

Моделирование методом Монте-Карло сигнала оптического когерентного доплеровского томографа: влияние концентрации частиц в потоке на восстановленный профиль скоростей

А.В.Быков, М.Ю.Кириллин, А.В.Приезжев

Методом Монте-Карло получены модельные сигналы оптического когерентного доплеровского томографа (ОКДТ) от потока светорассеивающей суспензии липидных везикул (интралипида) различных концентраций (0.07% – 1.5%) с априорно заданным параболическим профилем скоростей. Исследованы зависимости параметров профилей скоростей, восстанавливаемых из сигнала ОКДТ, и кратности рассеяния фотонов, дающих вклад в сигнал, от концентрации суспензии. Показано, что при высоких концентрациях максимум скорости восстановленного профиля смещается относительно оси симметрии потока и его величина уменьшается вследствие большего вклада многократно рассеянных фотонов.

Ключевые слова: метод Монте-Карло, рассеяние света, оптическая когерентная доплеровская томография, длина когерентности, профиль скорости, интралипид.

1. Введение

Оптическая когерентная доплеровская томография (ОКДТ) [1–3] является современным неинвазивным оптическим методом, позволяющим измерять скорости потоков в сильнорассеивающих средах. К возможным приложениям этого метода относится измерение скорости кровотока в приповерхностных слоях тканей живых объектов с одновременной визуализацией профилей скоростей различной сложности, а также решение различного рода реологических задач, связанных с изучением протекания рассеивающей жидкости через капилляры со сложной геометрией [4]. В основе оптического когерентного доплеровского томографа лежит интерферометр Майкельсона, в одно из плеч которого помещено сканирующее опорное зеркало, а в другое – живой объект или кювета с исследуемым потоком. Основанная на принципах низкокогерентной интерферометрии, ОКДТ базируется, в основном, на одно- и многократно рассеянных фотонах из всего множества фотонов, рассеянных назад исследуемым объектом, который состоит из подвижных и неподвижных рассеивателей. Это достигается использованием широкополосных источников света, например фемтосекундных лазеров или суперлюминесцентных диодов (СЛД), и формированием полезного сигнала только за счет света, рассеянного из малой измерительной области. Продольный размер этой области определяется длиной когерентности зондирующего пучка (около 15 мкм для СЛД), а поперечный размер – числовой апертурой фокусирующей линзы. Рассеянные на движущихся частицах фотоны дают в сигнал вклад с определенным доплеров-

ским сдвигом частоты, линейно зависящим от скорости движения рассеивающих частиц. Сканирование по глубине потока, осуществляемое при движении опорного зеркала, позволяет получить пространственное распределение (профиль) скоростей движущихся частиц.

Однако в экспериментальных установках не удается полностью избавиться от вклада в выходной сигнал ОКДТ многократно рассеянных фотонов, число которых зависит от концентрации рассеивателей в исследуемом потоке жидкости. Вследствие случайного характера траекторий эти фотоны имеют случайные доплеровские сдвиги частоты, что приводит к искажению восстанавливаемого профиля скоростей по сравнению с истинным. Для разработки способов устранения или минимизации искажений необходимо исследовать распределение фотонов, дающих вклад в сигнал ОКДТ, по кратностям рассеяния в зависимости от концентрации рассеивателей в исследуемом потоке жидкости, а также оценить степень их влияния на восстанавливаемый профиль.

Моделирование методом Монте-Карло является удобным инструментом для изучения распространения света в сильнорассеивающих средах и образования сигнала в различных экспериментальных установках, включая ОКДТ [5–9]. В частности, в работе [9] этим методом исследуется влияние кратности рассеяния фотонов, дающих вклад в сигнал ОКДТ, на его ослабление, для чего раздельно рассматриваются вклады мало- и многократно рассеянных фотонов.

