

ФИЗИКА

УДК 535.3; 535.211; 519.642

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-3-7-19

Э.Х. Исрапов^{1, 2}, М.А. Магомедов^{1, 2}, К.М. Гираев^{1, 2}, Н.А. Ашурбеков²,
М.Р. Джамалудинов¹, И.Ш. Гашимов²

Численное моделирование пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в биотканях в зависимости от степени их лазерного нагрева методом Монте-Карло

¹ Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН; Россия, 367003, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94;

² Дагестанский государственный университет; Россия, 367000, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43а; ed-gar1993@yandex.ru

Проведено моделирование распространения света методом Монте-Карло и определено пространственное распределение интенсивности света в спектральном диапазоне 250–2000 нм для тканей серого вещества головного мозга в интактном состоянии и по мере развития процессов лазерной термокоагуляции. Установлено, что в диапазоне длин волн 700–1100 нм (область терапевтического окна), для которого характерны минимальные значения поглощения, максимум интенсивности света находится на расстоянии $0,25 \pm 0,3$ мм от поверхности среды и может до 1,5 раз превышать падающую интенсивность. В УФ и ИК областях спектра, где велика вероятность поглощения эндогенными хромофорами и воды, значения оптических коэффициентов могут быть сравнимы, и в этом случае максимум интенсивности света в биоткани резко снижается и смещается к поверхности среды. Показано, что по мере развития процессов лазерно-индуцированной термокоагуляции наблюдается уменьшение как амплитуды освещенности в биотканях, так и характеристического расстояния на 25–30 %.

Ключевые слова: биоткани, численное моделирование, метод Монте-Карло, лазерно-индуцированная гипертермия, пространственное распределение интенсивности света.

Введение

Значительный интерес, проявляемый в последнее время к оптическим методам исследования биологических тканей, вызван прежде всего стремительным развитием лучевых методов медицины, а именно лазерной хирургии, терапии и диагностики (см., например, [1–3]). В частности, для корректного определения параметров дозиметрии лазерного излучения при проведении процедур лазерно-индуцированной или фотодинамической терапии онкологических заболеваний необходимы сведения о пространственном распределении интенсивности света в биотканях и его динамике в процессе лазерного зондирования.

Для теоретического описания распространения света в биологических тканях на сегодняшний день наибольшее распространение получила теория переноса излучения, основу которой составляет уравнение переноса излучения (УПИ). Однако, поскольку в общем случае УПИ универсального решения не имеет, на практике особую актуаль-

ность приобрели различные аналитические или численные методы его упрощения [1, 3, 4]. Причем наиболее точные данные об оптических свойствах биологических объектов можно получить при помощи численного моделирования транспорта фотонов в рассеивающих средах методом Монте-Карло [1, 4, 5]. Этот метод нашел широкое применение в решении различных задач биофотоники, и в настоящее время реализованы алгоритмы трехмерной его версии, позволяющие учитывать потери света на боковых границах образца, их многослойность, наличие локальных макронеоднородностей и др. [1–6].

Данная работа посвящена исследованию характера распространения лазерного излучения в биологических тканях в процессе их фотонагрева. С этой целью был разработан алгоритм численного моделирования методом Монте-Карло и были выявлены особенности пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в биотканях по мере развития эффекта лазерно-индуцированной термокоагуляции.

Описание алгоритма

В настоящей работе для расчета пространственного распределения интенсивности лазерного излучения использовался прямой метод Монте-Карло с переменным шагом и весовой функцией [1, 6–8]. Данный метод является статистическим и полагается на расчет распространения большого числа фотонов с помощью компьютера, позволяя одновременно оценить множество физических величин. Теоретически решение задач при помощи данного метода можно получить с любой желаемой точностью. Точность метода пропорциональна $1/\sqrt{N}$, где N – число запускаемых фотонов.

Моделирование, Монте-Карло описываемое в данной работе, рассматривает коллимированный пучок фотонов (лазерное излучение) конечного диаметра, падающий перпендикулярно на слой однородной ткани. Причем считалось, что интенсивность лазерного излучения распределена равномерно по всему радиусу пучка и удовлетворяет следующему граничному условию:

$$I(r) = \begin{cases} I_0, & \text{при } r \leq R_0 \\ 0, & \text{при } r > R_0 \end{cases}$$

где $I_0 = P/\pi R_0^2$ – интенсивность падающего излучения; P – мощность пучка; R_0 – исходный радиус пучка. Данный слой ткани имел бесконечную ширину (т. е. его размеры много больше, чем расстояние, на которое может распространиться фотон) и описывался следующими оптическими параметрами: толщина (d), показатель преломления (n_{tissue}), коэффициент поглощения (μ_a), коэффициент рассеяния (μ_s) и фактор анизотропии рассеяния (g). Данные оптические параметры считались однородными по всему объему ткани. При этом показатель преломления окружающей среды (воздух) был принят равным единице ($n_{\text{air}} = 1$).

