

Теневые шумы в оптических томограммах биотканей

Л.С.Долин, Е.А.Сергеева, И.В.Турчин

Показано, что в изображении мутной среды со случайно-неоднородными оптическими параметрами, которое формируется методом оптической когерентной томографии, должен присутствовать пространственный шум, обусловленный затенением наблюдаемого слоя среды неоднородностями показателей поглощения и рассеяния, находящимися в вышележащих слоях («теневой» шум). Разработана теория теневого шума и выявлены признаки, по которым его можно отличать от шумов другой природы. С помощью специального алгоритма проведена обработка томограмм биотканей, которая подтвердила наличие в них теневого шума и достоверность его теоретической модели. Оценена роль теневого шума как помехи при наблюдении неоднородностей показателя обратного рассеяния среды и как дополнительного источника информации о ее оптических свойствах.

Ключевые слова: оптическая когерентная томография, случайно-неоднородная среда, статистический анализ изображений.

1. Введение

Модели изображений биотканей, полученных методом оптической когерентной томографии (ОКТ) [1–3] базируются на теории распространения света в мутных средах с однородными или регулярно-неоднородными оптическими характеристиками. При этом считается, что стохастическая структура ОКТ-изображения в основном обусловлена присутствием в нем спекл-шума [4, 5] и аппаратных шумов. Однако флуктуации мощности томографического сигнала могут быть обусловлены также и случайной неоднородностью оптических параметров самой мутной среды.

В изображениях макронеоднородных мутных сред, формируемых методом оптической когерентной (или импульсной) томографии, наиболее контрастно отображаются неоднородности показателя обратного рассеяния среды. Вместе с тем в этих изображениях проявляются эффекты ослабления сигнала на пути его распространения. Даже при наблюдении неоднородностей простейшего вида – слоистых структур – затухание сигнала (обусловленное поглощением света и его рассеянием вперед) искажает картину вертикального распределения показателя обратного рассеяния. При томографии среды с трехмерными неоднородностями показателя поглощения потери при распространении сигнала зависят не только от глубины, с которой он приходит, но и от координат точки вхождения светового пучка в среду. Поэтому изображение каждого из наблюдаемых слоев мутной среды становится случайно-неоднородным, в нем должен появляться пространственный шум, который мы

называем теневым. Он возникает в результате того, что на слой среды, от которого принимается сигнал, проецируется «просветное» изображение вышележащих слоев с горизонтально-неоднородным поглощением.

Отражающие неоднородности тоже могут участвовать в неоднородном затенении нижних слоев среды, поскольку они ослабляют проходящий через них сигнал. Поэтому неоднородности показателя обратного рассеяния должны проявляться не только в виде вариаций яркости изображения наблюдаемого слоя среды, но и в модуляции видимой яркости нижележащих слоев. При расчете светового поля на выходе из слоя среды с сильно анизотропным рассеянием потери энергии светового пучка, связанные с рассеянием света на большие углы, учитываются заменой истинного показателя поглощения эффективным, который приблизительно равен сумме истинного показателя поглощения и удвоенного показателя обратного рассеяния. Поэтому теневые флуктуации изображения среды со случайно-неоднородным показателем обратного рассеяния в первом приближении должны описываться теорией, развитой для сред со случайно-неоднородным поглощением.

Исследования распространения света в мутных средах со случайно-неоднородными оптическими характеристиками первоначально были связаны с изучением радиационного режима Земли [6]. При этом рассматривались достаточно простые модели рассеивающих объектов (однородный слой мутной среды с флуктуирующей оптической толщиной или плавно-неоднородный слой). В дальнейшем получили развитие статистические модели переноса излучения в средах с трехмерными неоднородностями концентрации рассеивателей и поглощающего вещества [7–11]. Было установлено, что флуктуации оптических параметров мутной среды приводят к уменьшению эффективного показателя ослабления статистически среднего поля излучения (эффект «решета»). Учет этого эффекта существен при определении содержания поглощающего вещества по коэффициенту пропускания слоя

Л.С.Долин, Е.А.Сергеева, И.В.Турчин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: sea@ufr.appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 30 января 2008 г., после доработки – 13 марта 2008 г.

среды [9, 10] или по ее собственному тепловому излучению [11]. Наряду с моделями статистически среднего поля излучения разрабатывались модели, описывающие его флуктуации [8, 12]. В частности, были получены уравнения для расчета средней яркости и функции пространственной корреляции яркости светового пучка на выходе из слоя мутной среды с узкой индикатрисой рассеяния и случайно-неоднородными показателями поглощения и рассеяния [8]. Они позволили количественно описать эффект случайной модуляции распределения яркости в узком световом пучке при его многократном прохождении через поглощающие неоднородности и эффект сглаживания возникающих флуктуаций яркости вследствие многократного рассеяния света вперед [8, 13, 14]. Рассматривалась также задача о флуктуациях яркости изображения самосветящегося объекта, наблюдаемого через среду со статически неоднородными оптическими характеристиками [15, 16].

