло

Существенно более точным, чем использование диффузионного приближения к УПИ, но и более требовательным к вычислительным ресурсам методом моделирования фотонного транспорта является метод статистических испытаний Монте-Карло. В многочисленных конкретных реализациях этого метода [7,10,25] вычисляются траектории случайного движения большого количества фотонов, причем оптический путь каждого из них отслеживается от момента инжектирования излучения в исследуемый объект до момента попадания соответствующего фотона на детектор, либо его „гибели“ вследствие потери большей части „веса“. При таком подходе к моделированию миграции фотонов в сильно рассеивающих средах оптический путь каждого фотона представляет собой совокупность актов взаимодействия (поглощение и рассеяние) на расстояниях свободного

пробега. Расстояние между двумя такими актами вычисляется следующим образом [6,7]:

$$L = -l_{\text{ph}} \ln(1 - \xi),$$

где  $L$  — длина свободного пробега фотона;  $\xi$  — псевдослучайное число из интервала от 0 до 1;  $l_{\text{ph}}$  — транспортная длина свободного пробега фотона:

$$l_{\text{ph}} = \frac{1}{\mu_a(x, y, z) + \mu'_s(x, y, z)}.$$

Вероятность,  $p_s$ , того, что для заданного фотона в заданной точке пространства актом взаимодействия будет акт рассеяния, вычисляется [25] как

$$p_s = \frac{\mu_s(x, y, z)}{\mu_a(x, y, z) + \mu'_s(x, y, z)}.$$

Вероятность акта поглощения,  $p_a$ , вычисляется на основе уже известной  $p_s$  следующим образом:

$$p_a = 1 - p_s.$$

В случае акта поглощения „вес“ фотона,  $W$ , уменьшается:

$$W \rightarrow W - W \frac{\mu_a(x, y, z)}{\mu_a(x, y, z) + \mu'_s(x, y, z)}.$$

В случае акта рассеяния новое направление движения для фотона вычисляется следующим образом:

$$\begin{cases} x = x_0 + \mu_x L, \\ y = y_0 + \mu_y L, \\ z = z_0 + \mu_z L, \end{cases}$$

где  $\mu_x, \mu_y, \mu_z$  — направляющие косинусы. В начальный момент времени направляющие косинусы равны

$$\begin{cases} \mu_x = 0, \\ \mu_y = 0, \\ \mu_z = 0, \end{cases}$$

затем при каждом акте рассеяния их величины пересчитываются [7,25] следующим образом:

$$\begin{cases} \mu'_x = \frac{\sin \Theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_x \mu_z \cos \varphi - \mu_y \sin \varphi) + \mu_x \cos \Theta, \\ \mu'_y = \frac{\sin \Theta}{\sqrt{1 - \mu_z^2}} (\mu_y \mu_z \cos \varphi + \mu_x \sin \varphi) + \mu_y \cos \Theta, \\ \mu'_z = -\sin \Theta \cos \varphi \sqrt{1 - \mu_z^2} + \mu_z \cos \Theta, \end{cases}$$

где  $\Theta$  — азимутально независимый угол рассеяния на основе фазовой функции Хени-Гринштейна,  $\varphi$  — полярный угол:

$$\cos \Theta = \begin{cases} \frac{1}{2g} \left( 1 + g^2 - \left[ \frac{1 - g^2}{1 - g + 2g\xi_2} \right]^2 \right), & \text{если } g > 0, \\ 2\xi_2 - 1, & \text{если } g = 0, \end{cases} \quad (5)$$

$$\varphi = 2\pi\xi_3, \quad (6)$$

где  $\xi_2$  и  $\xi_3$  — псевдослучайные числа из интервала от 0 до 1.

