

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ БИОТКАНИ ПО ПРОСТРАНСТВЕННОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ПРОШЕДШЕГО ОБРАЗЦА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рогальский Ю.К., Лаппа А.В., Евневич М.В.*

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к оптическим свойствам биологических тканей вызван как расширением сферы использования лазерного излучения в медицине, так и внедрением во врачебную практику новых лазерных источников света. Однако, имеющиеся данные по оптическим свойствам биотканей не полны, а результаты полученные различными авторами часто противоречивы.

Для описания распространения света в биологических тканях чаще всего используются две модели. Одна из них, диффузионная, основана на уравнении диффузии. Оптические свойства среды определяются в ней двумя параметрами (коэффициентами поглощения и диффузии). Другая модель, кинетическая, основана на уравнении переноса излучения. В этой модели распространение излучения в однородной среде описывается тремя параметрами: коэффициентами поглощения (μ_a) и рассеяния (μ_s) и индикатрисой рассеяния (фазовой функцией). Часто индикатриса аппроксимируется функцией с единственным параметром – g (средний косинус угла рассеяния) [1]. В этом случае оптические свойства описываются тремя коэффициентами.

Кинетическая модель является более универсальной, так как позволяет рассматривать распространение излучения от любых источников и при любой геометрии образца. Кроме того, при выполнении определенных условий (изотропные источники, малая анизотропия рассеивателей) диффузионная модель может быть получена как частный случай кинетической. Поэтому естественно предположить, что кинетическая модель более адекватна. Однако естественность такого предположения не может рассматриваться как доказательство, поскольку обе модели являются лишь приближениями.

В представляемой работе описывается метод определения трех коэффициентов кинетической модели. Для решения этой задачи необходимо сопоставить экспериментально определяемые характеристики поля излучения с данными компьютерного моделирования. Результат во многом зависит от выбора используемых характеристик. Они должны не только содержать как можно больше информации об оптических свойствах среды, но и быть удобными для расчетов и измерений.

В существующих методах в качестве характеристик поля излучения, как правило, используются количественные интегральные характеристики: мощность прошедшего через слой исследуемого образца и мощность диффузно отраженного образцом

* Челябинский государственный университет

излучения. При этом измерения мощности чаще всего производятся так называемыми «интегрирующими сферами». В дополнение к этому исследуется либо индикатриса (гонометрические измерения), либо ослабление узкого пучка света по толщине образца (коллимированное пропускание).

В настоящей работе предлагается использовать качественные характеристики прошедшего образец излучения (пространственное распределение и его моменты). Можно ожидать, что изменение формы пучка, прошедшего не слишком толстый образец, содержит более детальную информацию об оптических свойствах среды, нежели интегральное ослабление его мощности.

Метод применен нами для определения оптических свойств некоторых биологических тканей. Полученные результаты сопоставлены с данными других авторов.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Измеряемые и рассчитываемые величины

Для определения оптических коэффициентов μ_a , μ_s и g в качестве измеряемых и рассчитываемых характеристик поля излучения мы используем:

- мощность пучка $T_{col}(d)$, прошедшего через слой образца толщины d в пределах круга малого фиксированного радиуса (ρ_{max}) и малого фиксированного угла θ_{max} с осью (коллимированное пропускание);
- радиальное распределение плотности мощности прошедшего образец и попавшего в детектор излучения $\Phi(d, \rho)$, и его первый усеченный момент $m^1(d)$.

Эти характеристики связаны с дифференциальной плотностью потока энергии излучения $I=I(d, \rho, \theta)$, покидающего образец под углом θ к оси пучка и на расстоянии ρ от нее, следующими соотношениями:

$$T_{col}(d) = \int_0^{\rho_{max}} 2\pi\rho \cdot d\rho \int_0^{\theta_{max}} I(d, \rho, \theta) \cdot \cos\theta \cdot 2\pi \sin\theta \cdot d\theta,$$

$$\Phi(d, \rho) = \int_0^{\theta_{det}} I(d, \rho, \theta) \cdot \cos\theta \cdot 2\pi \sin\theta \cdot d\theta,$$

$$m^1(d) = \int_0^R \rho^2 \Phi(d, \rho) \cdot d\rho \Big/ \int_0^R \rho \Phi(d, \rho) \cdot d\rho,$$

где θ_{det} –угловой размер детектора, $R=R(d)$ -фиксированный для данной толщины образца радиус усечения.