Вклады различных порядков кратности рассеяния в интенсивность света, рассеянного назад, уже обсуждались в наших предыдущих работах [10, 11]. В частности было показано, что основной вклад в светорассеяние в переднюю полуплоскость на слое суспензии эритроцитов дают фотоны, слабо изменяющие направление движения при распространении в среде (снейк-фотоны), а интенсивность рассеяния в заднюю полуплоскость характеризуется более равномерным распределением по углам и кратностям рассеяния. Целью данной работы является применение этого подхода к моделированию сигнала

А.В.Быков, М.Ю.Кириллин, А.В.Приезжев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Международный учебно-научный лазерный центр при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: avp2@mail.ru, kirillin@rambler.ru

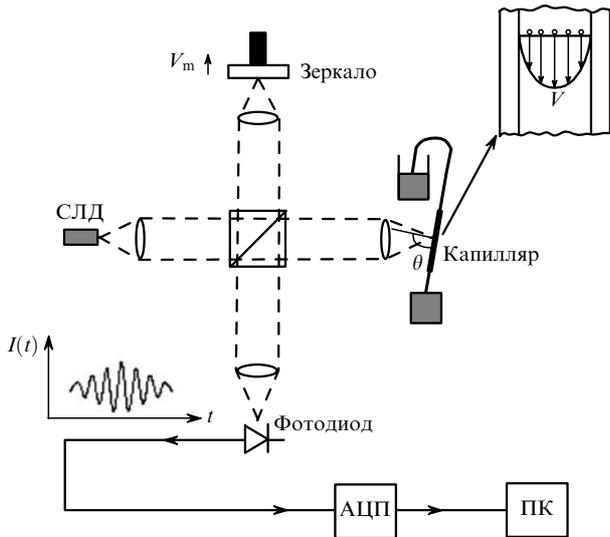


Рис. 1. Моделируемая установка и исследуемый объект. Показан сигнал от единичного рассеивателя.

ОКДТ и к оценке точности восстановления профилей скоростей потоков.

2. Моделируемая установка

Моделируемая установка (рис.1) представляет собой ОКДТ-систему, построенную на основе интерферометра Майкельсона с суперлюминесцентным диодом в качестве источника света с длиной волны $\lambda = 633$ или 820 нм и длиной когерентности $l_{\text{coh}} = 15$ мкм. Скорость движения сканирующего зеркала в опорном плече интерферометра $V_m = 12$ мм/с. Объектом исследования является ламинарно движущийся плоский слой интралипида толщиной 1 мм, расположенный между двумя плоскопараллельными стеклянными пластинками толщиной 0.25 мм, находящимися в воздухе. Интралипид представляет собой суспензию липидных частиц различных размеров и концентраций и часто используется в экспериментах для моделирования биологических тканей [12, 13]. Объемная концентрация интралипида C варьируется от 0.7% до 1.5% , что соответствует изменению коэффициента рассеяния суспензии от 0.25 до 5.25 мм⁻¹ для $\lambda = 633$ нм и от 0.2 до 4 мм⁻¹ для $\lambda = 822$ нм. Поглощение света интралипидом считается пренебрежимо малым. Показатель преломления интралипида и стекла $n = 1.36$ и 1.50 соответственно. Задаваемый профиль скоростей в среде предполагается параболическим с максимальной скоростью в центре капилляра $V_{\text{max}} = 256$ мм/с. Угол между начальным направлением падающего пучка и направлением вектора скорости потока выбран равным 88° . Эти параметры соответствуют реальным экспериментальным условиям, описанным в [14]. Детектированными считаются фотоны, рассеянные в угловую апертуру 6° относительно направления строго назад. Угол между этим направлением и нормалью к поверхности исследуемой среды составляет 2° .

3. Алгоритм моделирования сигнала

При динамической интерференции световых волн, приходящих на фотодетектор с предметного и опорного плеч, на его выходе формируется электрический сигнал в

виде набора амплитудно-модулированных импульсов. Каждый импульс является сигналом от определенной оптической неоднородности (например, от границы раздела сред с разными показателями преломления, от рассеивающей частицы и пр.). Амплитуда и частота модуляции такого импульса определяются соответственно разностью показателей преломления сред и скоростью сканирующего зеркала в опорном плече, а его огибающая – функцией когерентности источника света. Огибающая дает представление о пространственной локализации неоднородности. Следовательно, чем меньше длина когерентности l_{coh} , тем короче импульс и выше разрешение ОКДТ-системы.