Таким образом, представленный в статье алгоритм расчета пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в биоткани, блок-схема которого приведена на рис. 1, предполагает последовательную реализацию следующих 5 основных шагов:

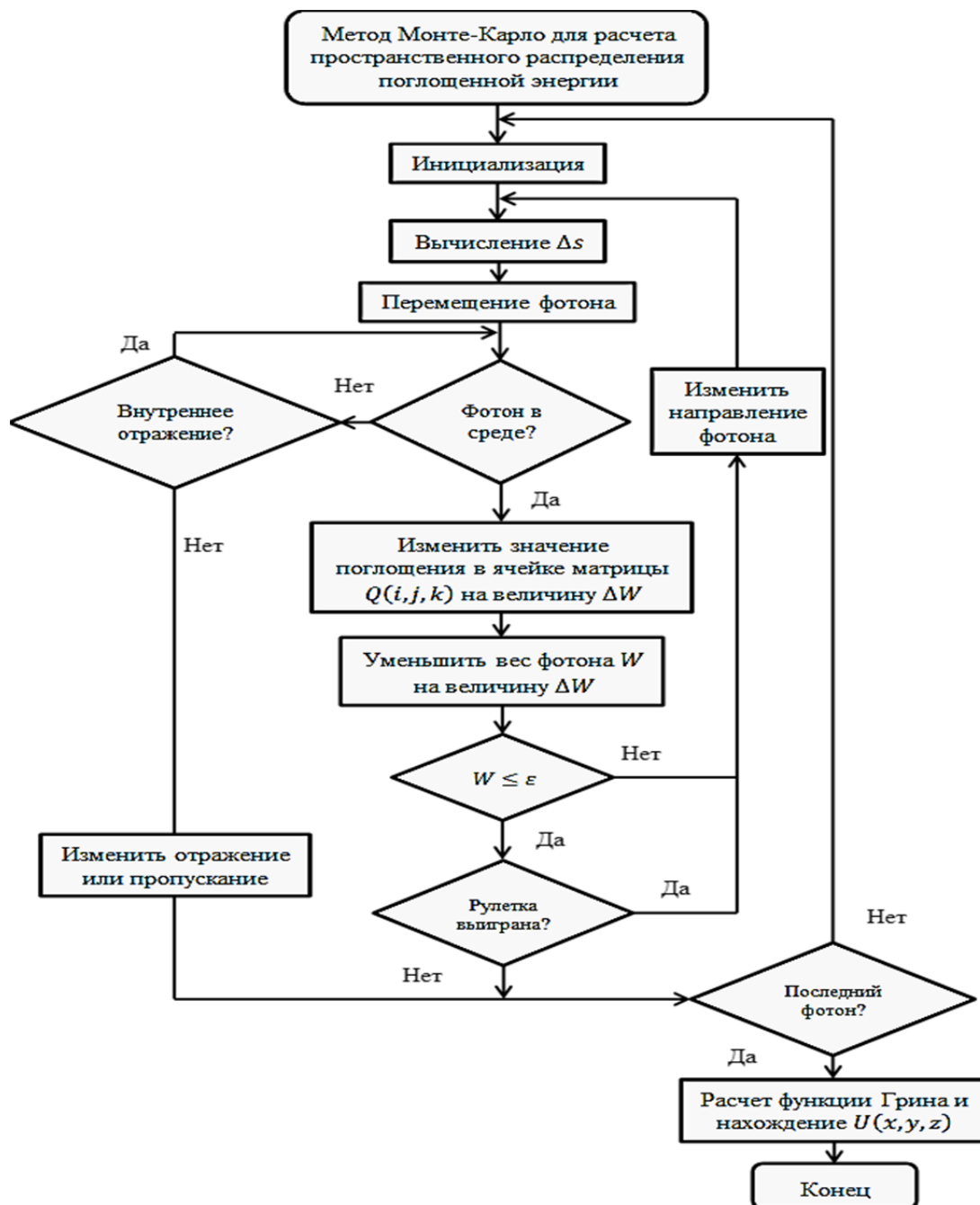


Рис. 1. Блок-схема МК метода с переменным шагом и весовой функцией для определения пространственного распределения интенсивности лазерного излучения

Шаг 1. Инициализация

На данном шаге моделирования образец биоткани разбивался пространственной сеткой на дискретные ячейки. Получившаяся матрица $Q(i, j, k)$ необходима для фиксирования пространственного распределения интенсивности лазерного излучения. Линейные размеры ячеек данной матрицы были одинаковыми и составляли: $dx = dy = dz = 0,05$ мм. Затем фотон, положение которого характеризуется тремя про-

пространственными координатами (x, y, z) и двумя сферическими (θ, φ) , размещался на поверхности биоткани (в центре) и ему задавалось первоначальное направление движения, строго перпендикулярное к поверхности образца $(e_x = 0, e_y = 0, e_z = 1)$, где e_x, e_y и e_z – единичные вектора в направлении осей Ox, Oy и Oz соответственно. Также фотону присваивался первоначальный вес $W = 1$.

Шаг 2. Расчет шага перемещения фотона Δs

На втором шаге рассчитывалось расстояние Δs , пройдя которое, фотон будет рассеян или поглощен. Поскольку в работе используется метод Монте-Карло с переменным шагом, то данное расстояние на каждом шаге перемещения фотона рассчитывалось заново по формуле: $\Delta s = -\ln \zeta / (\mu_a + \mu_s)$, где ζ – случайное число, равномерно распределенное на интервале $(0,1)$.

