

Обратное рассеяние инфракрасного излучения многослойной модельной биотканью

Ю. А. Жаворонков⁺¹⁾, С. В. Ульянов⁺¹⁾, А. Ю. Вальков^{*+1)}, В. Л. Кузьмин^{*1)}

⁺ Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия

^{*} Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 января 2023 г.

После переработки 25 января 2023 г.

Принята к публикации 30 января 2023 г.

Для многослойной биоткани, моделирующей голову человека, рассчитана интенсивность обратного рассеяния лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона, как функция расстояния между источником и приемником излучения, расположенными на голове. Итерационное решение уравнения Бете–Солпитера представлено в виде ряда по кратностям рассеяния. Предложена модификация известной процедуры MCML (Monte Carlo Multi-Layered), приводящая к ускорению расчетов. Показано, что полученные зависимости интенсивности обратного рассеяния существенно меняются при изменении оптических свойств слоев биоткани, в первую очередь при попадании крови в слой спинномозговой жидкости. Это может быть использовано при развитии оптических методов диагностики травматических повреждений биотканей.

DOI: 10.31857/S1234567823050129, EDN: pyibsk

Введение. В настоящее время наблюдается рост интереса к оптическим методам в медицинской диагностике [1–5]. Во многом это связано с тем, что критически важную информацию о состоянии глубоких слоев биологических тканей можно получить, применяя недорогие, неинвазивные оптические методы исследования, которые к тому же могут быть достаточно легко применены в “полевых” условиях. В силу низкой величины коэффициента абсорбции биотканей в ближней инфракрасной области, получили развитие методы диффузионной спектроскопии в обнаружении повреждений кожных покровов, подкожной клетчатки, травм мягких тканей и мозга, в диагностике венозных повреждений и пролежней [3, 5–9]. На биоткань может подаваться инфракрасное излучение разных видов, это может быть облучение непрерывной волной [10–13], облучение короткими импульсами [14–17] или же волнами с различными вариантами модуляции излучения [14, 18, 19].

В данной работе развивается подход, посвященный получению информации о состоянии многослойной биоткани из данных по обратному рассеянию непрерывного инфракрасного лазерного излучения. Объектом исследования является модель головы человека. Для адекватного использования результатов обратного рассеяния лазерного инфракрасного

излучения в медицинской диагностике необходимо учитывать неоднородную, слоевую структуру головы. Для этого, по крайней мере, необходимо учитывать наличие двух слоев, а именно, черепа и мозга [12, 13, 20, 21]. Поскольку оптические свойства биологических тканей головы человека, очень существенно меняются в глубину, для более точной интерпретации результатов обратного рассеяния требуется точнее моделировать слоевую структуру головы [6].

Нами проводится расчет зависимости интенсивности обратно рассеянного лазерного излучения от расстояния вдоль поверхности головы между источником и приемником, располагающимися непосредственно на голове. Голова человека при этом моделируется, как четырехслойная среда: “кожный покров–черепа–спинномозговая жидкость (СМЖ)–мозг”. Для описания переноса излучения в случайно неоднородной среде мы используем итерационное решение уравнения Бете–Солпитера. Получающийся при этом ряд фактически является разложением по кратностям рассеяния. Каждый член ряда представляет собой многократный интеграл, для вычисления которого мы пользуемся процедурой Монте-Карло (МК). Проведенные расчеты позволяют выяснить, как зависимость обратно рассеянного излучения от расстояния “источник–приемник” меняется при изменении физических и геометрических параметров модели. Наибольший интерес здесь представляет влияние на интенсивность изменения оптических

¹⁾ e-mail: zhavoronkov95@gmail.com; ulyanov_sv@mail.ru; alexvalk@mail.ru; kuzmin_vl@mail.ru

характеристик слоя спинномозговой жидкости при попадании в нее крови, что часто происходит при травматических повреждениях головы, а также влияния толщины кости черепа, которая заметно изменяется при перемещении по поверхности головы.

Описание переноса излучения. Моделирование обратного рассеяния инфракрасного излучения проводим, полагая, что слоистая рассеивающая среда заполняет полупространство $z > 0$. Через θ_i обозначим угол падения, отсчитанный от внешней нормали к среде, под которым плоская волна входит в рассеивающую среду, а через θ_f – отсчитанный от той же нормали угол обратного рассеяния, под которым из среды выходит луч, испытавший многократные рассеяния. Отражениями и преломлениями волн на границах слоев пренебрегается. Для исходящего поля мы используем фраунгоферовское приближение, в котором поле в дальней зоне является произведением сферической волны и плоской волны, направленной в точку наблюдения [13, 22]. При этом главная некогерентная часть интенсивности обратного рассеяния, с точностью до постоянного размерного множителя, может быть представлена в виде [13, 22–24]:

$$J(s_i, s_f) = 4\pi \int_0^\infty dz_1 \int_{z_2 > 0} d\mathbf{r}_2 \Gamma(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1 | \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) \times \exp(-\mu(s_f z_2 + s_i z_1)), \quad (1)$$

где $s_i = 1/\cos\theta_i$, $s_f = 1/\cos\theta_f$, μ – коэффициент экстинкции. Экспоненциальный множитель в (1) возникает из-за затухания плоской волны по закону Бугера–Ламберта–Бера на пути от границы среды до места первого рассеяния и на пути от последнего рассеяния до границы. Перенос излучения в случайно-неоднородной среде из точки $\mathbf{r}_1$ в точку $\mathbf{r}_2$ с учетом рассеяний всех кратностей обеспечивает функция когерентности $\Gamma(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1 | \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$, где $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_f$ – соответственно волновые вектора волны, пришедшей в точку $\mathbf{r}_1$, и волны, вышедшей после многократных рассеяний из точки $\mathbf{r}_2$.