Основная идея метода Монте-Карло применительно к моделированию распространения света в сильнорассеивающих средах заключается в многократном расчете траектории единичного фотона в среде и последующем статистическом обобщении полученных данных [15]. Основными входными параметрами среды при моделировании являются коэффициент рассеяния μ_s , коэффициент поглощения μ_a , фактор анизотропии g (средний косинус угла рассеяния), а также фазовая функция единичного рассеивателя. Модельные параметры рассчитывались из известных данных для 10% -ного интралипида [12, 13] в предположении, что μ_s линейно зависит от концентрации, а фазовая функция и фактор анизотропии остаются постоянными при всех концентрациях интралипида. Такое предположение справедливо, поскольку в данной работе мы рассматривали сравнительно низкие объемные концентрации интралипида C . Влияние поглощения при таких концентрациях столь незначительно, что им можно пренебречь, т. е. $\mu_a = 0$. Значения использованных нами параметров представлены в табл.1.

Мы адаптировали алгоритм и нашу программу моделирования методом Монте-Карло процесса распространения света в сильнорассеивающих средах, ранее описанные в [10], для расчета сигнала ОКДТ от движущейся суспензии интралипида с учетом оптического смещения фотонов, пришедших из опорного и предметного плеч, которое соответствует в волновом представлении динамической интерференции опорной и предметной волн. Процесс моделирования состоит из двух этапов. Сначала проводится расчет траекторий единичных фотонов и их доплеровских сдвигов частоты по стандартному алгоритму Монте-Карло с использованием фазовой функции Хени–Гринштейна [10]. Затем осуществляется построение временной зависимости ОКДТ-сигнала в процессе сканирования по глубине с учетом всех детектированных фотонов и условий оптического смещения на фотодетекторе, а также с учетом функции когерентности источника. Для этого весь временной промежуток сканирования разбивался на 100 тысяч интервалов, на каждом из которых подсчитывалось общее количество пришедших на детектор фотонов и определялась их средняя доплеров-

Табл.1. Оптические параметры интралипида при его различных концентрациях.

C (%)	$\lambda = 630$ (822) нм	
	μ_s (мм ⁻¹)	g
0.07	0.25 (0.2)	0.83 (0.7)
0.37	1.30 (1)	0.83 (0.7)
0.75	2.60 (2)	0.83 (0.7)
1.50	5.25 (4)	0.83 (0.7)

ская частота. Далее с учетом корпускулярно-волнового дуализма и в соответствии с формулой для интерференционного члена сигнала [2]

$$I_{\text{int}} = \frac{1}{2} E_r E_s \cos\left(2 \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l\right) \quad (1)$$

(E_r и E_s – амплитуды волн, рассеянных в опорном и предметном плечах соответственно, Δl – разность хода волн) интерференционный сигнал с учетом доплеровского сдвига вычислялся по формуле

$$I = \sqrt{N_r N_s} \cos\left[\left(2 \frac{2\pi}{\lambda} + \frac{2\pi \Delta f}{V_m}\right) \Delta l\right] \exp\left[-\left(\frac{\Delta l}{l_{\text{coh}}}\right)^2\right]. \quad (2)$$

Здесь N_r и N_s – число фотонов, поступивших на детектор из опорного и предметного плеч соответственно в данный интервал времени с данной разностью хода; Δf – среднее значение доплеровского сдвига фотонов, пришедших из предметного плеча за этот же интервал времени. Функция когерентности выбрана гауссовой, что отражено в экспоненциальном множителе в (2).

В процессе вычислений предполагалось, что общее распределение фотонов (по длинам пробега, доплеровским сдвигам и т. д.) на последующем временном интервале такое же, как и на предыдущем, что соответствует стабильному непрерывному излучению источника. Фотоны, пришедшие в течение одного интервала, считались пришедшими одновременно, и даваемый ими вклад в сигнал рассчитывался по формуле (2). Статистика расчета составляла 100 миллионов фотонов на одну реализацию (А-скан) модельного сигнала.

4. Полученные результаты и обсуждение

В результате расчетов были получены модельные ОКДТ-сигналы от плоского слоя интралипида в потоке для различных концентраций суспензии и двух длин волн. На рис.2 представлены две типичные временные реализации сигнала, полученные в результате сканирования по глубине потока на длине волны $\lambda = 822$ нм. В обоих случаях показана только часть сигнала, соответствующая рассеянию от среды между внутренними стенками капил-

ляра, т. е. именно та часть сигнала, которая несет информацию о распределении скоростей в исследуемом потоке. Сигналы, соответствующие отражению от границ раздела сред со стенками стеклянных пластин, ограничивающих поток, не показаны.