В настоящей работе показано, что флуктуации оптических характеристик мутной среды могут заметным образом проявляться и в ОКТ-изображении самой среды. Излагается теория теневого шума, анализируются некоторые его свойства и приводятся экспериментальные данные, указывающие на присутствие теневых шумов в медицинских томограммах биотканей.

2. Теория теневого шума

2.1. Постановка задачи

Будем полагать, что объектом наблюдения является мутная среда с сильно анизотропной фазовой функцией рассеяния $p_0(\theta)$ (θ – угол рассеяния) и случайно-неоднородными показателями поглощения $\mu_a(\mathbf{r})$ и обратного рассеяния $\mu_{bs}(\mathbf{r})$. Будем характеризовать случайные пространственные распределения показателей поглощения и обратного рассеяния однородными статистически средними значениями $\langle \mu_a \rangle$, $\langle \mu_{bs} \rangle$ и отклонениями $\tilde{\mu}_a(\mathbf{r}) = \mu_a(\mathbf{r}) - \langle \mu_a \rangle$, $\tilde{\mu}_{bs}(\mathbf{r}) = \mu_{bs}(\mathbf{r}) - \langle \mu_{bs} \rangle$. Фазовую функцию представляем в виде суммы остроуправленной $p_1(\theta)$ и изотропной составляющих, первую из которых характеризуем дисперсией

$$\langle \theta^2 \rangle = \int_0^\pi \theta^2 p_1(\theta) \sin \theta d\theta / \int_0^\pi p_1(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (1)$$

Показатель рассеяния $\mu_s(\mathbf{r})$ тоже разделяем на два слагаемых – показатель малоуглового рассеяния μ_{fs} и показатель изотропного рассеяния $2\mu_{bs}(\mathbf{r})$:

$$\mu_s(\mathbf{r}) = \mu_{fs} + 2\mu_{bs}(\mathbf{r}).$$

После проведенного разделения параметров удобно перейти к описанию распространения световых полей в эффективной среде с малоугловым рассеянием, описываемым фазовой функцией $p_1(\theta)$ и показателем рассеяния μ_{fs} . Потери энергии, связанные как с поглощением, так и с рассеянием излучения назад, учитываются путем введения эффективного показателя поглощения [17]

$$\mu_a^{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \mu_a(\mathbf{r}) + 2\mu_{bs}(\mathbf{r}),$$

который содержит в себе информацию обо всех флуктуациях оптических параметров задачи. Заметим, что переход к параметрам μ_{fs} , μ_a^{eff} не приводит к изменению показателя ослабления $\mu_t = \mu_s + \mu_a$ благодаря выполнению

условия $\mu_{fs} + \mu_a^{\text{eff}} = \mu_s + \mu_a$. При этом случайная составляющая показателя ослабления $\tilde{\mu}_t = \mu_t - \langle \mu_t \rangle$ совпадает со случайной составляющей эффективного показателя поглощения $\tilde{\mu}_a^{\text{eff}} = \tilde{\mu}_a + 2\tilde{\mu}_{bs}$. Пространственные корреляционные функции флуктуаций параметров среды могут быть определены по следующим формулам:

$$B_t(\boldsymbol{\rho}) = \langle \tilde{\mu}_t(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \tilde{\mu}_t(\mathbf{r}) \rangle, \quad B_s(\boldsymbol{\rho}) = \langle \tilde{\mu}_{bs}(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}) \tilde{\mu}_{bs}(\mathbf{r}) \rangle. \quad (2)$$

ОКТ-изображение среды формируется путем регистрации мощности обратно рассеянного сигнала $P(\mathbf{r}_\perp, z)$ как функции поперечных координат (\mathbf{r}_\perp) точки вхождения зондирующего светового пучка в среду и глубины z , с которой пришел сигнал. Мощность ОКТ-сигнала выражается через интенсивность $I(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, z)$ (пространственное распределение мощности) излучения подсветки в среде в плоскости $z = \text{const}$ следующим образом [18]:

$$P(\mathbf{r}_\perp, z) = K \iint_{\infty} [\langle \mu_{bs}(z) \rangle + \tilde{\mu}_{bs}(\mathbf{r}'_\perp, z)] I^2(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, z) d\mathbf{r}'_\perp, \quad (3)$$

где \mathbf{r}'_\perp – радиус-вектор точки на этой плоскости, а множитель K определяется параметрами аппаратуры, не влияющими на структуру изображения. Как видно из (3), вариации томографического сигнала в плоскости $z = \text{const}$ могут порождаться неоднородностью показателя обратного рассеяния на глубине z и флуктуациями интенсивности, возникающими при прохождении светового пучка через слой среды толщиной z . Величины μ_{bs} и I^2 в (3) статистически независимы. Поэтому средний томографический сигнал выражается через средний показатель обратного рассеяния и средний квадрат интенсивности:

$$\langle P(\mathbf{r}_\perp, z) \rangle = K \langle \mu_{bs}(z) \rangle \iint_{\infty} \langle I^2(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, z) \rangle d\mathbf{r}'_\perp. \quad (4)$$