В частном случае, когда угол падения фотона близок к нормали, направляющие косинусы  $\mu_x, \mu_y, \mu_z$  вычисляются как

$$\begin{cases} \mu'_x = \sin \Theta \cos \varphi, \\ \mu'_y = L \sin \Theta \sin \varphi, \\ \mu'_z = \text{sign}(\mu_z) \cos \Theta, \end{cases}$$

Для описания поведения фотона на границе моделируемой сильно рассеивающей среды используется вероятностное условие,  $R(\Theta_b)$ , внутреннего отражения [8,9]:

$$R(\Theta_b) = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(\Theta_b - \Theta_t)}{\sin^2(\Theta_b + \Theta_t)} + \frac{\tan^2(\Theta_b - \Theta_t)}{\tan^2(\Theta_b + \Theta_t)} \right].$$

где  $\Theta_b$  — угол падения фотона на границу между исследуемой биологической тканью и окружающей средой,  $\Theta_t$  — угол пропускания для падающих фотонов, равный

$$\Theta_t = \arcsin \left( \frac{1}{v_{\text{medium}}} \right),$$

После завершения вычисления независимых траекторий для всех рассматриваемых фотонов на их основе формируется функция  $\phi(x, y, z, t)$ . Для этого производится селекция актов взаимодействия по множеству точек пространства,  $x, y, z$ , и множеству моментов времени,  $t$ , после инжектирования фотонов. Причем момент времени, соответствующий  $N_{\text{int}}$  — акту взаимодействия находится как

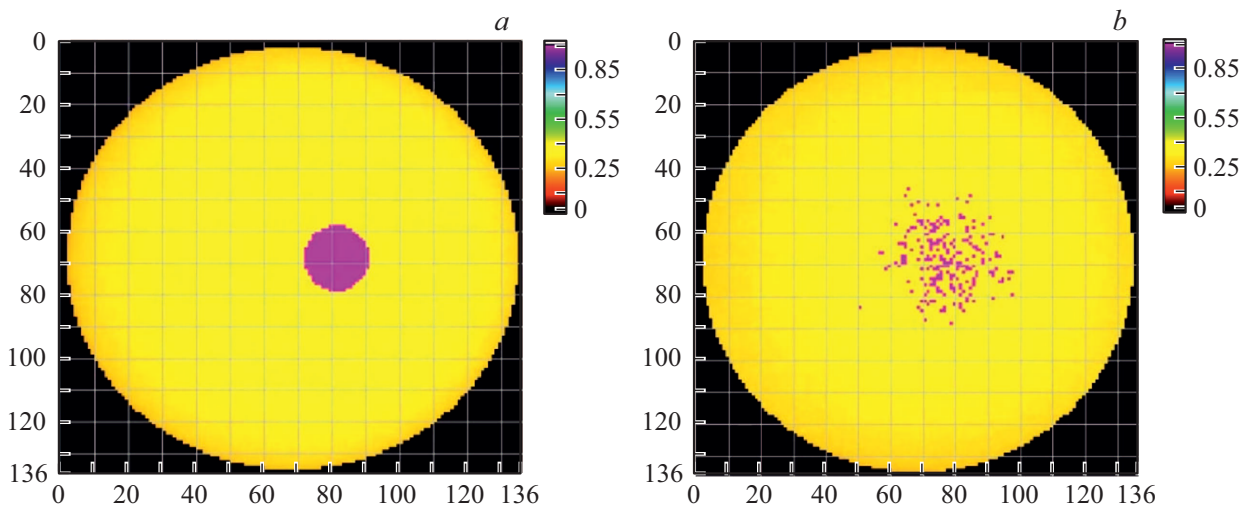
$$t = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{int}}} L_i v_{\text{object}}}{c_0}.$$

Нормированный максимум фотонной плотности для распределений фотонной плотности,  $\phi(x, y, z, t)$ , вычисленных на основе метода статистических испытаний Монте-Карло, рассчитывается по тем же формулам (3) и (4), что и в случае с диффузионным приближением к УПИ.