Перенос излучения внутри случайно-неоднородной среды может быть описан уравнением Бете–Солпитера [22, 23]

$$\Gamma(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1 | \mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \mu_s p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) + \mu_s \int d\mathbf{r}_3 p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_{23}) \Lambda(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \Gamma(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_1 | \mathbf{k}_{23}, \mathbf{k}_i), \quad (2)$$

где $\mathbf{k}_{ij}$ – волновой вектор, направленный из точки $\mathbf{r}_j$ в $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{k}_{ij} = k_0 \mathbf{r}_{ij}/r_{ij}$, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$. Для волнового числа в вакууме использовано обозначение

$k_0 = 2\pi/\lambda$, где λ – длина волны. Произведение двух комплексно-сопряженных средних функций Грина скалярного поля дает пропагатор однократного рассеяния $\Lambda(r) = r^{-2} \exp(-\mu r)$. Коэффициент рассеяния μ_s в сумме с коэффициентом абсорбции μ_a дают коэффициент экстинкции $\mu = \mu_s + \mu_a$. При написании уравнения (2) считалось выполненным условие слабого рассеяния $\lambda \ll l_s = \mu_s^{-1}$, что позволило ограничиться “лестничным” приближением. Также в уравнении Бете–Солпитера была использована оптическая теорема для скалярного поля,

$$\mu_s = \frac{k_0^4}{(4\pi)^2} \int d\Omega_f G(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i),$$

где $G(\mathbf{k})$ – Фурье-образ корреляционной функции флуктуаций диэлектрической проницаемости,

$$G(\mathbf{k}) = \int d(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) e^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)} \langle \delta\epsilon(\mathbf{r}) \delta\epsilon^*(\mathbf{r}_0) \rangle.$$

Нормированная корреляционная функция $G(\mathbf{k})$ выступает в качестве фазовой функции

$$p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) = G(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) / \int d\Omega_f G(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i),$$

– функцией угла θ между векторами $\mathbf{k}_f$ и $\mathbf{k}_i$.

Интенсивность обратного излучения в приближении однократного рассеяния $J^{(1)}(s_i, s_f)$ получим после подстановки в выражение (1) первого члена из правой части уравнения Бете–Солпитера. Подстановка в выражение (1) всего итерационного ряда для уравнения Бете–Солпитера (2) позволяет представить интенсивность рассеяния в виде разложения по кратностям рассеяния [13, 22, 25].

$$J(s_i, s_f) = \sum_{n=1}^{\infty} J^{(n)}(s_i, s_f),$$

где вклад однократного и двухкратного рассеяний в интенсивность имеют вид

$$J^{(1)}(s_i, s_f) = 4\pi(\mu_s/\mu)(s_f + s_i)^{-1} p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i),$$

$$J^{(2)}(s_i, s_f) = 4\pi\mu_s^2 \int_0^\infty dz_1 \int_{z_2 > 0} d\mathbf{r}_2 \Lambda(r_{21}) \times p(\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_i) p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_{21}) e^{-\mu(s_i z_1 + s_f z_2)}.$$

Вклад в интенсивность от n -кратного рассеяния при $n \geq 3$ представляется многократным интегралом

$$\begin{aligned}
J^{(n)}(s_i, s_f) = & 4\pi\mu_s^n \int_0^\infty dz_1 \int d\mathbf{r}_2 \dots \int d\mathbf{r}_n \Lambda(r_{21}) \times \\
& \times p(\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_i) \prod_{j=2}^{n-1} \Lambda(r_{j+1j}) p(\mathbf{k}_{j+1j} - \mathbf{k}_{jj-1}) \times \\
& \times H(z_j) H(z_n) p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_{nn-1}) e^{-\mu(s_i z_1 + s_f z_n)}. \quad (3)
\end{aligned}$$

Здесь функции Хевисайда $H(z)$ обеспечивают учет актов рассеяния только внутри полубесконечной случайно-неоднородной среды.