Мощность теневых шумов в ОКТ-изображении, обусловленных флуктуациями интенсивности подсветки, оценивается нами по вариациям первого слагаемого в (3)

$$P_1(\mathbf{r}_\perp, z) = K \langle \mu_{bs}(z) \rangle \iint_{\infty} I^2(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, z) d\mathbf{r}'_\perp, \quad (5)$$

пропорционального среднему значению показателя обратного рассеяния на глубине, с которой приходит сигнал. Второе слагаемое в формуле (3),

$$P_2(\mathbf{r}_\perp, z) = K \iint_{\infty} \tilde{\mu}_{bs}(\mathbf{r}'_\perp, z) I^2(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, z) d\mathbf{r}'_\perp, \quad (6)$$

используется для оценки видимости вариаций показателя обратного рассеяния на фоне теневых шумов.

2.2. Теневые шумы изображения, образуемого баллистическими фотонами

Наиболее простую модель теневого шума можно построить, считая, что основной вклад в принимаемый сигнал вносят баллистические фотоны (проходящие через мутную среду по прямолинейным траекториям). В этом случае влияние неоднородно поглощающей среды на интенсивность подсветки описывается формулами

$$I(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp, z) = F(\mathbf{r}'_\perp - \mathbf{r}_\perp) \exp(-\langle \mu_t \rangle z - \varphi), \quad (7)$$

$$\varphi = \int_0^z \tilde{\mu}_t(\mathbf{r}'_{\perp}, z') dz'.$$

Функция $F(\mathbf{r}_{\perp})$ задает распределение интенсивности на входе в среду, пучок подсветки для простоты считается параллельным. Если глубина зондирования z велика по сравнению с радиусом корреляции a флуктуаций показателя полного ослабления $\tilde{\mu}_t$, то величина φ должна флуктуировать по нормальному закону даже в случае, когда функция распределения $\tilde{\mu}_t$ не является гауссовой. Поэтому для расчета статистических моментов интенсивности I и сигнала P можно воспользоваться формулой [19]

$$\langle \exp(-\varphi) \rangle = \exp(\langle \varphi^2 \rangle / 2). \quad (8)$$

Из уравнений (5), (7) и (8) следуют выражения для средней мощности томографического сигнала и его пространственной корреляционной функции $\Gamma(\boldsymbol{\rho}_{\perp}, z)$:

$$\langle P(z) \rangle = K \langle \mu_{\text{bs}} \rangle \exp[-(2\mu_{\text{eff}} - A_0)z] \iint_{\infty} F^2(\mathbf{r}_{\perp}) d\mathbf{r}_{\perp}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(\boldsymbol{\rho}_{\perp}, z) &= \langle P(\mathbf{r}_{\perp} + \boldsymbol{\rho}_{\perp}/2, z) P(\mathbf{r}_{\perp} - \boldsymbol{\rho}_{\perp}/2, z) \rangle = K^2 \langle \mu_{\text{bs}} \rangle^2 \\ &\times \exp[-2z(2\mu_{\text{eff}} - A_0)] \iint_{\infty} F^2(\mathbf{r}'_{\perp} - \mathbf{r}_{\perp} - \boldsymbol{\rho}_{\perp}/2, z) \\ &\times F^2(\mathbf{r}''_{\perp} - \mathbf{r}_{\perp} + \boldsymbol{\rho}_{\perp}/2, z) \exp[4A(\mathbf{r}'_{\perp} - \mathbf{r}''_{\perp})] d\mathbf{r}'_{\perp} d\mathbf{r}''_{\perp}. \end{aligned} \quad (10)$$

Характеристики среды вошли в эти выражения в виде функции

$$A(\boldsymbol{\rho}_{\perp}) = \int_{-\infty}^{\infty} B_t(\boldsymbol{\rho}_{\perp}, \rho_z) d\rho_z, \quad (11)$$

параметра $A_0 = A(0)$ и величины $\mu_{\text{eff}} = \langle \mu_t \rangle - A_0/2$, которая представляет собой эффективный показатель ослабления мутной среды со случайно-неоднородными параметрами [8].