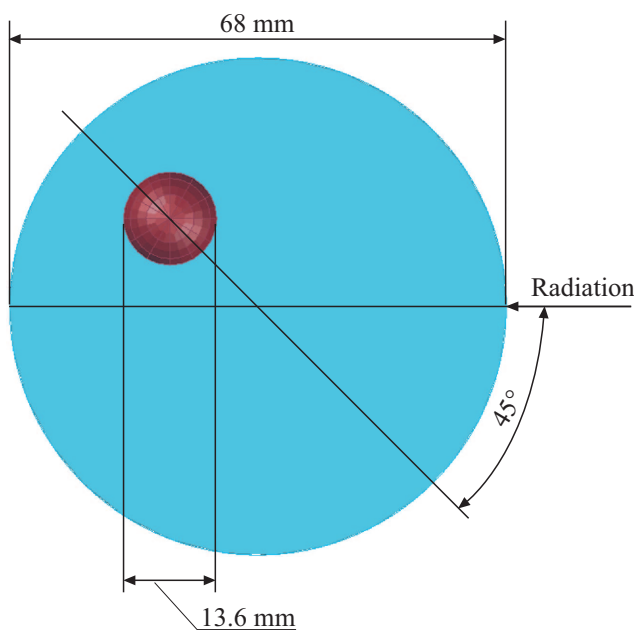
## Результаты и обсуждение

Вышеописанные математические модели миграции фотонов в сильно рассеивающих средах были практически реализованы с использованием программного пакета LabVIEW фирмы National Instruments. Для более эффективной работы модели на основе метода статистических испытаний Монте-Карло были применены параллельные вычисления на графических процессорах (NI GPU Analysis Toolkit).

Величина порогового уровня,  $P$ , при формировании НМФП была подобрана эмпирически и составила 99.5% от максимума плотности фотонов ( $P = 0.995$ ) в заданный момент времени. Более высокие значения  $P$  делают



**Рис. 1.** Пространственные распределения фотонной плотности в срезах однородного цилиндрического объекта, вычисленные посредством (а) численного моделирования на основе диффузного приближения к УПИ, (б) численного моделирования методом статистических испытаний Монте-Карло. Срезы сделаны на полувысоте, фиолетовая область — нормированный максимум фотонной плотности ( $P = 0.995$ ), цилиндрический объект характеризуется следующими оптическими свойствами:  $\mu_a(x, y, z) = 0.005 \text{ mm}^{-1}$ ,  $\mu'_s(x, y, z) = 0.5 \text{ mm}^{-1}$ .



**Рис. 2.** Срез исследуемого цилиндрического фантома со сферической неоднородностью. Центр неоднородности расположен в плоскости полувысоты фантома.

НМФП излишне мелким и трудно различимым, более низкие значения этой величины также не удобны по причине сложностей анализа траектории движения [13].

Серия компьютерных экспериментов по моделированию миграции фотонов в однородных цилиндрических фантомах с различными оптическими свойствами и геометрическими характеристиками показала, что независимо от значений параметров поглощения, рассеяния,

преломления и анизотропии, длины оси цилиндра и диаметра его основания НМФП движется к геометрическому центру исследуемого объекта [10,13]. На рис. 1 показаны распределения фотонной плотности с НМФП на полувысоте однородного цилиндрического фантома высотой и диаметром, равными 68 mm [21], вычисленные на основе диффузионного приближения к УПИ (а) и метода статистических испытаний Монте-Карло (б). Момент времени после инжектирования фотонов,  $t = 3 \text{ s}$ . Шаг сетки составляет 2 mm. Оптические свойства фантома взяты из серии физических экспериментов [21,28] и приведены в подрисуночной подписи. Поведение НМФП по рис. 1 соответствует экспериментальным результатам, в которых все ВФРТ в однородном случае сходятся в прямую линию в области поздно пришедших фотонов (ППФ) [9,21,23]. С увеличением размеров исследуемого цилиндра увеличивается временной интервал, необходимый для достижения НМФП центра объекта. Изменения в оптических свойствах также в основном влияют на продолжительность движения НМФП, но не на характер этого движения и тем более не на его конечную точку. Нормированный максимум фотонной плотности представляет собой замкнутую сферическую область при проведении вычислений на основе диффузионного приближения к УПИ и состоит из множества отдельных пиков при использовании метода Монте-Карло. Отличия связаны с особенностями проведения вычислений. Численное решение уравнения баланса фотонов в рассеивающей среде делает фотонный поток плавно распространяющимся во все стороны (такую модель еще называют моделью „капли“ по аналогии с диффузией чернил в воде). Вероятностные расчеты по методу Монте-Карло привели к формированию подобных распределений, но