Шаг 3. Перемещение фотона

На этом этапе происходит перемещение фотона в заданном направлении на рассчитанное в предыдущем шаге расстояние Δs . Новое положение фотона рассчитывалось по следующим формулам: $x' = x + e_x \Delta s, y' = y + e_y \Delta s, z' = z + e_z \Delta s$, где (x, y, z) – предыдущее положение фотона, а (x', y', z') – новое положение фотона.

Шаг 4. Регистрация поглощения

После того как фотон был перемещен, координаты его положения фиксировались и в ячейку массива $Q(i, j, k)$, соответствующую данным координатам, записывалась часть веса фотона, равная $\Delta W = W \mu_a / (\mu_a + \mu_s)$. Затем первоначальный вес фотона W уменьшался на эту же величину.

Шаг 5. Изменение направления перемещения

На данном шаге производился расчет нового направления перемещения фотона по следующим формулам:

$$e_x' = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - e_z^2}} (e_x e_z \cos \varphi - e_y \sin \varphi) + e_x \cos \theta;$$

$$e_y' = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - e_z^2}} (e_y e_z \cos \varphi + e_x \sin \varphi) + e_y \cos \theta;$$

$$e_z' = \sin \theta \cos \varphi \sqrt{1 - e_z^2} + e_z \cos \theta,$$

где (e_x, e_y, e_z) – предыдущее направление, а (e_x', e_y', e_z') – новое направление перемещения. Угол θ определяет степень отклонения фотона от первоначального направления движения. В данной работе для его определения использовалась фазовая функция Хенны–Гринштейна [1–3]:

$$\theta = \cos^{-1} \left\{ \frac{1 + g^2 - [(1 - g^2)/(1 - g + 2g \text{Random})]}{2g} \right\}.$$

А угол φ (азимутальный угол) показывает направление этого отклонения: $\varphi = 2\pi \text{Random}$.

В том случае, когда угол рассеяния слишком близок к нормальному (то есть выполняется соотношение $|e_z| > 0.9999$), для расчета нового направления движения фотона использовались следующие выражения:

$$e_x' = \sin \theta \cos \varphi; e_y' = \sin \theta \sin \varphi; e_z' = \frac{e_z}{|e_z|} \cos \varphi.$$

Шаги 2–5 повторялись до тех пор, пока вес фотона не становился меньше или равен некоторой, заранее заданной величине ($W \leq \varepsilon$). В этом случае разыгрывалась рулетка, по результатам которой фотон уничтожался и остаточный вес записывался в соответствующую ячейку массива $Q(i, j, k)$ либо его вес увеличивался на порядок и он продолжал свое движение.

При попадании фотона на границу объекта за счет различия коэффициентов преломления окружающей среды и биоткани может возникнуть явление полного внутреннего отражения. Условие полного внутреннего отражения вытекает из закона Снеллиуса:

$$\theta_c \sin^{-1} \frac{n_1}{n_2},$$

где θ_c – критический угол, n_1 и n_2 – показатели преломления среды и биоткани соответственно. Если угол падения больше или равен критическому углу, то происходит полное внутреннее отражение и фотон продолжает свое движение, в противном случае фотон вылетает за пределы объекта и запускается новый фотон. Кроме этого, при нормальном падении фотона на границу раздела часть веса фотона может зеркально отразиться (Френелевское отражение) и вес фотона уменьшится на величину:

$$R_{sp} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}.$$

После запуска достаточного количества фотонов формировался массив данных $Q(i, j, k)$, который аппроксимирует некую функцию $Q(r)$ пространственного распределения лазерного излучения в биоткани. На основе полученного распределения находилась функция Грина $G(r)$ отклика среды на внешнее воздействие, где элементы массива G рассчитывались по следующей формуле:

$$G(i, j, k) = \frac{Q(i, j, k)}{NV_{ijk}\mu_a W}.$$

Зная функцию Грина и учитывая заданный начальный профиль лазерного пучка, можно рассчитать интенсивность света внутри среды $U(r)$:

$$U(x, y, z) = \iint G(x', y', z) I(x - x', y - y') dx' dy'.$$

Таким образом, представленная в данной работе численная модель на основе прямого метода Монте-Карло позволяет определить полную освещенность $U(x, y, z)$ и да-

лее пространственное распределение интенсивности света в любой точке среды с известными оптическими характеристиками μ_a , μ_s и g , как $h(z) = U(z)/U_0$, где U_0 – интенсивность падающего света. При этом в качестве исходных параметров для моделирования пространственного распределения интенсивности света $h(z)$ в работе использовались значения спектральной зависимости оптических коэффициентов μ_a , μ_s и g для тканей серого вещества головного мозга, полученных ранее в работе [9].