Если зависимости $A(\boldsymbol{\rho}_{\perp})$ и $F(\mathbf{r}_{\perp})$ описывать гауссовыми функциями

$$A(\boldsymbol{\rho}_{\perp}) = A_0 \exp\left(-\frac{\rho_{\perp}^2}{a^2}\right), \quad F(\mathbf{r}_{\perp}) = \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}\right) \quad (12)$$

с пространственными масштабами a и r_0 и воспользоваться приближенным соотношением

$$\exp[C \exp(-x^2)] \approx (\exp C - 1) \exp[(-x^2(1 + C^2))^{1/2}]$$

при вычислении интеграла в правой части формулы (10), то из (9), (10) получаются очень простые и физически наглядные выражения для среднего значения и функции пространственной корреляции γ относительных флуктуаций мощности томографического сигнала:

$$\langle P(z) \rangle = \frac{\pi r_0^2}{2} K \langle \mu_{\text{bs}} \rangle \exp(-2\langle \mu_t \rangle z + 2\zeta), \quad (13)$$

$$\gamma(\boldsymbol{\rho}_{\perp}) = \frac{\Gamma(\boldsymbol{\rho}_{\perp})}{\langle P(z) \rangle^2} - 1 = \frac{\exp(4\zeta) - 1}{1 + (r_0/a)^2 [1 + (4\zeta)^2]^{1/2}} \exp\left(-\frac{\rho_{\perp}^2}{\rho_c^2}\right). \quad (14)$$

В последних выражениях введены безразмерная глубина зондирования ζ и радиус поперечной корреляции относительных флуктуаций томографического сигнала ρ_c :

$$\zeta = A_0 z, \quad \rho_c = \left\{ r_0^2 + a^2 [1 + (4A_0 z)^2]^{-0.5} \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

Из формулы (14) находится также дисперсия относительных флуктуаций мощности ОКТ-сигнала $\delta^2 = \gamma(0)$.

Формула (13) описывает упоминавшийся выше эффект «решета» – просветление среды из-за неоднородности распределения поглощающего вещества [10]. Как следует из (13), данный эффект проявляется в ОКТ-сигнале сильнее, чем в световом пучке на удвоенной глубине зондирования $2z$. Согласно [13] отношение коэффициентов пропускания неоднородного и однородного слоев толщиной $2z$ должно быть равно $\exp \zeta$, в то время как формула (13) содержит множитель $\exp(2\zeta)$. Это означает, что при наблюдении среды в отраженном и прошедшем свете ее средняя прозрачность оказывается разной. Дополнительное просветление среды при ее наблюдении в отраженном свете обусловлено двукратным прохождением света через одни и те же неоднородности показателя поглощения.

Этим же объясняется ускоренный рост флуктуаций томографического сигнала при увеличении глубины z . Согласно формуле (14) на начальном участке роста флуктуаций их дисперсия изменяется по закону $\delta^2 \approx 4\zeta$. Между тем в этих же условиях флуктуации яркости пучка описываются формулой $\delta^2 \approx \zeta$, из которой следует, что на глубине $2z$ дисперсия флуктуаций яркости пучка в два раза меньше дисперсии флуктуаций эхо-сигнала, приходящего с глубины z . Указанный эффект подобен эффекту удвоения дисперсии флуктуаций фазы радиолокационного сигнала [20] при его двукратном прохождении через одни и те же неоднородности показателя преломления.

Заметим, что параметр A_0 пропорционален произведению дисперсии флуктуаций показателя ослабления $\langle \tilde{\mu}_t^2 \rangle$ и продольного радиуса их корреляции. Если флуктуации изотропны и характеризуются гауссовой функцией корреляции, то $A_0 = \sqrt{\pi} \langle \tilde{\mu}_t^2 \rangle a$ и показатель экспоненты в (14) можно оценивать с помощью соотношения $\zeta \approx \tau_a N$, где $\tau_a = \langle \tilde{\mu}_t^2 \rangle^{1/2} a$ – оптическая толщина одной неоднородности, а $N = z/a$ – число неоднородностей на пути распространения сигнала.

Согласно формуле (14) относительные флуктуации мощности ОКТ-сигнала неограниченно возрастают с увеличением ζ (рис.1,а) и не зависят от статистически средних параметров среды. Радиус корреляции флуктуаций ρ_c уменьшается с ростом ζ (рис.1,б). Это объясняется уширением пространственного спектра флуктуаций сигнала по мере увеличения числа слоев среды с неоднородной прозрачностью, через которые прошел пучок излучения.

2.3. Теневые шумы изображения, образуемого многократно рассеянным светом

Описанная выше модель теневых шумов применима в интервале глубин $z < z_0$, где вклад многократно рассеянного света в принимаемый сигнал пренебрежимо мал. Положение верхней границы z_0 этого интервала определяется из трансцендентного уравнения