Для МК-расчета вклада n -кратного рассеяния в интенсивность по формуле (3) будем многократно проводить процедуру обратного преобразования, определяющую связь между $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n$ и зависящих от них функций с равномерно распределенными случайными величинами. Подробно эта процедура для однородной системы описана в [13, 22]. В результате для случая нормального падения лазерного луча на многослойную систему, усреднением по выборке из N_{ph} падающих фотонов, получим

$$J^{(n)}(1, s_f) \simeq \sum_{i=1}^{N_{\text{ph}}} \frac{W_n^{(i)}}{N_{\text{ph}}} p(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_{nn-1}^{(i)}) e^{-\mu s_f z_n^{(i)}}.$$

Веса $W_n^{(i)}$ равны случайным значениям многократных пространственных интегралов, полученных в n -м порядке итерационного решения уравнения Бете–Солпитера. При вычислении $W_n^{(i)}$ моделируется стохастическая последовательность (траектория фотона), точек рассеяния $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n$.

Метод МК широко используется для моделирования миграции фотонов в тканях и тканевых фантомах, в основном в рамках известного алгоритма MCML (Monte Carlo Multi-Layered) [26], где в сигнал вносят вклад фотоны, выходящие из рассеивающей среды, что требует довольно большой выборки из-за того, что число случайно вышедших фотонов в задаче с конкретно заданной геометрией, может составлять очень малую долю от интенсивности падающего света. В применяемой в настоящей работе модификации метода MCML, каждый фотон вносит свой вклад в регистрируемый сигнал при каждом акте рассеяния, пока не покинет среду. При этом объем выборки и, соответственно, время вычислений, необходимое для получения устойчивых результатов, существенно уменьшается.

Метод обратного преобразования для многослойной среды. Процесс моделирования распространения фотона в среде осуществляется в несколько этапов. На первом шаге определяется направление

движения фотона. Рассматривается нормальное падение плоской волны. Для всех рассеяний направление является случайным и определяется посредством розыгрыша равномерно распределенного на отрезке $[0; 1]$ случайного числа и проведения обратного преобразования модельной фазовой функции Хенни–Гринштейна [1]:

$$p_{\text{HG}}(\cos \theta) = (4\pi)^{-1} (1 - g^2) (1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{-3/2},$$

где $g = \langle \cos \theta \rangle$ – параметр анизотропии рассеяния. Азимутальный угол предполагается распределенным равномерно. Вторым этапом в моделировании является определение расстояния, которое пройдет фотон до следующего рассеяния, на основе розыгрыша другой равномерно распределенной случайной величины ξ и использования обратного преобразования, обобщенного для многослойной системы. Ввиду того, что фотон может находиться в любой части системы, это расстояние зависит от положения фотона и угла, определенного на предыдущем шаге.

Процедура проведения обратного преобразования в двухслойной среде была подробно изложена в статье [13]. В настоящей работе исследована полнее описывающая реальную структуру головы человека модель, состоящая из четырех слоев, а именно, из кожного покрова, кости черепа, СМЖ и собственно мозга. Ниже построена функция распределения длины пути фотона до следующего рассеяния и проведено обратное преобразование для системы со сколь угодно большим числом слоев. Новым в предложенном алгоритме является изменение очередности применения обратного преобразования к пространственным и угловым переменным; в многослойной системе в силу цилиндрической симметрии эффективным является обратный порядок, поскольку при этом нахождение случайной длины шага фотона проводится в условиях заданного направления.

В изучаемой неоднородной среде оптические параметры зависят от положения фотона, а именно – от декартовой координаты z , нормальной к границам, в частности, $\mu = \mu(z)$. Слои, при перемещении вглубь головы, будем обозначать буквами A, B, C и D . Для краткости записи примем, что $T_{AB} = T_A + T_B$, а $T_{ABC} = T_A + T_B + T_C$ соответственно. Таким образом, слой A занимает область $0 < z < T_A$, слой B – область $T_A < z < T_{AB}$, слой C – область $T_{AB} < z < T_{ABC}$, слой D – область $T_{ABC} < z < T$, где $T = T_A + T_B + T_C + T_D$ – толщина данной четырехслойной системы. При построении обратного преобразования мы рассматриваем среду D как полубесконечный слой $T_{ABC} < z$, а в численных расчетах будем полагать T_D конечным, но $T_D \gg T_{ABC}$.

Поскольку фотон на своем пути от точки предыдущего рассеяния до точки следующего может либо пересекать, либо не пересекать границы между слоями и, к тому же, может либо приближаться к границе $z = 0$, либо удаляться от нее, то при построении кумулятивной функции распределения и при выполнении обратного преобразования следует учесть все возникающие при этом случаи. В общем случае рассеяния в системе из k слоев возникает $k(k+1)$ существенно различных путей фотона между рассеяниями, а в четырехслойной системе этих путей 20. Таким образом, нам необходимо построить алгоритм определения последовательных шагов, которые должен пройти фотон, начиная с точки z_0 . Подробно опишем случай, когда фотон после рассеяния в точке z_0 , находящейся внутри слоя A , движется вглубь среды, $\cos \theta > 0$. Здесь и ниже θ обозначает угол между осью z и направлением движения фотона. Для описания случайного расстояния, пройденного фотоном между двумя последовательными актами рассеяния, определим функцию плотности вероятности аналогично тому, как это делается в подходе MCML [26]:

$$f(z) = \begin{cases} \frac{\mu_s(A)}{C \cos \theta} \exp\left(\frac{-\mu(A)}{\cos \theta}(z - z_0)\right), \\ \frac{\mu_s(B)}{C \cos \theta} \xi_A \exp\left(\frac{-\mu(B)}{\cos \theta}(z - T_A)\right), \\ \frac{\mu_s(C)}{C \cos \theta} \xi_A \xi_B \exp\left(\frac{-\mu(C)}{\cos \theta}(z - T_{AB})\right), \\ \frac{\mu_s(D)}{C \cos \theta} \xi_A \xi_B \xi_C \exp\left(\frac{-\mu(D)}{\cos \theta}(z - T_{ABC})\right). \end{cases} \quad (4)$$