Результаты и обсуждение

Опираясь на представленные данные спектров оптических коэффициентов поглощения μ_a , рассеяния μ_s и фактора анизотропии g , с использованием метода МК в работе рассчитывалось пространственное распределение интенсивности света $h(z)$ для биоткани в зависимости от стадии лазерной термокоагуляции. Результаты расчетов $h(z)$ в виде трехмерных кривых зависимости от пространственной координаты z и длины волны λ для тканей серого вещества головного мозга в норме и по мере развития процессов лазерной термокоагуляции показаны на рис. 2–4. Причем каждый из представленных рисунков состоит из трех групп спектральной информации:

- 3D спектров пространственного распределения интенсивности света в биоткани в диапазоне длин волн 250–2000 нм (**A**);
- пространственного профиля распределения интенсивности света по глубине на длинах волн 300, 1064 и 1460 нм (**B**);
- спектрального профиля распределения интенсивности света по длинам волн на глубине биоткани 0,01, 0,2 и 0,7 мм (**C**).

Как видно из рисунков, характер спектральной и пространственной зависимости $h(z)$ для исследуемых биотканей и их термоиндуцированных состояний имеет ряд общих особенностей и закономерностей. В частности, для области терапевтического окна (700–1200 нм), где показатель μ_a имеет наименьшие значения, а μ_s может превышать μ_a до 1000 раз, максимум пространственного распределения интенсивности света находится под поверхностью границы раздела биосреды на некотором расстоянии z_{\max} :

$$z_{\max} \sim l_{tr} = (\mu_a + (1 - g)\mu_s)^{-1},$$

где l_{tr} – транспортная длина свободного пробега фотона в среде. Причем в силу большой роли объемного светорассеяния амплитуда этого максимума может до 1,5 раз превышать интенсивность падающего излучения (см. группы **B** и **C**).

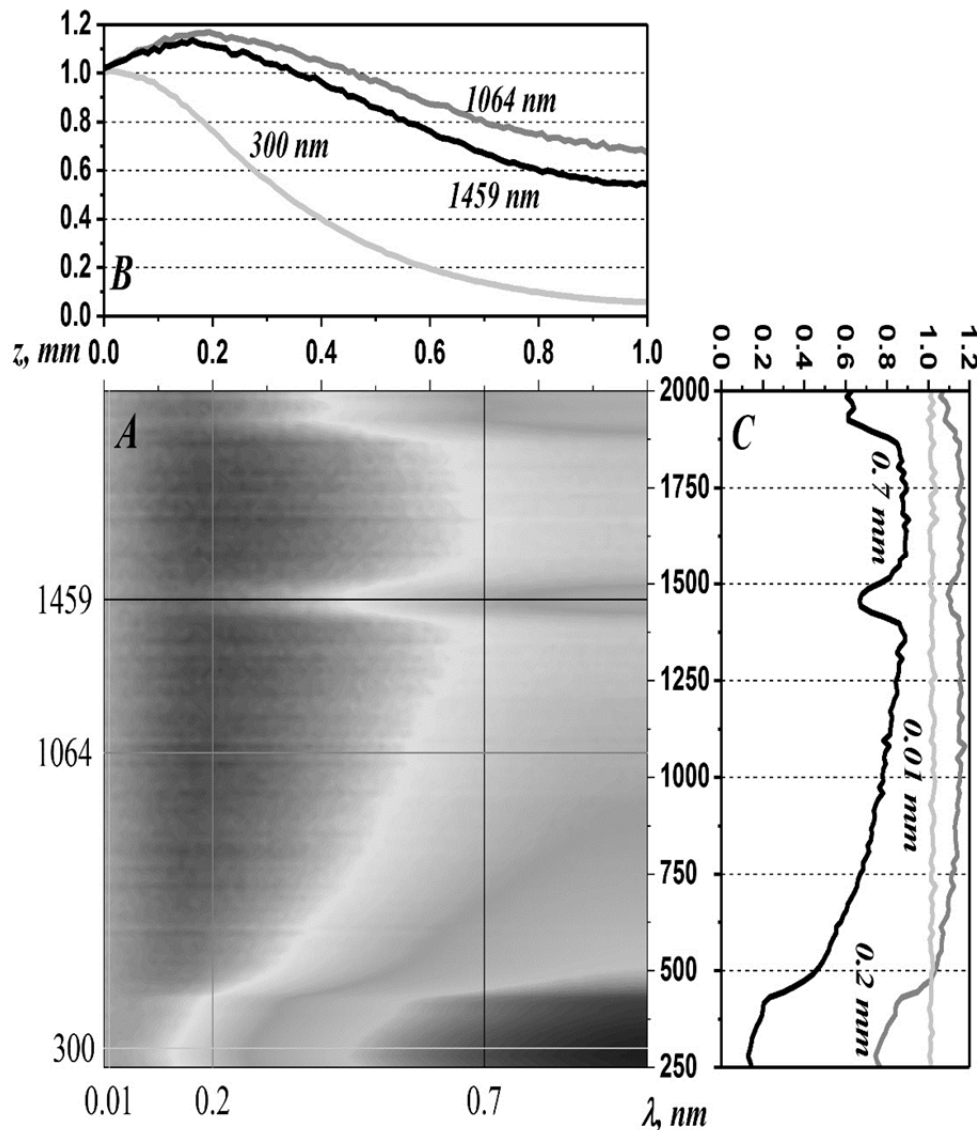


Рис. 2. 3D спектры пространственного распределения интенсивности света $h(z)$ для ткани серого вещества головного мозга в интактном состоянии