$$(\mu_{\text{fs}} z_0)^3 \exp(-\mu_{\text{fs}} z_0) = B,$$

решение которого зависит от параметра

$$B = \frac{3(\mu_{\text{fs}} r_0)^2}{\langle \theta^2 \rangle}, \quad (16)$$

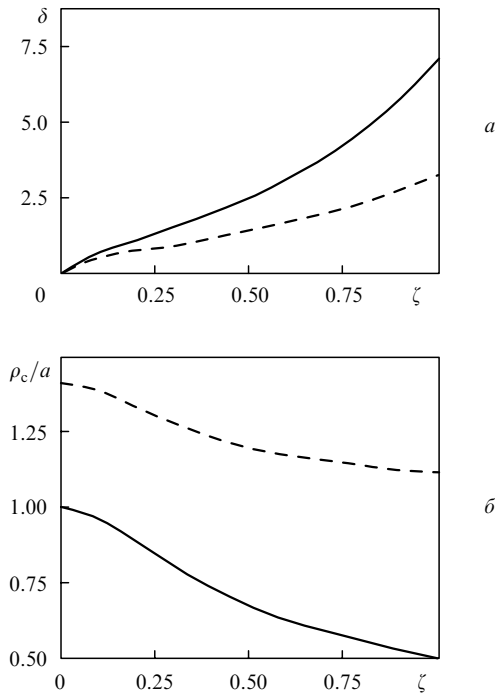


Рис. 1. Коэффициент вариации ОКТ-сигнала (а) и отношение радиуса корреляции его флуктуаций к размеру неоднородностей (б) в зависимости от глубины зондирования ζ при $r_0/a = 0.1$ (сплошные кривые) и 1 (штриховые кривые).

пропорционального квадрату отношения радиуса пучка подсветки к поперечному смещению однократно рассеянного фотона на длине его свободного пробега. На глубинах $z > z_0$ пучок подсветки размывается из-за многократного рассеяния света в переднюю полусферу, и томографический сигнал формируется в результате обратного рассеяния этого размытого пучка. Многократное рассеяние вперед влияет и на флуктуации интенсивности в пучке подсветки. Рассеяние сдерживает рост флуктуаций. Размытая пучок, оно одновременно сглаживает пространственные вариации интенсивности, которые возникают при прохождении пучка через поглощающие неоднородности. Как было показано в [8], степень влияния рассеяния на уровень флуктуаций определяется безразмерным параметром

$$Q = \left(\frac{2A_0^3 a^2}{\mu_{fs} \langle \theta^2 \rangle} \right)^{1/4}. \tag{17}$$

При $Q < 2$ по мере увеличения длины трассы z рост флуктуаций интенсивности в пучке подсветки замедляется, и дисперсия относительных флуктуаций интенсивности асимптотически приближается к стационарному значению, тем большему, чем больше параметр Q . При $Q > 2$ наблюдается экспоненциальное возрастание дисперсии флуктуаций интенсивности с глубиной.

Как следует из формулы (5), момент второго порядка сигнала P выражается через момент четвертого порядка интенсивности I . Ввиду отсутствия модели этого момента (учитывающей эффекты многократного рассеяния) расчет статистических характеристик сигнала P проводился в предположении о малости флуктуаций I . При этом предположении задача решается на основе имеющейся модели [13] функции пространственной корреляции

$$\gamma_I(\rho_{\perp}, z) = \langle \delta I(\mathbf{r}_{\perp} + \rho_{\perp}/2, z) \delta I(\mathbf{r}_{\perp} - \rho_{\perp}/2, z) \rangle$$

относительных флуктуаций интенсивности $\delta I = I/\langle I \rangle - 1$ в узком световом пучке на глубинах $z \gg z_0$. Дисперсия относительных флуктуаций мощности томографического сигнала выражается через характеристики пучка:

$$\delta^2(z) = \frac{\langle P^2(z) \rangle}{\langle P(z) \rangle^2} - 1 \tag{18}$$

$$= \frac{4 \iint_{\infty} \iint_{\infty} \bar{I}^2(\mathbf{r}'_{\perp}, z) \bar{I}^2(\mathbf{r}''_{\perp}, z) \gamma_I(|\mathbf{r}'_{\perp} - \mathbf{r}''_{\perp}|, z) d\mathbf{r}'_{\perp} d\mathbf{r}''_{\perp}}{[\iint_{\infty} \bar{I}^2(\mathbf{r}'_{\perp}, z) d\mathbf{r}'_{\perp}]^2},$$

где $\bar{I}(\mathbf{r}'_{\perp}, z) = \langle I(\mathbf{r}_{\perp}, \mathbf{r}_{\perp} + \mathbf{r}'_{\perp}, z) \rangle$ – статистически среднее распределение интенсивности на глубине z в системе координат, начало которой находится на оси пучка. Среднюю интенсивность в пучке рассчитываем по формулам малоуглового диффузионного приближения:

$$\bar{I}(\mathbf{r}_{\perp}, z) = \frac{\exp(-\langle \mu_a \rangle z - r_{\perp}^2/S_s)}{\pi S_s}, \tag{19}$$

$$S_s = r_0^2 \left(1 + \frac{\tau_s^3}{B} \right), \quad \tau_s = \mu_{fs} z. \tag{20}$$

При вычислении интегралов в числителе (18) используем гауссову аппроксимацию функции пространственной корреляции интенсивности:

$$\gamma_I(\rho_{\perp}, z) = \delta_I^2 \exp\left(-\frac{\rho_{\perp}^2}{\rho_I^2}\right). \tag{21}$$