Здесь и далее в “многослойных” формулах подразумеваются, что строки в правых частях относятся к слоям A , B , C и D сверху вниз. Величины ξ_A , ξ_B и ξ_C в формуле (4) определяются выражениями

$$\xi_A = \exp\left(\frac{-\mu(A)}{\cos \theta}(T_A - z_0)\right), \\ \xi_B = \exp\left(\frac{-\mu(B)}{\cos \theta}T_B\right), \quad \xi_C = \exp\left(\frac{-\mu(C)}{\cos \theta}T_C\right).$$

Интегрированием плотности вероятности (4) находим кумулятивную функцию распределения F . Значения кумулятивной функции являются равномерно распределенной случайной величиной $\xi = F(z, z_0)$. Обратное преобразование дает

$$z(\xi) = \begin{cases} z_0 - \frac{\cos \theta}{\mu(A)} \ln\left(1 - \frac{C \xi'_A}{C_1}\right), \\ T_A - \frac{\cos \theta}{\mu(B)} \ln\left(1 - \frac{C \xi'_B}{C_2}(\xi - \xi_{\text{crit}}^B)\right), \\ T_{AB} - \frac{\cos \theta}{\mu(C)} \ln\left(1 - \frac{C \xi'_C}{C_3}(\xi - \xi_{\text{crit}}^C)\right), \\ T_{ABC} - \frac{\cos \theta}{\mu(D)} \ln\left(1 - \frac{C}{C_4}(\xi - \xi_{\text{crit}}^D)\right). \end{cases}$$

Величины ξ_{crit}^B , ξ_{crit}^C , ξ_{crit}^D соответствуют значениям ξ , приводящее фотон на границу слоя B , C или D с предшествующим слоем. Константа нормировки, с учетом обозначения $\xi'_i = 1 - \xi_i$, имеет вид

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4, \\ C_1 = A_\mu \xi'_A, \quad C_2 = B_\mu \xi_A \xi'_B, \\ C_3 = C_\mu \xi_A \xi_B \xi'_C, \quad C_4 = D_\mu \xi_A \xi_B \xi_C.$$

Здесь были использованы следующие обозначения для параметра альбеда соответствующего слоя

$$A_\mu = \mu_s(A)/\mu(A), \quad B_\mu = \mu_s(B)/\mu(B), \\ C_\mu = \mu_s(C)/\mu(C), \quad D_\mu = \mu_s(D)/\mu(D).$$

Значения случайной величины ξ , соответствующие достижению границ слоев, можно записать в виде

$$\xi_{\text{crit}} = \frac{1}{C} \times \begin{cases} C_1, \\ C_1 + C_2, \\ C_1 + C_2 + C_3. \end{cases}$$

Выражение (4) для плотности вероятности длины свободного пробега фотона в четырехслойной системе может быть обобщено на случай произвольного числа слоев. Для рассеяния на системе k плоских слоев $A_1, A_2, \dots, A_k$ с конечными толщинами $T_1, T_2, \dots, T_{k-1}$ и $T_k = \infty$, плотность вероятности (4) обобщается следующим образом. Для плотности вероятности $f_n(z)$ в n -ом слое получим

$$f_1(z) = \frac{\mu_s(A_1)}{C \cos \theta} \exp\left(\frac{-\mu(A_1)}{\cos \theta}(z - z_0)\right), \quad n = 1, \quad (5)$$

$$f_n(z) = \frac{\mu_s(A_n)}{C \cos \theta} \prod_{i=1}^{n-1} \xi_i \exp\left(\frac{-\mu(A_n)}{\cos \theta}\left(z - \sum_{j=1}^{n-1} T_j\right)\right), \quad (6)$$

при $n \geq 2$. Здесь нормировочная константа

$$C = \sum_{i=1}^k C_i, \quad C_i = \frac{\mu_s(A_i)}{\mu(A_i)} \xi'_i \prod_{j=0}^{i-1} \xi_j, \quad 1 \leq i \leq k,$$

$$\xi_1 = \exp\left(\frac{-\mu(A_1)}{\cos \theta}(T_1 - z_0)\right), \quad \xi_i = \exp\left(\frac{-\mu(A_i)}{\cos \theta}T_i\right),$$

$i \geq 2$, а величины $\xi'_i = 1 - \xi_i$, и формально положено $\xi_0 = 1$ и $\xi_k = 0$. Интегрируя плотности вероятности (5) и (6), получаем кумулятивную функцию распределения и, выполняя для нее обратное преобразование, находим зависимость координаты z , определя-