Моделирование методом Монте-Карло

Для сопоставления измеряемых и рассчитываемых характеристик поля излучения мы моделируем распространение фотонов в рассеивающей и поглощающей среде с помощью разработанного нами пакета программ [2]. При моделировании нами используется фазовая функция Гейни-Гринштейна [3]. На границах сред выполняются френелевские законы отражения и преломления излучения. Радиальное распределение плотности мощности излучения исходного пучка, толщина стекла кюветы и исследуемого образца, характеристики детектора излучения также учитываются. Для каждого набора параметров при моделировании генерируется $\sim 10^6$ фотонов. По результатам моделирования методом Монте-Карло одновременно рассчитываются радиальные распределения плотности мощности излучения с задней поверхности образца $\Phi_{МК}$ и их первые усеченные моменты – $m_{МК}^1$.

Определение оптических коэффициентов

Предлагаемый метод определения оптических коэффициентов основывается на сравнении пространственного распределения прошедшего образец излучения с результатами моделирования методом Монте-Карло. Алгоритм включает в себя расчеты функции $m_{МК}^1$ и экспериментальное определение минимум трех величин (чисел):

- коэффициента взаимодействия μ_t ;
- первого усеченного момента радиального распределения плотности мощности излучения для образца толщиной d_1 , $m_{ex}^1(d_1)$;
- усеченного момента радиального распределения плотности мощности излучения для образца толщиной d_2 , $m_{ex}^1(d_2)$.

Для достаточно тонких образцов кинетическая модель предполагает экспоненциальное ослабление коллимированного пучка при увеличении толщины образца. При этом показатель экспоненты, численно равен коэффициенту взаимодействия $\mu_t = \mu_a + \mu_s$: $T_{col}(d) = T_{col}(0) \exp(-\mu_t d)$. Экспериментальное получение этой зависимости позволяет определить коэффициент взаимодействия.

На следующем этапе определения коэффициентов для двух образцов (толщиной d_1 и d_2) измеряются моменты $m_{ex}^1(d_1)$ и $m_{ex}^1(d_2)$. Далее эти моменты рассчитываются как функции двух переменных μ'_s и g' (коэффициент поглощения для этих расчетов определяется из соотношения $\mu'_a = \mu_t - \mu'_s$). Искомые параметры ткани g , μ_a и μ_s находятся из решения системы уравнений:

$$\begin{aligned} \mu_t &= \mu'_a + \mu'_s \\ m_{МК}^1(d_1, g', \mu'_s) &= m_{ex}^1(d_1) \\ m_{МК}^1(d_2, g', \mu'_s) &= m_{ex}^1(d_2). \end{aligned} \quad (1)$$

Экспериментальная установка и образцы

Исследуемый образец расположен между двумя стеклянными пластинками. Толщина стеклянных пластин 2,57 мм. Коллимированный лазерный пучок направляется перпендикулярно поверхности образца. Толщина образца обеспечивается набором специальных кольцевых прокладок между стеклами.

При регистрации пространственного распределения прошедшего исследуемый образец излучения его изображение формируется объективом на чувствительном элементе 480×640 **CCD** камеры (КСВ-270С, КОКОМ). Угловой размер объектива равнялся 45° . Толщина образцов в этих экспериментах составляет $0,5 \div 5$ мм.

В экспериментах по определению коэффициента взаимодействия вместо объектива устанавливается еще один коллиматор (так, что $\theta_{\max}=20'$, $\rho_{\max}=0,15$ мм). Образцы в этом случае нарезаются на микротоме, их толщина $10 \div 300$ мкм. Более подробно описание экспериментальной установки приведено в [4].

Апробация метода определения оптических свойств производилась нами на коровьем молоке и ткани печени крысы. В случае молока легко получать образцы любой толщины и результаты хорошо воспроизводятся, в то время как данные по оптическим свойствам печени крысы наиболее широко представлены в литературе.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты исследований по определению оптических коэффициентов печени крысы описываемым методом приведены на рис. 1 и 2. На рис.1 построена зависимость $T_{\text{col}}(d) = T_{\text{col}}(0) \exp(-\mu_t d)$. Полученное в результате полное сечение взаимодействия $\mu_t = 255 \pm 20$ (см⁻¹).