В результате мы приходим к формуле

$$\delta^2 = \frac{4\delta_I^2}{1 + S_s/\rho_I^2}, \tag{22}$$

которая позволяет выразить дисперсию относительных флуктуаций мощности обратно рассеянного сигнала δ^2 через дисперсию δ_I^2 и радиус корреляции ρ_I относительных флуктуаций интенсивности в пучке подсветки, а также параметр S_s , характеризующий ширину пучка на глубине z . Для выполнения расчетов по формуле (22) используются выражения для δ_I^2 и ρ_I (в виде интегралов) из работы [13]. Согласно [13] характер зависимости $\delta^2(\zeta)$ определяется безразмерными параметрами Q, B (см. формулы (16), (17)) и параметром r_0/a (см. формулу (12)).

Формулы (14) и (22) имеют одинаковую близкую асимптотику $\delta^2 \approx 4\zeta[1 + (r_0/a)^2]^{-1}$ при малых глубинах зондирования $\zeta \rightarrow 0$. Однако эти формулы приводят к близким результатам в очень ограниченном интервале безразмерных глубин ζ , который уменьшается при уменьшении параметра Q . Как видно из рис.2, в условиях многократного рассеяния рост дисперсии флуктуаций сигнала на некоторой глубине прекращается, а затем флуктуации по мере увеличения глубины затухают. Безразмерная глубина ζ_m , на которой имеют место максимальные флуктуации, зависит от параметра Q ($\zeta_m \approx Q$ при $Q < 0.5 - 0.6$).

2.4. Двухкомпонентная модель теневых шумов

Модель теневых шумов, образуемых многократно рассеянным светом, в целом правильно описывает характер зависимости флуктуаций сигнала от глубины, с кото-

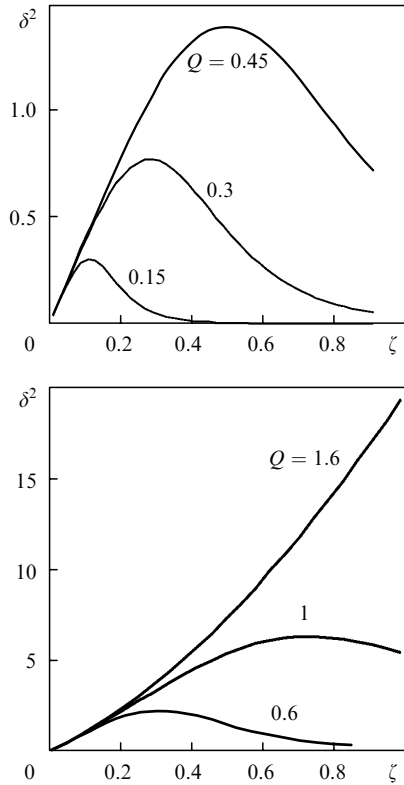


Рис.2. Дисперсия относительных флуктуаций мощности томографического сигнала в зависимости от ζ при $B = 0.1$, $r_0/a = 0.1$ и различных параметрах Q .

рой он приходит. Однако она дает заниженные оценки дисперсии флуктуаций в области их максимума, поскольку не учитывает наличие баллистических фотонов в отраженном световом сигнале. Поэтому из двух описанных выше моделей была сконструирована двухкомпонентная (гибридная) модель, которая наряду с эффектами многократного рассеяния учитывает вклад баллистических фотонов в теневые шумы. Модель построена путем разделения полного сигнала на две составляющие, одна из которых формируется баллистическими фотонами, а другая – рассеянными. Коэффициент вариации полного сигнала представляется в виде суммы коэффициентов вариации парциальных сигналов с весовыми множителями, равными относительному вкладу парциальных сигналов в полный сигнал.

Полученные таким способом расчетные формулы имеют вид

$$\delta^2 = \alpha^2 \delta_1^2 + 2\alpha(1 - \alpha)\delta_1\delta_2 + (1 - \alpha)^2 \delta_2^2, \quad (23)$$

$$\alpha = [1 + 4(1 + \beta)^{-1}(\exp \tau_s - 1) + \beta^{-1}(\exp \tau_s - 1)^2]^{-1}, \quad (24)$$

$$\beta = 1 + B^{-1}\tau_s^3[1 - \exp(-\tau_s)]^{-1}, \quad (25)$$

где δ_1 и δ_2 – коэффициенты вариации парциальных сигналов, определяемые по формулам (14) и (22).

Различие между результатами расчетов по формулам (22) и (23) сильно зависит от параметра B . Из рис.3 видно, что по мере увеличения параметра B (увеличения оптической толщины пучка подсветки $\mu_{fs}r_0$ или уменьшения ширины фазовой функции рассеяния) расхождение между этими результатами уменьшается. Напротив, для оптически тонких пучков оно оказывается значительным.