Как можно видеть из рис.2,б, вследствие большого коэффициента рассеяния при больших концентрациях интралипида сигнал сильно затухает со временем, что соответствует снижению уровня сигнала, приходящего с больших глубин. Это приводит к уменьшению числа фотонов, несущих информацию с больших глубин, и к увеличению ошибки в определении скорости на больших глубинах. Для того чтобы построить распределение скоростей течения по глубине (профиль скоростей), временная реализация сигнала разбивается на 50 последовательных секций, в каждой из которых проводится усреднение доплеровских сдвигов и, следовательно, скоростей. Затем при помощи быстрого преобразования Фурье определяется доплеровская частота для каждой секции, а соответствующая этой частоте скорость течения находится по формуле

$$V_i = \frac{(f_d^i - f_0)\lambda}{2n \cos \theta}, \quad (3)$$

где f_d^i – средняя доплеровская частота i -й секции; f_0 – доплеровская частота, обусловленная отражением излучения от движущегося опорного зеркала; n – показатель преломления среды; θ – угол между падающим излучением и вектором скорости потока.

Профили скоростей, полученные при различных концентрациях интралипида, показаны на рис.3. Видно, что на обеих длинах волн с увеличением концентрации интралипида растут отклонения восстановленного профиля от заданного. Это происходит потому, что при более высоких концентрациях число двух- и многократно рассеянных фотонов, достигших детектора, увеличивается, а дополнительные акты рассеяния вызывают значительные изменения в доплеровских сдвигах частот этих фотонов, что искажает восстановленный профиль скоростей. Особенно сильно этот эффект выражен при определении скоростей на глубинах ~ 1 мм и более, информацию с которых в большинстве случаев приносят именно многократно рассеянные фотоны.

С ростом концентрации интралипида также наблюдается увеличение сдвига максимума восстановленного профиля относительно заданного – до 6 % для $\lambda = 822$ нм и до 9 % для $\lambda = 633$ нм при $C = 1.5$ % (рис.4). Это обусловлено возрастанием роли многократно рассеянных фотонов, которые в среднем проходят большее расстояние, чем однократно рассеянные фотоны, пришедшие с той же глубины. Поэтому такие фотоны дают вклад в сигнал в другой (более поздний) момент времени, что и приводит к растягиванию профиля по сравнению с заданным профилем, а также к сдвигу его максимума. Для каждой концентрации сдвиг максимума профиля при длине волны зондирующего излучения $\lambda = 633$ нм больше, чем при $\lambda = 822$ нм. Это объясняется зависимостью рассеивающих свойств интралипида от длины волны распространяемого излучения, и при $\lambda = 633$ нм коэффициент рассеяния больше, чем при $\lambda = 822$ нм (см. табл.1).

В связи с тем, что кратность рассеяния фотонов, дающих вклад в сигнал, существенно влияет на параметры восстановленных из сигнала профилей скоростей, был

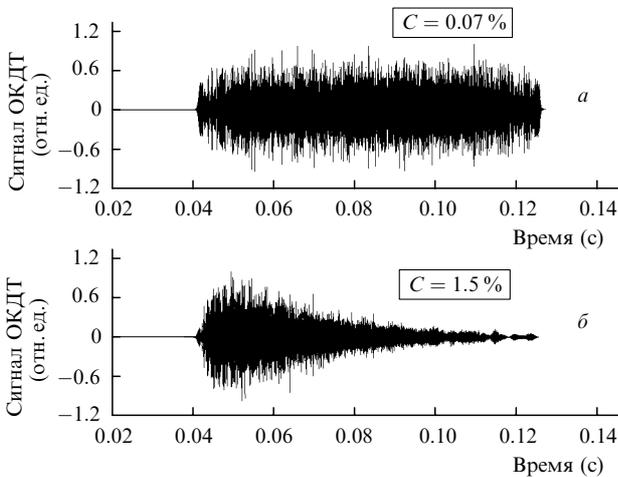


Рис.2. Типичные ОКДТ-сигналы для $\lambda = 822$ нм от потока интралипида с различной объемной концентрацией C в плоском слое, представляющие собой временные зависимости интенсивности интерференционного сигнала на фотоприемнике.