В то же время спад интенсивности света при увеличении пространственной координаты происходит по экспоненциальному закону с коэффициентом эффективного ослабления $-\mu_{eff}$, который, согласно работе [10], может быть определен как:

$$\mu_{eff}^2 = 18^{-1} \left\{ 9\gamma_0\gamma_1 + 4\gamma_0\gamma_3 + \gamma_2\gamma_3 - \left[(9\gamma_0\gamma_1 + 4\gamma_0\gamma_3 + \gamma_2\gamma_3)^2 - 36\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 \right]^{1/2} \right\},$$

где $\gamma_n = (2n+1)(\mu_a + (1-g^2)\mu_s)$, $n = 0, 1, 2, 3$.

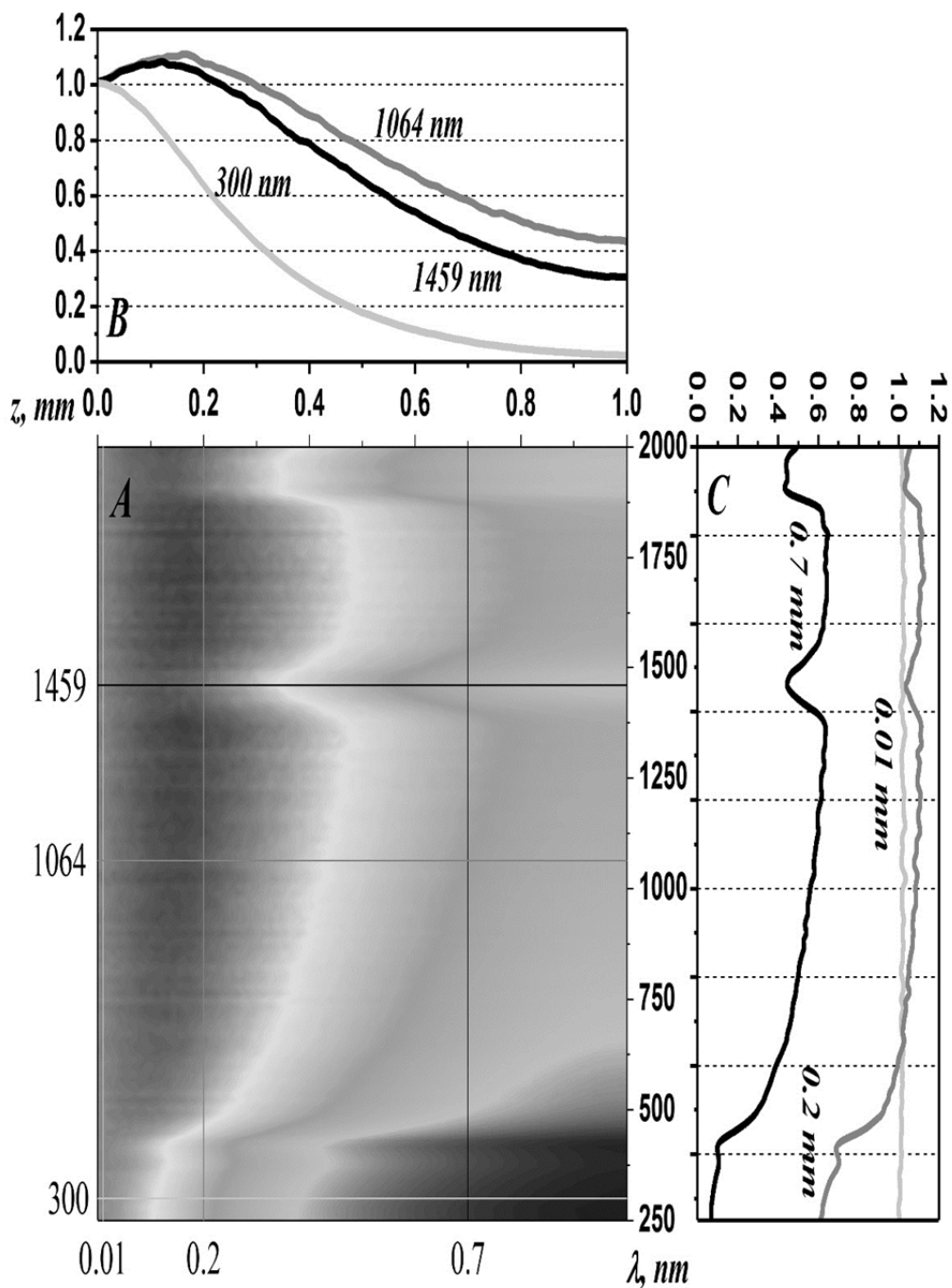


Рис. 3. 3D спектры пространственного распределения интенсивности света $h(z)$ для ткани серого вещества головного мозга при средней стадии термокоагуляции