**Таблица 1.** Особенности движения НМФП в цилиндрическом объекте со сферической поглощающей неоднородностью: первая колонка — кратность превышения значением коэффициента поглощения неоднородности аналогичной характеристики для однородной части моделируемого объекта; вторая колонка —  $V_{avr}^a$ , средняя скорость движения НМФП с поправкой на изменение времени затухания оптического излучения; третья колонка —  $L_{res}^a$ , расстояние от конечной позиции НМФП до точки, симметричной центру поглощающей неоднородности относительно центра моделируемого объекта

$\frac{\mu_{a\_inh}(x,y,z)}{\mu_{a\_h}(x,y,z)}$	$\approx V_{avr}^a, \text{ mm/ns}$	$\approx L_{res}^a, \text{ mm}$
2	5.9	6.1
3	6.0	4.8
4	6.1	3.5
5	6.2	2.7
6	6.3	1.9
7	6.4	1.5
8	6.4	1.3
9	6.4	1.1
10	6.5	0.9

**Таблица 2.** Особенности движения НМФП в цилиндрическом объекте со сферической рассеивающей неоднородностью: первая колонка — кратность превышения величиной коэффициента рассеяния неоднородности аналогичной характеристики для однородной части моделируемого объекта; вторая колонка —  $V_{avr}^s$ , средняя скорость движения НМФП с поправкой на изменение времени затухания оптического излучения; третья колонка —  $L_{res}^s$ , расстояние от конечной позиции НМФП до центра рассеивающей неоднородности

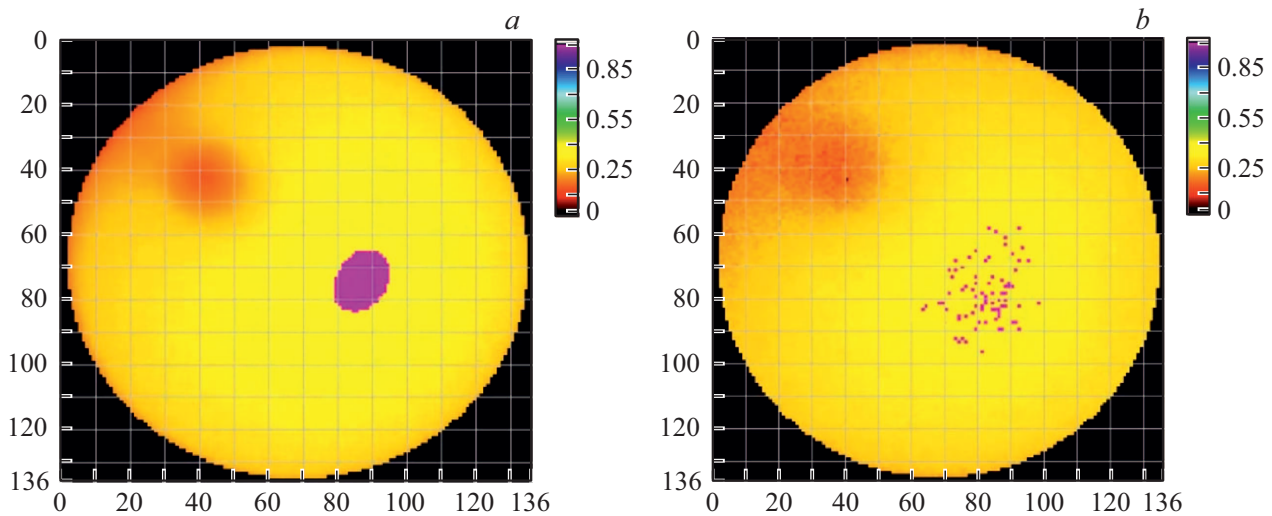
$\frac{\mu_{s\_inh}(x,y,z)}{\mu_{s\_h}(x,y,z)}$	$\approx V_{avr}^s, \text{ mm/ns}$	$\approx L_{res}^s, \text{ mm}$
2	6.3	8.7
3	6.8	7.1
4	7.2	5.5
5	7.7	3.6
6	8.1	2.0
7	8.9	1.2
8	9.4	0.5
9	9.9	0.3
10	10.4	0.2