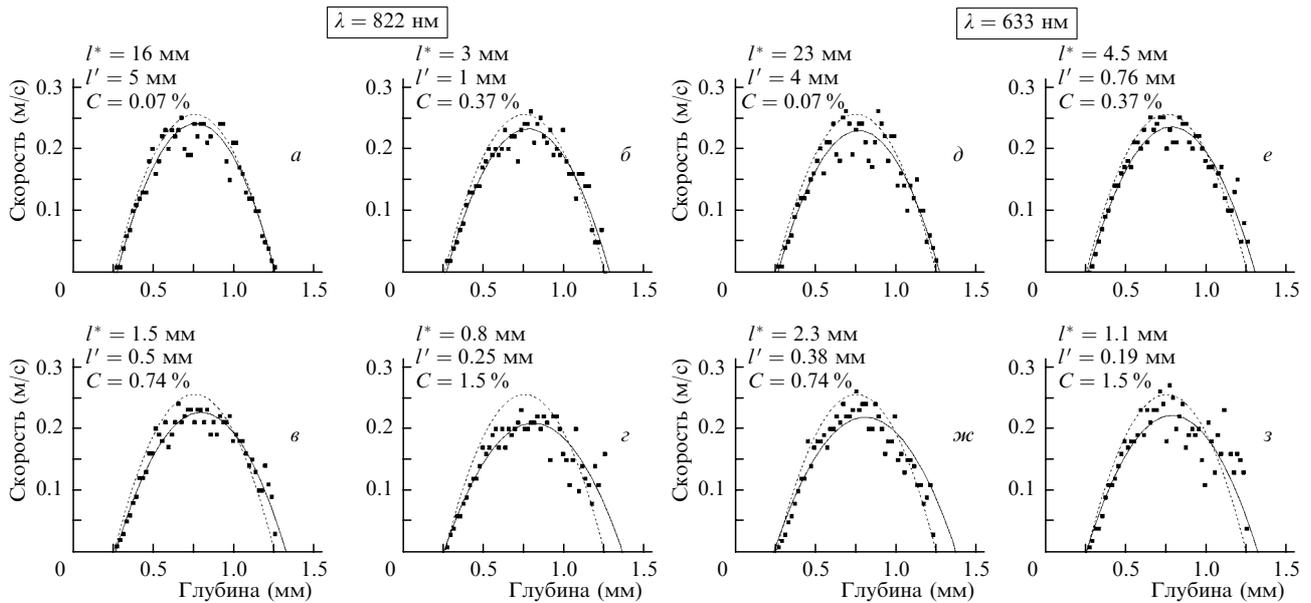


Рис.3. Сравнение профилей скоростей при различных длинах волн λ , объемных концентрациях интралипида C , а также транспортных длинах фотона l^* и средних длинах пробега фотона в среде l' ; штриховая кривая – пуазейлевский профиль, точки – профиль, восстановленный из модельного ОКДТ-сигнала, сплошная кривая – параболическая аппроксимация восстановленного профиля скорости.

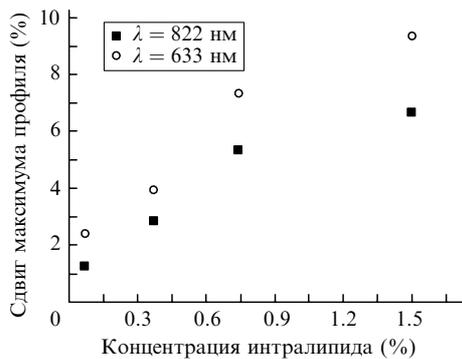


Рис.4. Зависимости сдвига максимума восстановленного профиля от концентрации интралипида для двух длин волн.

проведен анализ вкладов в сигнал ОКДТ фотонов различной кратности рассеяния. Получено, что при концентрации интралипида $C = 0.07\%$ для обеих длин волн вклад в сигнал однократно рассеянных фотонов составляет 99% и искажения профиля незначительны. При $C = 1.5\%$ вклад в сигнал однократно рассеянных фотонов составляет 48% ($\lambda = 822$ нм) и 34% ($\lambda = 633$ нм), так что

множественно рассеянные фотоны вносят значительные искажения в восстановленные профили. Двукратно рассеянные фотоны при $C = 0.07\%$ составляют 1% от числа всех детектированных фотонов для обеих длин волн, тогда как при $C = 1.5\%$ их вклад составляет 30% и 23% для $\lambda = 822$ и 633 нм соответственно.