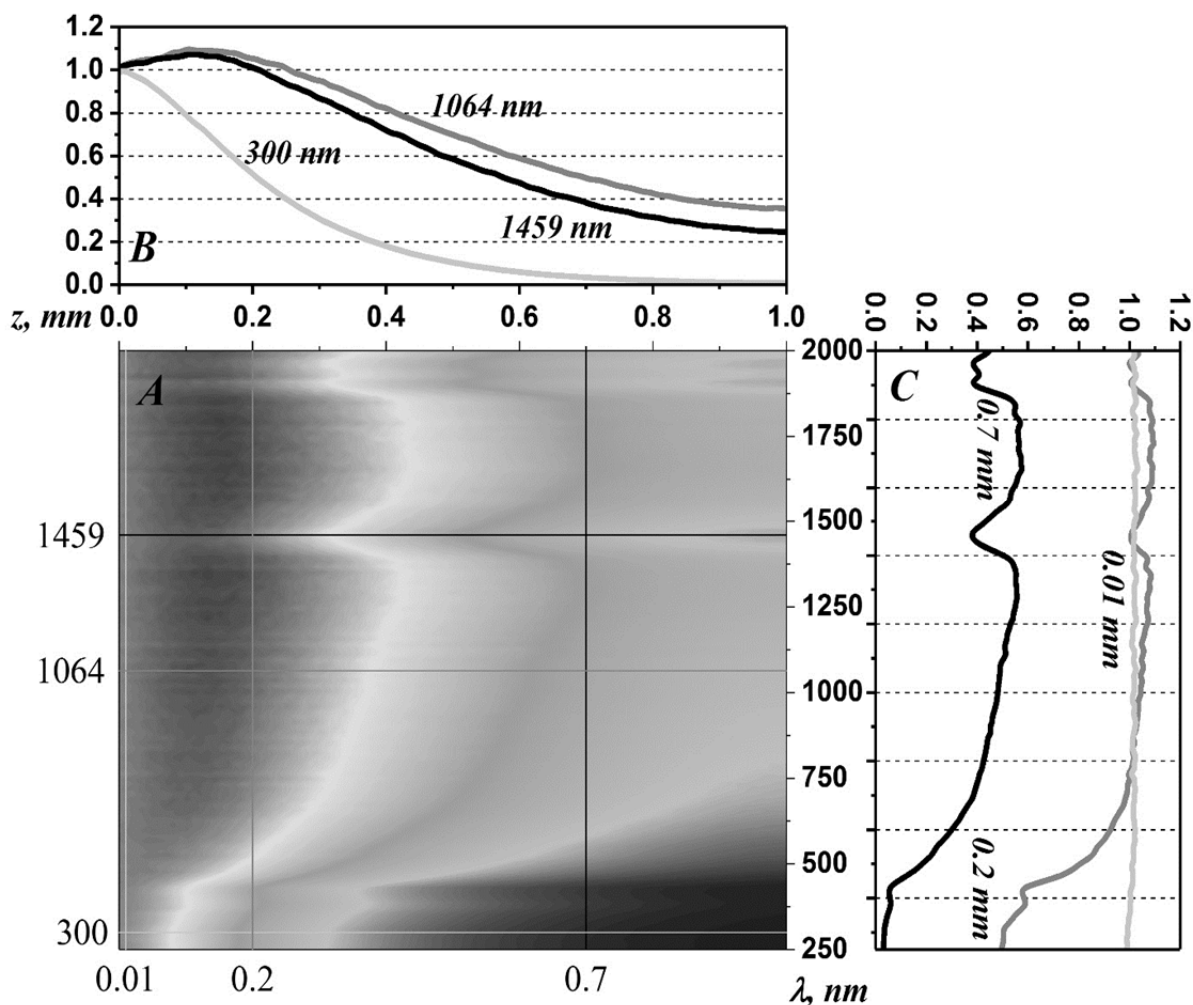


Рис. 4. 3D спектры пространственного распределения интенсивности света $h(z)$ для ткани серого вещества головного мозга при высокой стадии термокоагуляции

Далее, с уменьшением длины волны как амплитуда $h(z)$, так и z уменьшается и в области длин волн 250–400 нм, 1450 и 1940 нм, где вероятность поглощения существенно возрастает, максимум светового потока приходится практически на поверхность среды, где $h(z) \rightarrow 1$ (см. группы **B** и **C** рис. 1–3). Это означает, что с ростом коэффициента поглощения расстояние z_{max} сокращается и при условии $\mu_a \gg \mu_s$ $z_{max} = 0$, т. е. падающее излучение, не успев рассеяться, будет поглощено в пределах узкой ограниченной поверхностной зоны биоткани. Подобная зависимость пространственной освещенности от длины волны и величины оптических коэффициентов была отмечена многими исследователями и к настоящему времени хорошо изучена для различных биосред [1, 11–13].

Вместе с тем количественный фактор параметров $h(z)$ и z_{max} , как и следовало ожидать, обнаруживает ярко выраженные индивидуальные особенности и сильно зависит от степени термической обработки биотканей. Систематизация и статистическое усреднение оптических коэффициентов μ_a , μ_s и g позволяют провести сравнительный

анализ пространственного поведения полной освещенности $U(z)$ в любой точке среды, либо параметров $h(z) = U(z)/U_0$ и z_{max} в зависимости от стадии лазерно-индуцированной термокоагуляции.