ющей положение фотона после рассеяния, от равномерно распределенной случайной величины ξ :

$$z(1) = z_0 - \frac{\cos \theta}{\mu(A_1)} \ln \left(1 - \frac{C\xi'_1\xi'}{C_1} \right),$$

$$z(n) = \sum_{i=1}^{n-1} T_i - \frac{\cos \theta}{\mu(A_n)} \ln \left(1 - \frac{C\xi'_n(\xi - \xi_{\text{crit}}^{A_n})}{C_n} \right),$$

$$z(k) = \sum_{i=1}^{k-1} T_i - \frac{\cos \theta}{\mu(A_k)} \ln \left(1 - \frac{C}{C_k} (\xi - \xi_{\text{crit}}^{A_k}) \right).$$

Здесь $2 \leq n < k$ и $\xi_{\text{crit}}^{A_n} = \sum_{i=1}^n C_i/C$. Полученные выражения позволяют моделировать расстояние, пройденное фотоном в системе, состоящей из k слоев с различными оптическими характеристиками.

Ниже мы приведем также результаты расчетов для варианта нашего МК-алгоритма в случае проникновения света в биокань под случайным углом к поверхности. Угол θ_i входа фотона в среду будет считаться распределенным по нормальному закону со стандартным отклонением σ .

Результаты моделирования. В данном разделе приводятся результаты расчетов интенсивности обратного рассеяния лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона в четырехслойной среде. Оптические параметры слоев, взятые для системы “кожа–череп–СМЖ–мозг” из работ [6, 48], приведены в табл. 1. Параметр анизотропии для всех проведенных расчетов составил $g = 0.9$. Толщины слоев были выбраны исходя из данных о средних толщинах соответствующих слоев для головы человека: толщина слоя кожи составила $T_A = 3$ мм, слоя черепа $T_B = 7$ мм и слоя СМЖ $T_C = 3$ мм. Слой мозга, в таком случае, занимает все оставшееся место в системе и его толщина составляет $T_D = 150$ мм.

Таблица 1. Коэффициенты абсорбции μ_a мм⁻¹ и приведенные коэффициенты рассеяния μ'_s мм⁻¹ для различных тканей при заданной длине волны

	Длина волны, λ							
	750 нм		850 нм		950 нм		1050 нм	
	μ_a	μ'_s	μ_a	μ'_s	μ_a	μ'_s	μ_a	μ'_s
Мозг	0.036	0.859	0.106	0.762	0.114	0.622	0.118	0.525
Череп	0.006	1.974	0.013	1.876	0.019	1.757	0.019	1.665
Кровь	0.530	0.725	0.720	0.649	0.930	0.650	0.560	0.645
Кожа	0.046	1.535	0.038	1.485	0.030	1.625	0.022	1.695

Процесс моделирования проводился методом МК с использованием как традиционного подхода в расчете обратного преобразования кумулятивной функции распределения вероятности длины свободного