с небольшими всплесками. Плавное сглаживание распределений фотонной плотности, полученных при моделировании методом статистических испытаний Монте-Карло, повышает сходимость результатов двух моделей.

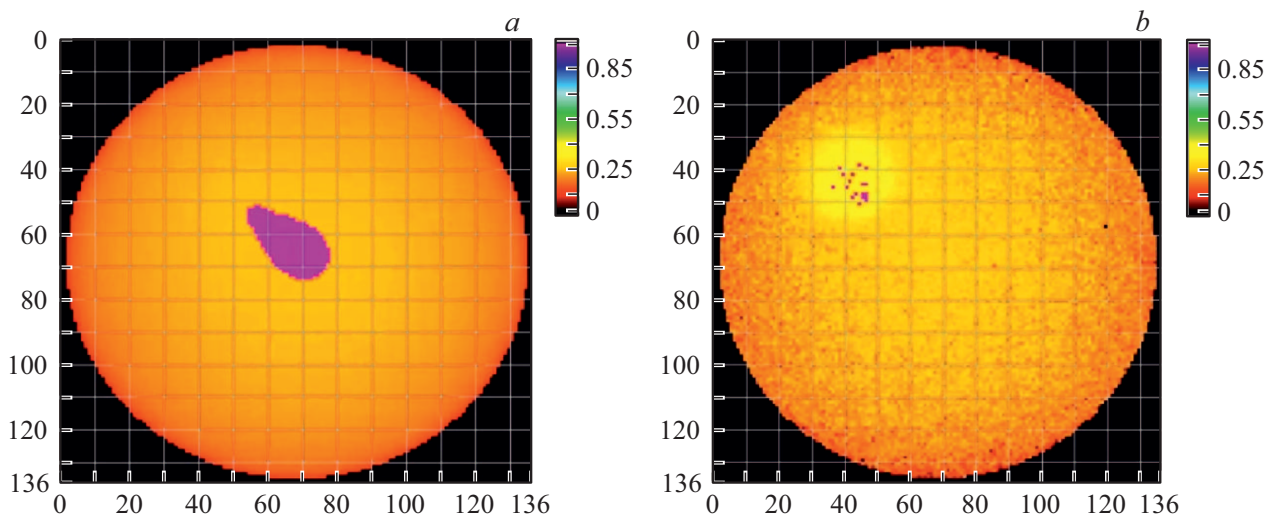
В случае наличия поглощающей неоднородности в исследуемом фантоме траектория миграции фотонов претерпевает существенные изменения. Независимо от пространственного расположения поглощающей неоднородности и ее коэффициента поглощения НМФП движется в направлении точки, которая симметрична центру поглощающей неоднородности относительно центра исследуемого объекта. На рис. 2 схематично показано внутреннее строение исследуемого неоднород-