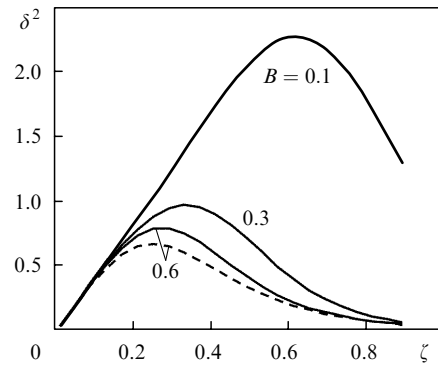


Рис.3. Зависимости $\delta^2(\zeta)$ при $Q = 0.3$, $r_0/a = 0.3$ и различных параметрах B , рассчитанных по гибридной модели (сплошные кривые) и по формуле (22) (штриховая кривая).

На рис.4 приведены зависимости дисперсии флуктуаций и средней мощности принимаемого сигнала от глубины ζ . Видно, что максимальные флуктуации ОКТ-сигнала наблюдаются на глубинах, где ослабление сигнала не превышает двух порядков.

На рис.5 и 6 показано, каким образом изменение безразмерных параметров поглощающих неоднородностей (A_0/μ_{fs} , $\mu_{fs}a$) влияет на зависимости дисперсии флуктуаций сигнала от оптической глубины $\tau_s = \mu_{fs}z$. Из рис.5 видно, что увеличение размера поглощающих неоднородностей (выраженного в длинах свободного пробега

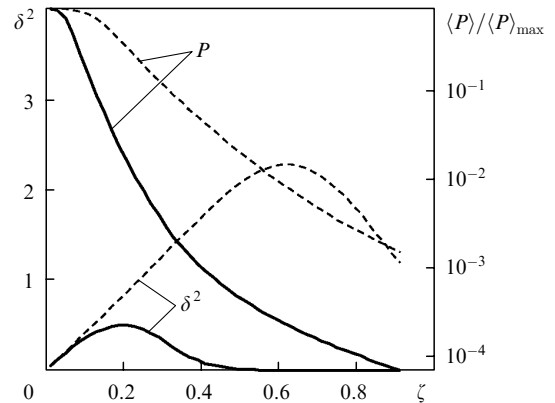


Рис.4. Зависимости дисперсии δ^2 и нормированной средней мощности сигнала $\langle P \rangle / \langle P \rangle_{\max}$ от глубины ζ для $B = 0.1$, $r_0/a = 0.3$, $Q = 0.15$ (сплошные кривые) и 0.3 (штриховые кривые).

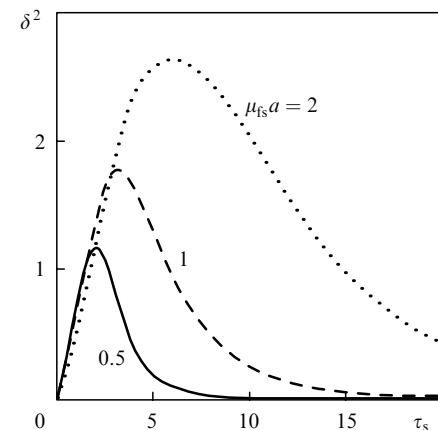


Рис.5. Зависимости $\delta^2(\tau_s)$ при $A_0/\mu_{fs} = 0.15$, $\langle \theta^2 \rangle = 0.08$, $\mu_{fs}r_0 = 0.1$ для различных значений $\mu_{fs}a$.

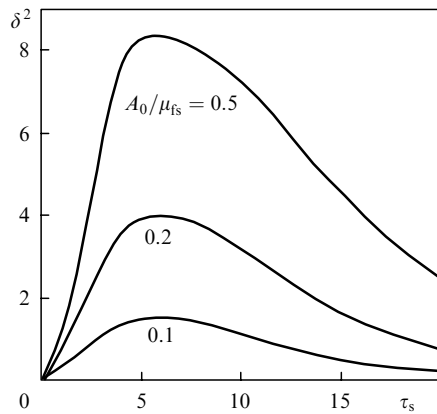


Рис.6. Зависимости $\delta^2(\tau_s)$ при $\langle \theta^2 \rangle = 0.08$, $\mu_{fs}r_0 = 0.1$, $\mu_{fs}a = 0.2$ для различных значений A_0/μ_{fs} .

фотона) приводит к усилению максимальных флуктуаций и увеличению оптической глубины, на которой они располагаются. При увеличении параметра A_0 (пропорционального дисперсии флуктуаций показателя поглощения) уровень максимальных флуктуаций растет, а положение их максимума не меняется.