На рис.5 представлены распределения фотонов, дающих вклад в сигнал, по кратностям рассеяния для различных длин волн и концентраций интралипида. Видно, что для обеих длин волн с увеличением концентрации интралипида более значимую роль начинают играть кратности высших порядков и наблюдается вклад в сигнал кратностей новых порядков, которых не было при более низкой концентрации. Так, например, вначале (рис.5,а) вклад в сигнал вносят только фотоны, рассеянные один и два раза, а затем (рис.5,б) усиливается вклад двукратно рассеянных фотонов и появляются фотоны, рассеянные три раза. Одновременно с этим уменьшается вклад однократно рассеянных фотонов. Для длины волны $\lambda = 633$ нм по сравнению с аналогичными концентрациями для $\lambda = 822$ нм также наблюдается появление новых порядков рассеяния.

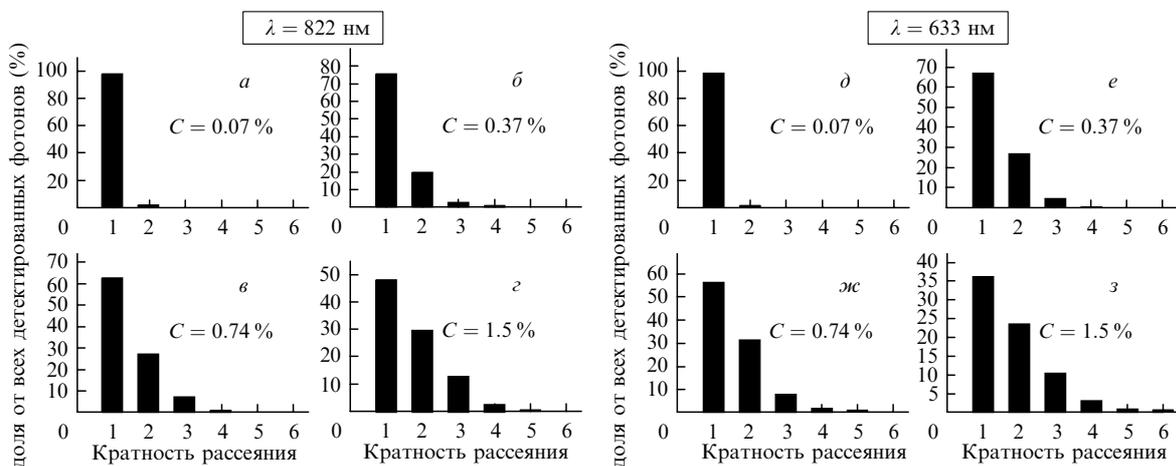


Рис.5. Вклад фотонов различных кратностей в сигнал для длин волн $\lambda = 822$ и 633 нм при различных концентрациях интралипида.

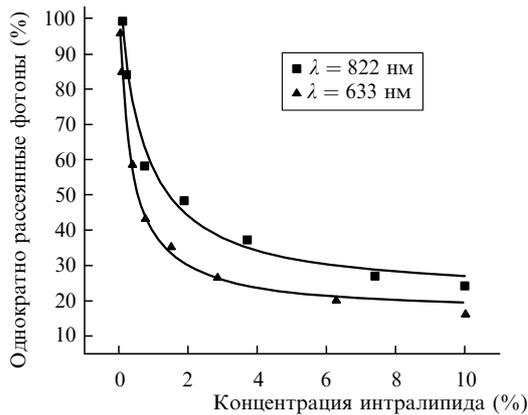


Рис.6. Зависимости процентного вклада в ОКДТ-сигнал однократно рассеянных фотонов от концентрации интралипида для двух длин волн.

Поскольку однократно рассеянные фотоны играют исключительно важную роль, необходимо подробнее изучить их вклад в сигнал ОКДТ. Зависимости вклада однократно рассеянных фотонов в сигнал ОКДТ от концентрации интралипида для обеих длин волн приведены на рис.6. Для рассматриваемых нами концентраций однократно рассеянные фотоны дают не менее 30 % вклада, однако при больших концентрациях процент однократно рассеянных фотонов уменьшается, что ведет к ухудшению качества восстанавливаемых профилей.