ного фантома. Неоднородность является сферической, имеет диаметр 13.6 mm (1/5 от диаметра основания фантома) и расположена под углом  $\alpha = 135^\circ$  по часовой стрелке относительно падающего излучения. Центры цилиндрического фантома и сферической неоднородности расположены в одной плоскости на расстоянии 17 mm (1/4 от диаметра основания фантома) друг от друга. На рис. 3 показаны результаты моделирования распределения фотонной плотности с НМФП в срезе исследуемого объекта, сделанном на полувысоте. По аналогии с однородным случаем рис. 3, *a* показывает результаты вычислений на основе диффузионного приближения к УПИ, а рис. 3, *b* демонстрирует те же результаты, но на основе метода Монте-Карло. Момент времени после инжектирования фотонов,  $t = 2.5 \text{ s}$ . Шаг сетки составляет 2 mm. Оптические свойства однородной части фантома и поглощающей неоднородности также взяты из серии физических экспериментов [21,28] и приведены в подписи к рис. 3. Поведение НМФП по рис. 3 соответствует экспериментально полученным результатам [9,21], в которых при наличии поглощающей неоднородности в исследуемом объекте ВФРТ в области ППФ сходятся в прямые линии, причем нижняя из них будет соответствовать ближайшей к этой неоднородности точке детектирования. По аналогии с однородным случаем НМФП представляет собой замкнутую сферическую область (рис. 3, *a*) и множество отдельных пиков (рис. 3, *b*). Варьирование оптических свойств сферической неоднородности и однородной части цилиндрического объекта показало, что наибольшее влияние на скорость и выраженность движения НМФП оказывает отношение коэффициентов поглощения неоднородности и однородной части объекта. Чем в большее количество раз коэффициент поглощения неоднородности превышает аналогичный параметр для однородной части, тем быстрее движется НМФП и тем дальше он продвигается в направлении точки, симметричной центру неоднородности относительно центра исследуемого объекта (табл. 1).

Рассеивающая неоднородность в исследуемом фантоме меняет характер движения НМФП как относительно однородного случая (рис. 1), так и относительно случая с поглощающей неоднородностью (рис. 3). Нормированный максимум фотонной плотности движется в направлении центра рассеивающей неоднородности. На рис. 4 показан пример распределений фотонной плотности в срезе на полувысоте цилиндрического фантома. Рассеивающая неоднородность имеет те же размеры и местоположение (рис. 2), что и поглощающая в вышеописанном эксперименте. Момент времени после инжектирования фотонов,  $t = 4.5 \text{ s}$ . Шаг сетки составляет 2 mm. Оптические свойства однородной части фантома и рассеивающей неоднородности [21,28] приведены в подписи к рис. 4. Результаты моделирования на основе диффузионного приближения к УПИ и метода статистических испытаний Монте-Карло хорошо коррелируют с результатами физических эксперимен-



**Рис. 3.** Пространственные распределения фотонной плотности в срезах цилиндрического объекта со сферической поглощающей неоднородностью, вычисленные посредством (а) численного моделирования на основе диффузного приближения к УПИ, (б) — численного моделирования методом статистических испытаний Монте-Карло. Срезы сделаны на полувывоте, фиолетовая область — нормированный максимум фотонной плотности ( $P = 0.995$ ), цилиндрический объект однороден по значению коэффициента рассеяния  $\mu'_s(x, y, z) = 0.5 \text{ mm}^{-1}$ , поглощающая неоднородность характеризуется значением коэффициента поглощения  $(\mu_{a\_inh}(x, y, z) = 0.02 \text{ mm}^{-1})$ , в 4 раза превышающим аналогичный показатель для остальных частей исследуемого объекта  $(\mu_{a\_h}(x, y, z) = 0.005 \text{ mm}^{-1})$ .



**Рис. 4.** Пространственные распределения фотонной плотности в срезах цилиндрического объекта со сферической рассеивающей неоднородностью, вычисленные посредством (а) численного моделирования на основе диффузного приближения к УПИ, (б) численного моделирования методом статистических испытаний Монте-Карло. Срезы сделаны на полувывоте, фиолетовая область — нормированный максимум фотонной плотности ( $P = 0.995$ ), цилиндрический объект однороден по значению коэффициента поглощения  $\mu_a(x, y, z) = 0.005 \text{ mm}^{-1}$ , рассеивающая неоднородность характеризуется значением коэффициента рассеяния  $(\mu'_{s\_inh}(x, y, z) = 2.0 \text{ mm}^{-1})$ , в 4 раза превышающим аналогичный показатель для остальных частей исследуемого объекта  $(\mu'_{s\_h}(x, y, z) = 0.5 \text{ mm}^{-1})$ .