В частности, как видно из рисунков, наибольший интерес при анализе характера распределения интенсивности света в тканях головного мозга представляет область длин волн 700–1300 нм, где полная освещенность $U(z)$ в точке z_{max} может превышать интенсивность падающего излучения U_0 до 20 %, а наибольшие значения характеристического расстояния $z_{max} \sim l_{tr}$ лежат в пределах $0,25 \pm 0,03$ мм.

Наиболее явные изменения в значениях параметров $h(z)$ и z_{max} наблюдаются при развитии процессов термокоагуляции. В частности, воздействие термоиндуцированных процессов на нормальные биоткани приводит к уменьшению значений z_{max} до $0,13 \pm 0,02$ мм, а полная освещенность $U(z)$ в точке z_{max} несколько спадает до значений, близких к U_0 , что приводит к снижению $h(z)$ до значений $1,0 \pm 0,02$ для средней и высокой стадии коагуляции.

Для более детального анализа динамики оптических характеристик биотканей по мере развития процессов термокоагуляции в таблице 1 приведены численные значения параметра $h(z)$ на глубине z_{max} для следующих длин волн:

- вблизи спектрального максимума поглощения эндогенных хромофоров на длине волны 300 нм;
- на длине волны лазерного излучения, используемого для проведения лазерной термокоагуляции, 1064 нм;
- на длине волны максимума поглощения свободной воды 1460 нм.

Как видно из рисунков и данных таблицы 1, значения параметров $h(z)$ и z_{max} для исследуемой биоткани на длине волны излучения Nd:YAG-лазера 1064 нм значительно превышают значения таковых на длине волны поглощения воды 1460 нм и эндогенных хромофоров 300 нм. Однако количественный фактор увеличения существенно зависит от типа биотканей и их аномальных состояний. Так, для интактных тканей серого вещества головного мозга $h(z)^{1064}$ превышает $h(z)^{1460}$ и $h(z)^{300}$ соответственно на 10–12 % и 25 %, а параметр z_{max}^{1064} превышает z_{max}^{1460} и z_{max}^{300} примерно в 1,3 и 1,5 раза соответственно.

Таблица 1. Параметры освещенности $h(z)$ и характеристического расстояния z_{max} для тканей серого вещества головного мозга в норме и при развитии процессов лазерной термокоагуляции на длинах волн 300, 1064, 1460 нм

Состояние биоткани	$h(z)^{300} / z_{max}^{300}$	$h(z)^{1064} / z_{max}^{1064}$	$h(z)^{1460} / z_{max}^{1460}$
Интактное состояние	$1,0 \pm 0,1 / 0,01 \pm 2e-3$ мм	$1,22 \pm 0,3 / 0,22 \pm 0,03$ мм	$1,15 \pm 0,2 / 0,17 \pm 0,02$ мм
Средняя стадия коагуляции	$1,0 \pm 0,1 / 0,01 \pm 2e-3$ мм	$1,15 \pm 0,3 / 0,16 \pm 0,02$ мм	$1,11 \pm 0,2 / 0,13 \pm 0,02$ мм
Высокая стадия коагуляции	$1,0 \pm 0,1 / 0,01 \pm 2e-3$ мм	$1,12 \pm 0,2 / 0,13 \pm 0,02$ мм	$1,07 \pm 0,2 / 0,12 \pm 0,02$ мм

В силу вышеотмеченного можно заключить, что в целях проведения процедур лазерной фотостимуляции или же термотерапии более предпочтительным является применение Nd:YAG-лазера и других лазерных источников света с ближним ИК спектром излучения. Данный факт может с успехом применяться для термического и фотодинамического воздействия на объемные новообразования. Однако следует иметь в виду, что попытка силового лазерного воздействия в этом спектральном диапазоне на биоткань может неизбежно привести к глубинному перегреву и тепловому повреждению прилегающих тканей. В сравнении с этим лазерные источники УФ излучения могут применяться при лазерной абляции поверхностных образований в биотканях, поскольку глубина преткновения света этого спектрального диапазона лежит в пределах нескольких клеточных слоев, что позволяет предотвратить тепловое повреждение прилегающих тканей.

Заключение

1. Разработан алгоритм численного моделирования Монте-Карло и определено пространственное распределение интенсивности света в спектральном диапазоне 250–2000 нм для тканей серого вещества головного мозга в интактном состоянии и по мере развития процессов лазерной термокоагуляции.

2. Установлено, что характер пространственного распределения интенсивности света в биотканях существенно зависит от величины и соотношения коэффициентов поглощения и светорассеяния. В частности:

– в диапазоне длин волн 700–1100 нм (область терапевтического окна), для которого характерны минимальные значения поглощения, максимум интенсивности света находится на расстоянии $0,25 \pm 0,3$ мм от поверхности среды и может до 1,5 раз превышать падающую интенсивность;

– в УФ и ИК областях спектра, где велика вероятность поглощения эндогенными хромофорами и воды, значения оптических коэффициентов могут быть сравнимы, и в этом случае максимум интенсивности света в биоткани резко снижается и смещается к поверхности среды.