В данной работе оценивалась также относительная ошибка моделирования, представляющая собой отношение среднеквадратичного отклонения рассчитываемой величины, определённого по пяти реализациям одного сигнала, к её среднему значению. Например, для концентрации $C = 0.37\%$ при $\lambda = 822$ нм относительная ошибка расчета скорости потока составляет 20 % у ближней стенки капилляра, 5 % в центре капилляра и 40 % у его дальней стенки. Увеличение относительной ошибки определения скорости потока у стенок капилляра по сравнению с центром потока объясняется тем, что при стремлении измеряемой величины к нулю ее относительная ошибка стремиться к бесконечности. Большая ошибка определения скорости потока у дальней стенки капилляра по сравнению с ближней объясняется меньшим числом фотонов, приходящих от дальней стенки.

5. Заключение

Проведенные расчеты показывают, что при больших концентрациях рассеивателей в потоке детектирование

многократно рассеянных фотонов ведет к искажениям восстановленного профиля скорости и сдвигу его максимума. Однако для концентраций менее $\sim 0.4\%$, при которых в детектируемом сигнале преобладает однократное рассеяние, наблюдается хорошее соответствие восстановленного и заданного пуазейлевского профилей, причем их отклонение друг от друга не превышает 3 %. По результатам моделирования можно заключить, что при сравнительно низких концентрациях интралипида ОКДТ может быть успешно использован для восстановления профиля скоростей потока интралипида на глубинах до 1 мм. При более высоких концентрациях интралипида восстановленные профили искажаются и растягиваются в направлении задней границы потока. Однако в этих случаях моделируемая ОКДТ-система может быть использована для измерения скорости на меньших глубинах. Следует отметить, что полученные результаты количественно зависят от приемной апертуры и фокусировки зондирующего пучка, которые при моделировании считались фиксированными. Однако качественные выводы при изменении этих параметров не изменяются.

Работа выполнена при поддержке гранта «Ведущие научные школы» № 2071.2003.4.

1. Зимняков Д.А., Тучин В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 849 (2002).
2. Milner T.E. et al. In: *Handbook of Optical Coherence Tomography*. Ed. by B.E.Bouma, G.J.Tearney (New York: Marcel Dekker, 2002, p. 203).
3. Chen Z., Zhao Y., Srinivas S.M., Nelson J.S., Prakash N., Frostig R.D. *IEEE J. Selected Top. Quantum Electron.*, **5** (4), 1134 (1999).
4. Proskurin S.G., Yonghong He, Wang R.K. *Phys. Med. Biol.*, **49**, 1265 (2004).
5. Lindmoy T., Smithies D.J., Chen Z., Nelson J.S., Milner T.E. *Phys. Med. Biol.*, **43**, 3045 (1998).
6. Kolinko V.G., deMul F.F.M., Greve J., Priezzhev A.V. *Med. Biol. Eng. Comput.*, **35**, 287 (1997).
7. Tycho A., Jorgensen T.M., Yura H.T., Andersen P.E. *Appl. Opt.*, **41**, 6676 (2002).
8. Лопатин В.В., Приезжев А.В., Федосеев В.В. *Биомедицинская радиоэлектроника*, **7**, 29 (2000).
9. Wang R.K. *Phys. Med. Biol.*, **47**, 2281 (2002).
10. Кириллин М.Ю., Приезжев А.В. *Квантовая электроника*, **10**, 883 (2002).
11. Priezzhev A.V., Fedoseev V.V., Kudinov D.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3726**, 567 (1999).
12. Flock S.T., Jacques S.L., Wilson B.C., Star W.M., van Gemert M.J.C. *Lasers in Surgery and Medicine*, **12**, 510 (1992).
13. Van Staveren H.G., Moes C.J.M., van Marle J., Prahl S.A., van Gemert M.J.C. *Appl. Opt.*, **30**, 4507 (1991).
14. Hast J., Prikari T., Alarousu E., Myllyla R., Priezzhev A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4965**, 66 (2003).
15. Кандидов В.П. *УФН*, **166**, 1309 (1996).