тов [9,21], в которых рассеивающая неоднородность приводила к сходимости ВФРТ в области ППФ в параллельные линии, причем верхняя из них соответствует ближайшей к этой неоднородности точке детектирования. Как и в случае с поглощающей неоднородностью, ключевое влияние на скорость и выраженность движения НМФП (табл. 2) оказывает отношение оптических

свойств (в данном случае коэффициентов рассеяния) неоднородности и однородной части объекта. Небольшое запаздывание в движении НМФП по результатам моделирования на основе диффузионного приближения к УПИ относительно НМФП по результатам моделирования методом Монте-Карло может быть устранено посредством увеличения количества рассматриваемых

фотонов (что также увеличивает продолжительность вычислений).

Отдельно следует отметить, что скорость полного затухания интенсивности излучения в экспериментах с поглощающими неоднородностями [21] приближенно на 20% выше, чем в экспериментах с однородными цилиндрами. Отдельные численные эксперименты с цилиндрическими объектами с рассеивающими неоднородностями показывают повышение времени полного затухания более чем на 30% по сравнению с однородным случаем.

## Заключение

Сравнение результатов численного моделирования миграции фотонов в фантомах мягких биологических тканей на основе диффузионного приближения к УПИ и метода статистических испытаний Монте-Карло показывает высокую степень корреляции расчетных пространственных распределений фотонной плотности.

Постобработка результатов моделирования двумя вышеописанными методами с наложением и последующей визуализацией движения НМФП демонстрируют следующее:

- движение максимума фотонной плотности в направлении геометрического центра однородного объекта и, следовательно, приближенно одинаковый уровень интенсивности ВФРТ в области ППФ;

- движение максимума фотонной плотности в направлении точки, которая симметрична центру поглощающей неоднородности относительно центра моделируемого неоднородного объекта и, следовательно, более низкий уровень интенсивности ВФРТ в области ППФ для ближайшей к поглощающей неоднородности точке детектирования;

- движение максимума фотонной плотности в направлении центра рассеивающей неоднородности и, следовательно, более высокий уровень интенсивности ВФРТ в области ППФ для ближайшей к рассеивающей неоднородности точке детектирования;

- более высокую скорость затухания оптического излучения в экспериментах с поглощающими неоднородностями относительно однородных случаев;

- более низкую скорость затухания оптического излучения в экспериментах с рассеивающими неоднородностями относительно однородных случаев. Выявленные особенности движения НМФП могут быть полезны при разработке более эффективных методов формирования начального приближения к обратной задаче диффузионной оптической томографии. Дальнейшая работа будет сосредоточена на исследовании влияния ламинарного и турбулентного кровотока на ВФРТ и НМФП, в частности на изучении оптических неоднородностей с повышенной и пониженной оксигенацией крови.

## Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-15-10327).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Hoshi Y., Yamada Y. // J. Biomed. Opt. 2016. V. 21(9). Art. No. 091312.
- [2] Angelo J.P., Chen S.-J., Ochoa M., Sunar U., Gioux S., Intes X. // J. Biomed. Opt. 2018. V. 24(7). Art. No. 071602.
- [3] O'Sullivan T.D., Cerussi A.E., Tromberg B.J., Cuccia D.J. // J. Biomed. Opt. 2012. V. 17(7). Art. No. 071311.
- [4] O'Leary M.A., Boas D.A., Chance B., Yodh A.G. // Opt. Lett. 1995. V. 20(5). P. 426.
- [5] Dehghani H., Srinivasan S., Pogue B.W., Gibson A. // Phil. Trans. Roy. Soc. A. 2009. V. 367. P. 3073.
- [6] Yamada Y., Okawa S. // Opt. Rev. 2014. V. 21(3). P. 185.
- [7] Fang Q., Boas D.A. Monte-Carlo // Opt. Express. 2009. V. 17(22). P. 20178.
- [8] Schweiger M., Arridge S. // J. Biomed. Opt. 2014. V. 19(4). Art. No. 040801.
- [9] Proskurin S.G., Yamada Y., Takahashi Y. // Opt. Rev. 1995. V. 2(4). P. 292.
- [10] Потлов А.Ю., Фролов С.В., Проскурин С.Г. // Опт. и спектр. 2016. Т. 120. № 1. С. 15; Potlov A.Yu., Frolov S.V., Proskurin S.G. // Opt. Spectr. 2016. V. 120(1). P. 9.
- [11] Cao N., Nehorai A. // Opt. Express. 2007. V. 15(3). P. 896.
- [12] Коновалов А.Б., Власов В.В., Калищев А.Г., Кравченко О.В., Любимов В.В. // Квант. электрон. 2006. Т. 36(11). С. 1048. Konovalov A.B., Vlasov V.V., Kalintsev A.G., Kravtchenyuk O.V., Lyubimov V.V. // Quant. Electron. 2006. V. 36(11). P. 1048.
- [13] Potlov A.Yu., Frolov S.V., Proskurin S.G. // Computational Biomechanics for Medicine / Ed. by Joldes G., Doyle B., Wittek A., Nielsen P.M.F., Miller K. Switzerland: Springer Int. Publ. 2016. P. 51.
- [14] Гуслиякова О.И., Ленгерт Е.В., Аткин В.С., Тучин В.В., Свенская Ю.И. // Опт. и спектр. 2019. Т. 126. № 5. С. 620. Gusliakova O.I., Lengert E.V., Atkin V.S., Tuchin V.V., Svenskaya Yu.I. // Opt. Spectr. 2019. V. 126(5). P. 539.
- [15] Pogue B.W., Patterson M.S. // J. Biomed. Opt. 2006. V. 11(4). Art. No. 041102.
- [16] Tavakoli B., Zhu Q. // J. Biomed. Opt. 2013. V. 18(1). Art. No. 16006.
- [17] Ban H.Y., Schweiger M., Kavuri V.C., Cochran J.M., Xie L., Busch D.R., Katrašnik J., Pathak S., Chung S.H., Lee K., Choe R., Czerniecki B.J., Arridge S.R., Yodh A.G. // Medical Physics. 2016. V. 43(7). Art. No. 4383.
- [18] Hoi J.W., Kim H.K., Fong C.J., Zweck L., Hielscher A.H. // Biomed. Opt. Express. 2018. V. 9(11). P. 5597.
- [19] Giraev K.M., Ashurbekov N.A., Kobzev O.V. // Tech. Phys. Lett. 2003. V. 29(11). P. 901.
- [20] Bi B., Han B., Han W., Tang J., Li L. // Comput. Mathematic. Meth. in Medicine. 2015. Art. No. 286161.
- [21] Proskurin S.G., Potlov A.Yu., Frolov S.V. // Quant. Electron. 2015. V. 45(6). P. 540.

- [22] *Konovalov A.B., Genina E.A., Bashkatov A.N.* // J.Biomed. Photon. Engineer. 2016. V. 2(2). Art. No. 020202.
- [23] *Potlov A.Yu., Frolov S.V., Proskurin S.G.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1084. Art. No. 012012.
- [24] *Gantri M.* // Comput. Mathematic. Meth. in Medicine. 2014. Art. No. 814929.
- [25] *Berrocal E., Sedarsky D.L., Paciaroni M.E., Meglinski I.V., Linne M.A.* // Opt. Express. 2009. V. 17(16). P. 13792.
- [26] *Wang L.-H., Jacques S.L.* // Comput. Meth. Progr. in Biomed. 2000. V. 61(3). P. 163.
- [27] *Berrocal E., Meglinski I.V., Greenhalgh D.A., Linne M.A.* // Las. Phys. Lett. 2006. V. 3(9). P. 464.
- [28] *Potlov A.Yu., Frolov S.V., Proskurin S.G.* // Las. Phys. 2015. V. 25. Art. N 035601.