3. Показано, что по мере развития процессов лазерно-индуцированной термокоагуляции наблюдается уменьшение как амплитуды освещенности в биотканях, так и характеристического расстояния на 25–30 %.

Работа выполнена с использованием приборной базы ЦКП «Аналитическая спектроскопия» Дагестанского государственного университета.

Литература

1. Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue / *A.J. Welch and Martin J.C. van Gemert* // Springer Science+Business Media B.V. – 2011. – 958 p.

2. Лазерная инженерия хрящей / под ред. Баграташвили В.Н., Соболя Э.Н., Шехтера А.Б. – М.: Физматлит, 2006. – 488 с.

3. *Muller G., Rogan R.* Laser-induced interstitial thermotherapy. – Bellingham: SPIE, 1995.

4. Оптическая биомедицинская диагностика: пер. с англ. / под ред. Тучина В.В. – М.: Физматлит, 2007. – Т. 1. – 560 с.; Т. 2. – 368 с.

5. Тучин В.В. Оптика биологических тканей. Методы рассеяния света в медицинской диагностике. – 2-е изд. – М.: Физматлит, 2013. – 811 с.
6. Li W., Lin L., Bao L. et al. Monte-Carlo simulation of photon migration in multi-component media // Opt. Quant. Electron. – 2015. – V. 47. – P. 1919–1931.
7. Wang L.-H., Jacques S.L. and Zheng L.-Q. MCML – Monte-Carlo modeling of photon transport in multi-layered tissues // Computer Methods and Programs in Biomedicine. – 1995. – V. 47. – P. 131–146.
8. Wang L.-H., Jacques S.L., Zheng L.-Q. CONV – Convolution for responses to a finite diameter photon beam incident on multi-layered tissues // Computer Methods and Programs in Biomedicine. – 1997. – V. 54. – P. 141–150.
9. Гираев К.М., Ашурбеков Н.А., Магомедов М.А. и др. Влияние гипертермии на динамику спектров поглощения и светорассеяния нормальных и опухолевых биологических тканей // Вестник Дагестанского государственного университета. – 2013. – Вып. 6. – С. 56–64.
10. Van Staveren W.H.J., Moes C.J.M., Van Marle J. et al. Light scattering in intralipid – 10 % in the wavelength range of 400–1100 nm // Appl. Optics. – 1991. – V. 30. – P. 4507–4514.
11. Saccomandi P., Schena E., Giurazza F. et al. Temperature monitoring and lesion volume estimation during double-applicator laser-induced thermotherapy in ex vivo swine pancreas: a preliminary study // Lasers Med Sci. – 2013. – DOI 10.1007/s10103-013-1360-z.
12. Ghosh S., Hanson W., Abdollahzadeh N. and Han B. Effects of light-tissue interaction on quantum dot mediated fluorescence thermometry // Meas. Sci. Technol. – 2012. – V. 23, 045704. – P. 13.
13. Sazgarnia A., Naghavi N., Mehdizadeh H. et al. Investigation of thermal distribution for pulsed laser radiation in cancer treatment with nanoparticle-mediated hyperthermia // Journal of Thermal Biology. – 2015. – V. 47. – P. 32–41.

Поступила в редакцию 12 августа 2017 г.

UDC 535.3; 535.211; 519.642

DOI: 10.21779/2542-0321-2017-32-3-7-19

Numerical simulation of the spatial distribution of the intensity of laser radiation in biological tissues, depending on the degree of their laser heating by the Monte-Carlo method

*E.Kh. Israpov^{1, 2}, M.A. Magomedov^{1, 2}, K.M. Giraev^{1, 2}, N.A. Ashurbekov²,
M.R. Dzhamaludinov¹, I.Sh. Gashimov²*

¹ *Amirkhanov Institute of Physics Dagestan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences; Russia, 367003, Makhachkala, Yaragski st., 94;*

² *Dagestan State University; Russia, 367001, Makhachkala, M. Gadzhiev st., 43a; edgar1993@yandex.ru*

The Monte-Carlo simulation of light propagation has been carried out and the spatial distribution of light intensity in the spectral range of 250–2000 nm for gray matter of the brain tissues in an intact state and with the development of laser thermocoagulation processes has been determined. It is established that in the wavelength range 700–1100 nm (the area of the therapeutic window), for which the minimum values of absorption are characteristic, the maximum of the light intensity is at a distance of $0,25 \pm 0,3$ mm from the surface of the medium and can exceed 1,5 times the incident intensity. In the UV and IR regions of the spectrum, where the probability of absorption by endogenous chromophores and water is high, the values of the optical coefficients can be comparable and, in this case, the maximum intensity of light in the tissue sharply decreases and shifts to the surface of the medium. It is shown that as the processes of laser-induced thermocoagulation develop, both the amplitudes of illumination in biotissues and the characteristic distance are decreased by 25–30 %.

Keywords: *biotissues, numerical modeling, Monte-Carlo method, laser thermocoagulation, spatial distribution of light intensity.*

Received 12 August, 2017