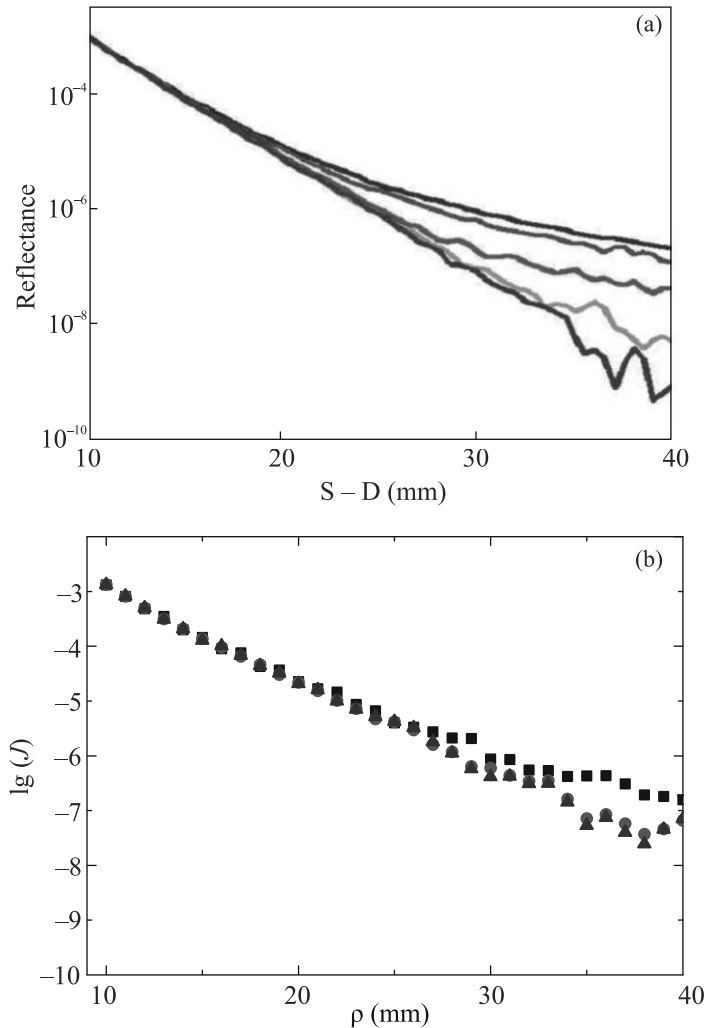


Рис. 1. (Цветной онлайн) Интенсивность обратного рассеяния для четырехслойной модели головы человека в зависимости от расстояния между источником и приемником. Параметры: $\lambda = 750$ нм, кожа 3 мм, череп 7 мм, СМЖ 2 мм. (а) – График из работы [6], 100 мм мозг. (б) – Наши результаты, 150 мм мозг. Концентрация крови в СМЖ: квадрат – 0 %, круг – 50 %, треугольник – 100 %

пробега фотона, описанного ранее, так и с использованием предложенной в работе [13] модификации, обобщенной на случай системы, состоящей из четырех слоев. Рассматриваемая нами среда в рамках моделирования занимает полупространство $z \geq 0$. Лазерное излучение попадает в данную систему в точке $(0, 0, 0)$ на поверхности среды и движется вдоль оси z , т.е. вглубь среды. В результате многократного рассеяния в четырехслойной среде возникает обратное рассеяние, интенсивность которого рассчитывалась в точке на поверхности $z = 0$ на различных расстояниях ρ от точки входа лазерного луча в сре-

ду. С ростом кратности вклады в интенсивность обратного рассеяния ослабевают, и мы ограничивались предельной кратностью $n = 5 \cdot 10^5$. В свою очередь, объем выборки определялся из соображений достаточности точности и составлял $N_{ph} = 10^6 - 10^7$.

На рисунке 1 представлены результаты моделирования зависимости интенсивности обратного рассеяния от расстояния между источником и приемником для системы “кожа–череп–СМЖ–мозг”. Данные, приведенные на рис. 1а, взяты из работы [6], в которой проводилось рассмотрение локализованного распространения крови в слое СМЖ. Данные, на рис. 1б приведены для различных концентраций крови в слое СМЖ. Кривая для концентрации крови $n = 0\%$ на рис. 1б отвечает случаю полного отсутствия крови в рассматриваемом слое и соответствует верхней кривой графика рис. 1а, в то время как кривая для $n = 100\%$ на рис. 1б отвечает случаю полного заполнения кровью слоя СМЖ и соответствует нижней кривой графика рис. 1а. На рисунке 2 также представлены зависимости интенсивности обратного рассеяния от расстояния между источником и приемником для системы “кожа–череп–СМЖ–мозг”. Рисунок 2а и б с теми же параметрами, за исключением толщины слоя кости черепа, которая в первом случае составляет 5 мм, а во втором – 10 мм. Такие расчеты были проведены с целью определения влияния экранирования глубоко лежащих слоев черепом и оценки значимости глубины нахождения очага кровоизлияния в голове. Из результатов моделирования следует, что появление крови в слое СМЖ тем заметнее, чем ближе к поверхности головы находится этот слой. Так, например, различие в интенсивности обратного рассеяния в случае 10 мм черепа удается определить лишь на достаточно больших расстояниях между источником и приемником лазерного излучения (> 30 мм), в то время как с 5 мм черепом эти различия видны уже на расстояниях гораздо меньших (> 17 мм).

Были проведены расчеты по определению влияния разброса угла проникновения фотона в многослойную систему. Для этого рассмотрены несколько вариантов распределения угла: падение перпендикулярное плоскости поверхности, равномерное распределение в интервале $[0, \pi/2]$, нормальное распределение с нулевым средним и стандартным отклонением σ , значения для которого мы рассматривали равными $\pi/6$ и $\pi/90$. Результаты моделирования приведены на рис. 3. Можно видеть, что при перпендикулярном падении фотонов в среду результаты оказываются практически идентичные со случаем $\sigma = \pi/90$. В свою очередь, равномерное распределение угла дало