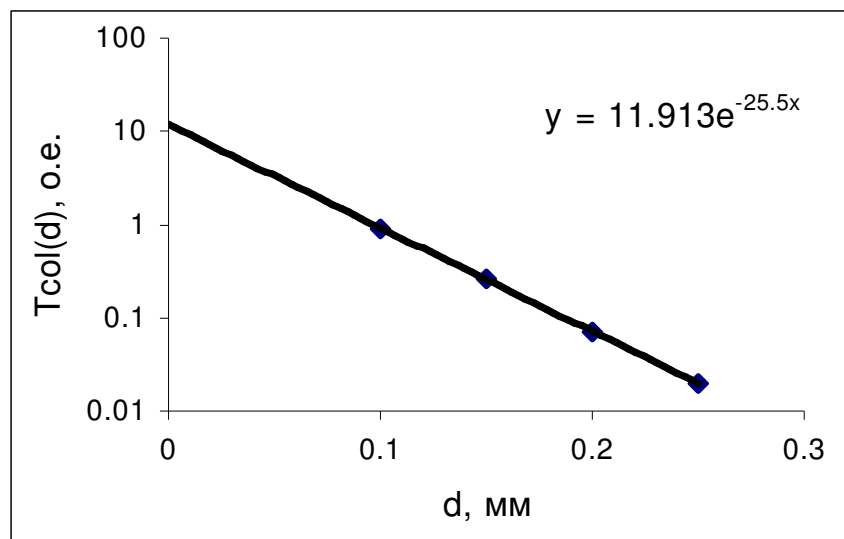


Рис.1 Зависимость $T_{\text{col}}(d) = T_{\text{col}}(0) \exp(-\mu_t d)$, полное сечение взаимодействия $\mu_t = 255 \pm 20$ (см⁻¹).

Система уравнений (1) решалась для образцов толщиной 0.85, 1.2 и 1.5 мм. Из равенства экспериментального и полученного в результате моделирования моментов находились зависимости $\mu'_s = \mu'_s(d, g)$. Полученные зависимости приведены на рис. 2. Область пересечения полученных функций определяет искомые значения коэффициентов. В результате для печени крысы были определены оптические коэффициенты: $g = 0,930 \pm 0,003$, $\mu_s = 250 \pm 20$ (см⁻¹), $\mu_a = 8 \pm 2$ (см⁻¹).

Погрешность в определении коэффициента рассеяния главным образом обусловлена погрешностью определения коэффициента взаимодействия и может быть оценена из экспериментальных результатов по коллимированному пропусканию. Оценка погрешности μ_s и g получена нами из сопоставления погрешности экспериментальных моментов распределений с данными моделирования. Погрешностью моделирования мы пренебрегли.

В таблице приведены имеющиеся у нас данные по оптическим коэффициентам печени крысы, полученные различными авторами. Значения коэффициентов поглощения отличаются в десятки раз (от $\mu_a=0.14$ в работе Ораевского и др., до $\mu_a=9$ –Пиккеринга). В разы отличаются и значения коэффициента рассеяния. Полученные нами данные практически полностью совпадают с данными Пиккеринга. Однако доверительный интервал для среднего косинуса рассеяния в 0.06 при среднем значении 0.93 кажется не реалистичным (от практически отсутствия рассеяния в случае $g = 0,99$ до существенного рассеяния $g = 0,87$). Наш опыт моделирования говорит о том, что интервал завышен, по крайней мере, в десять раз (возможно по ошибке). Сопоставление с данными других авторов затруднено, поскольку они приводятся без оценки погрешности. Значительно меньшие значения коэффициента рассеяния и одновременно среднего косинуса могут возникать при измерении коэффициента взаимодействия на недостаточно тонких образцах. В этом смысле данные Ораевского ближе нашим, чем данные Парса или Эссенпрайза. Отличие в значениях коэффициента поглощения могут быть обусловлены различной степенью кровенаполненности ткани.

	$\mu_a, \text{см}^{-1}$	$\mu_s, \text{см}^{-1}$	g
Hillegersberg [5]	2.0	151	0.948
Pickering [6]	9 ± 0.5	210 ± 50	0.93 ± 0.06
Parsa [7]	5.9	61	0.92
Essenpreis [8]	0.87	105	0.94
Oraevsky [9]	0.14	63	0.87
Наши результаты	8 ± 2	250 ± 20	$0,930 \pm 0,003$

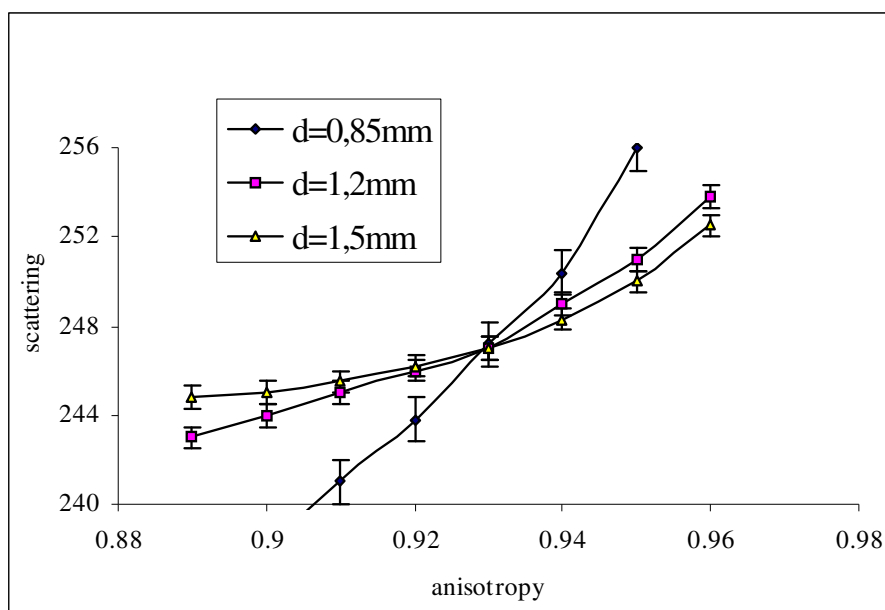


Рис.2 Графическое представление зависимости $\mu'_s = \mu'_s(d, g')$ для трех образцов печени крысы и решений системы уравнений (1). Искомый набор коэффициентов: $\mu_a = 8 \pm 2 \text{ см}^{-1}$, $\mu_s = 250 \pm 20 \text{ см}^{-1}$ и $g = 0,930 \pm 0,003$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе предложен метод определения коэффициентов, определяющих оптические свойства рассеивающих и поглощающих сред в рамках кинетической модели. Он основан на измерениях ослабления тонкого луча света по толщине образца и сопоставлении пространственного распределения прошедшего образец излучения с данными компьютерного моделирования. Метод опробован на коровьем молоке и ткани печени крысы. Полученные нами данные сопоставлены с результатами других авторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ishimaru A., Wave Propagation and Scattering in Random Media, 572, Academic Press, Inc., London, 1978.
2. Lappa A.V., Anikina A.S., Kamalov V.A., A new computer code for calculation of radiation and heat fields in laser-irradiated tissues. In: SPIE Proc., v.3911, 2000, p.502-511.
3. Heney L., Greenstein J., Astrophys. J., 1941, 93:70
4. Рогальский Ю.К., Лаппа А.В., Евневич М.В. Экспериментальная установка для определения оптических характеристик биологических объектов с использованием CCD-камеры. В сб.: «Лазерные технологии в медицине», Челябинск, 1999, стр. 154-161.
5. Hillegersberg R., et al. Optical properties of rat liver and tumor at 633 and 1064 nm. Lasers in Surgery and Medicine 1993, 13: 31-39

6. Pickering J.W., et al. Continuous measurement of the heat-induced changes in the optical properties (at 1064 nm) of rat liver. *Lasers in Surgery and Medicine* 1994, 15: 200-205.
7. Parsa P., Jacques S.L., Nishioka N.S., Optical properties of rat liver between 350 and 2200 nm. *Appl. Opt.* 1989; 28: 2325-2330
8. Essenpreis M. Thermally induced changes in optical properties of biological tissues. University College London, England, 1992.
9. Oraevsky A.A. and Jacques S.L., private communication, 1993.