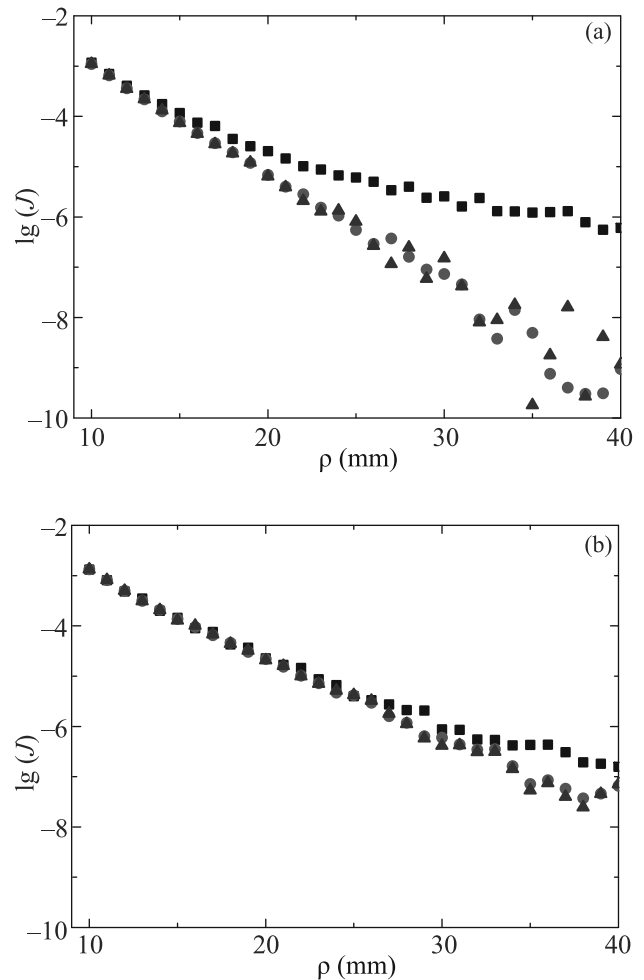


Рис 2. (Цветной онлайн) Интенсивность обратного рассеяния для четырехслойной модели головы человека в зависимости от расстояния между источником и приемником. Кожа 3 мм, череп 5 мм – (а) / череп 10 мм – (б), 2 мм СМЖ и 150 мм мозг. Концентрация крови в СМЖ: квадрат – 0%, круг – 50%, треугольник – 100%. Длина волны $\lambda = 750$ нм. Параметр анизотропии $g = 0.9$

результат с наименьшим значением интенсивности обратного рассеяния, а кривая с $\sigma = \pi/6$ расположилась между кривой с $\sigma = \pi/90$ и кривой, соответствующей равномерному распределению угла. Значение $\sigma = \pi/90$ выбрано не случайно и отвечает характерному значению угла раствора конуса излучения световода. Значение $\sigma = \pi/6$ выбиралось, как характерное отклонение, вызванное погрешностью измерений. По результатам моделирования можно утверждать, что изменение разброса угла излучения приводит к изменению интенсивности обратного рассеяния на расстояниях между источником и приемником, дающих наибольшую информацию об устройстве исследуемой среды.

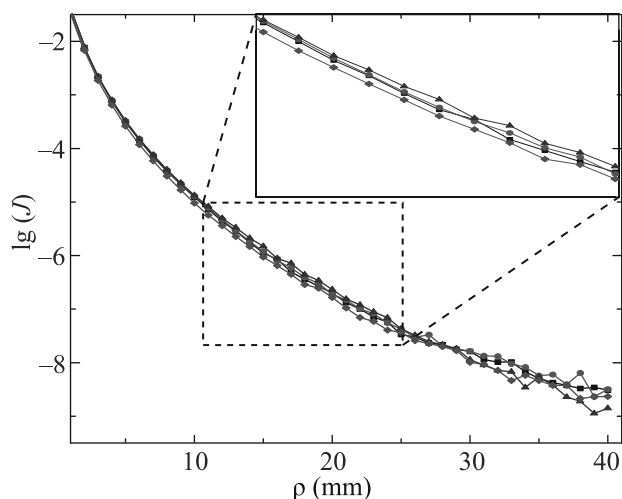


Рис. 3. (Цветной онлайн) Интенсивность обратного рассеяния для четырехслойной модели головы человека в зависимости от расстояния между источником и приемником. Кожа 3 мм, череп 7 мм, 2 мм СМЖ и 150 мм мозг. Угол проникновения излучения в среду: треугольник – нормальное падение; круг – Гауссово распределение с $\sigma = \pi/90$; квадрат – Гауссово распределение с $\sigma = \pi/6$; ромб – равномерное распределение. Длина волны $\lambda = 750$ нм. Параметр анизотропии $g = 0.9$

В рамках исследования четырехслойной системы также был рассмотрен альтернативный способ проведения обратного преобразования, предложенный ранее в работе [13], однако, как и в случае двухслойной системы, различия в используемых подходах не превысили погрешности вычисления.

Заключение. В работе проведен расчет интенсивности обратного рассеяния лазерного инфракрасного излучения на четырехслойной случайно неоднородной биоткани. В качестве основной модели рассматривалась система “кожный покров–кость черепа–спинномозговая жидкость–мозг”, которая лучше подходит для моделирования головы человека, чем рассмотренная нами ранее упрощенная двухслойная биомодель “черепа–мозг” [13]. Перенос излучения в биоткани с учетом многократных рассеиваний моделировался на основе уравнения Бете–Солпитера в лестничном приближении. Представление его решения в виде разложения рассеянной интенсивности в ряд по кратностям рассеяния, в котором каждый член разложения является многократным интегралом, позволило для вычисления членов ряда воспользоваться методом Монте-Карло. Для учета анизотропии рассеяния излучения в биоткани была использована модельная фазовая функция Хеньи–Гринштейна с параметром анизотропии $g = 0.9$. В расчетах мы применяли нашу модифика-

цию известной процедуры MCML [26], отличающуюся способом регистрации фотонов [22] а для моделирования длины свободного пробега фотона мы использовали как традиционный метод MCML, так и предложенную в [13] его модификацию. Рассчитанные зависимости интенсивности обратного рассеянного инфракрасного излучения от расстояния между источником и приемником, находящимися непосредственно на голове человека, оказались чрезвычайно чувствительными к концентрации крови в слое спинномозговой жидкости. Это позволяет использовать сравнительно недорогие оптические методы в быстрой, полевой диагностике травматических повреждений и кровоизлияний в голове человека и в других многослойных биотканях.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 23-22-00035, <https://rscf.ru/project/23-22-00035/>.

1. В. В. Тучин, *Оптика биологических тканей. Методы рассеяния света в медицинской диагностике*, IPR Media, М. (2021).
2. S. L. Jacques, *Phys. Med. Biol.* **58**, R37 (2013).
3. D. J. Davies, Z. Su, M. T. Clancy, S. J. Lucas, H. Dehghani, A. Logan, and A. Belli, *J. Neurotrauma* **32**, 933 (2015).
4. A. Sabeeh and V. V. Tuchin, *J. Biomed. Photonics & Engineering*, **6**, 040201 (2020).
5. A. P. Tran, S. Yan, and Q. Fang, *Neurophoton.* **7**, 015008 (2020).
6. R. Francis, B. Khan, G. Alexandrakakis, J. Florence, and D. MacFarlane, *Biomed. Opt. Express* **6**, 3256 (2015).
7. E. S. Papazoglou, M. S. Weingarten, L. Zubkov, M. Neidrauer, L. Zhu, S. Tyagi, and K. Pourrezaei, *J. Biomed. Opt.* **13**, 044005 (2008).
8. E. S. Papazoglou, M. T. Neidrauer, L. Zubkov, M. S. Weingarten, and K. Pourrezaei, *J. Biomed. Opt.* **14**, 064032 (2009).
9. E. Zinchenko, N. Navolokin, A. Shirokov et al. (Collaboration), *Biomed. Opt. Express* **10**, 4003 (2019).
10. F. Scholkmann, S. Kleiser, A. J. Metz, R. Zimmermann, J. Mata Pavia, U. Wolf, and M. Wolf, *Neuroimage* **85**, 6 (2014).
11. H. Liu, D. A. Boas, Y. Zhang, A. G. Yodh, and B. Chance, *Phys. Med. Biol.* **40**, 1983 (1995).
12. O. Pucci, V. Toronov, and K. St. Lawrence, *Appl. Opt.* **49**, 6324 (2010).
13. В. Л. Кузьмин, Ю. А. Жаворонков, С. В. Ульянов, А. Ю. Вальков, *ЖЭТФ* **161**, 779 (2022).
14. J. Zhao, H. S. Ding, X. L. Hou, C. L. Zhou, and B. Chance, *J. Biomed. Opt.* **10**, 024028 (2005).
15. V. Ntziachristos and B. Chance, *Med. Phys.* **28**, 1115 (2001).

16. A. Torricelli, D. Contini, A. Pifferi, M. Caffini, R. Re, L. Zucchelli, and L. Spinelli, *Neuroimage* **85**, 28 (2014).
17. H. Wabnitz, J. Rodriguez, I. Yaroslavsky, A. Yaroslavsky, and V.V. Tuchin, in *Handbook of Optical Biomedical Diagnostics. Light-Tissue Interaction*, 2nd ed., SPIE Press, Bellingham, Washington (2016), v. 1, p. 401.
18. T. Durduran, R. Choe, J.P. Culver, L. Zubkov, M.J. Holboke, J. Giammarco, B. Chance, and A.G. Yodh, *Phys. Med. Biol.* **47**, 2847 (2002).
19. M.A. Franceschini, S. Thaker, G. Themelis, K.K. Krishnamoorthy, H. Bortfeld, S.G. Diamond, D.A. Boas, K. Arvin, and P.E. Grant, *Pediatr. Res.* **61**, 546 (2007).
20. S. Mahmoodkalayeh, M.A. Ansari, and V.V. Tuchin, *Biomed. Opt. Express* **10**, 2795 (2019).
21. M.S. Cano-Velázquez, N. Davoodzadeh, D. Halaney, C.R. Jonak, D.K. Binder, J. Hernández-Cordero, and G. Aguilar, *Biomed. Opt. Express* **10**, 3369 (2019).
22. В. Л. Кузьмин, А. Ю. Вальков, Л. А. Зубков, *ЖЭТФ* **155**, 460 (2019).
23. V.L. Kuzmin, V.P. Romanov, and E.V. Aksenova, *Phys. Rev. E* **65**, 016601 (2001).
24. T.M. Nieuwenhuizen and J.M. Luck, *Phys. Rev. E* **48**, 569 (1993).
25. V.L. Kuzmin, M.T. Neidrauer, D. Diaz, and L.A. Zubkov, *J. Biomed. Opt.* **20**, 105006 (2015).
26. L. Wang, S.L. Jacques, and L.Q. Zheng, *Comput. Meth. Prog. Bio.* **47**, 131 (1995).
27. A.N. Bashkatov, E.A. Genina, V.I. Kochubey, and V.V. Tuchin, *Proc. SPIE* **6163**, 616310 (2006).