3. Экспериментальное исследование теневого шума

Эксперименты по наблюдению теневого шума выполнялись на модельных объектах с помощью созданного в ИПФ РАН медицинского оптического когерентного томографа [3]. Используемый прибор имеет выходную мощность 0.75 мВт на рабочей длине волны 1.3 мкм и позволяет получать изображения оптически неоднородных сред с разрешением по глубине 15 мкм и поперечным разрешением 15 мкм. Время формирования одного изображения размером 200×200 точек составляет 2 с. Проводилась также специальная обработка медицинских томограмм слизистых оболочек с целью выявления в них теневого шума. Обработка заключалась в разделении томограммы на элементарные горизонтальные слои, вычислении спектра и дисперсии относительных флуктуаций сигнала в каждом из слоев и построении зависимости дисперсии флуктуаций от глубины расположения слоя.

На рис.7 в качестве примера приведена томограмма модельной неоднородно поглощающей мутной среды, которая была приготовлена путем погружения пучка волос в водный раствор интралипида с концентрацией 0.25%. На томограмме хорошо виден процесс развития теневого шума, приводящий к росту флуктуаций.

Результаты обработки томограммы также представлены на рис.7. Показатель рассеяния среды μ_{fs} и параметр фазовой функции рассеяния $\langle \theta^2 \rangle$ определялись из экспериментальной зависимости средней мощности ОКТ-сигнала от глубины методом, описанным в работе [21]. Параметры неоднородностей (A_0 и a), порождающих теневого шума, получены путем подгонки теоретической зависимости $\delta^2(z)$ к экспериментальной.

На рис.8 и 9 в аналогичной форме представлены результаты исследования томограмм слизистых оболочек. Теневые структуры в них тоже присутствуют и отчетливо проявляются во флуктуациях сигнала. Видно, что оценки дисперсии флуктуаций сами сильно флуктуируют. Тем не менее в среднем они удовлетворительно ложатся на теоретические кривые.

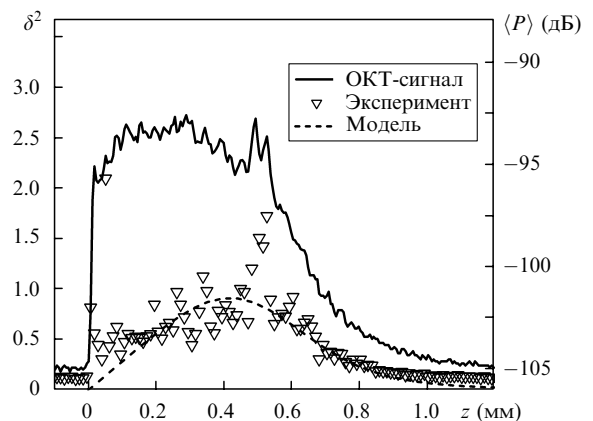
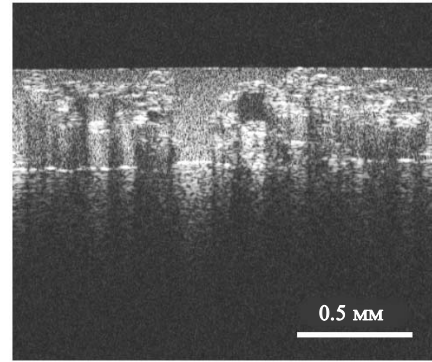


Рис.7. Томограмма модельной мутной среды (вверху) и результаты ее анализа (внизу). Сплошная кривая – средняя мощность ОКТ-сигнала $\langle P \rangle$ в зависимости от глубины z , точки – дисперсия δ^2 относительных флуктуаций измеренного сигнала, штриховая кривая – теоретическая зависимость дисперсии флуктуаций от глубины. Измеренные характеристики рассеяния: $\mu_{fs} = 2.5 \text{ мм}^{-1}$, $\langle \theta^2 \rangle = 0.008$, восстановленные характеристики неоднородностей: $a = 0.04 \text{ мм}$ и $A_0 = 0.31 \text{ мм}^{-1}$.

4. Обсуждение результатов

Мультипликативная помеха является одним из существенных факторов, влияющих на работу систем радиолокации, гидролокации и связи. Шумы ОКТ-изображения, которые мы назвали теновыми, обладают всеми признаками мультипликативной помехи: они возникают в результате случайной модуляции сигнала неоднородностями среды, ограничивают возможности определения отражательных характеристик заданного элемента среды и вместе с тем несут полезную информацию о статистических характеристиках этих неоднородностей.

Теневой шум обладает специфическими признаками, по которым его легко отличить от аппаратных шумов и спекл-шума: он наблюдается при достаточно высоких уровнях принимаемого сигнала, имеет участки роста и спада, а главное – его характеристики зависят от объекта наблюдения. Теневой шум в отличие от спекл-шума нечувствителен к изменениям продольного размера элемента разрешения, определяемого шириной спектра излучения. Однако его параметры существенно зависят от ширины зондирующего пучка (см. рис.3): увеличение ширины пучка приводит к уменьшению максимальной интенсивности теневого шума и глубины, на которой этот шум максимален. На характеристики теневого шума влияет изменение показателя рассеяния среды, а следовательно, и изменение рабочей длины волны. Для его

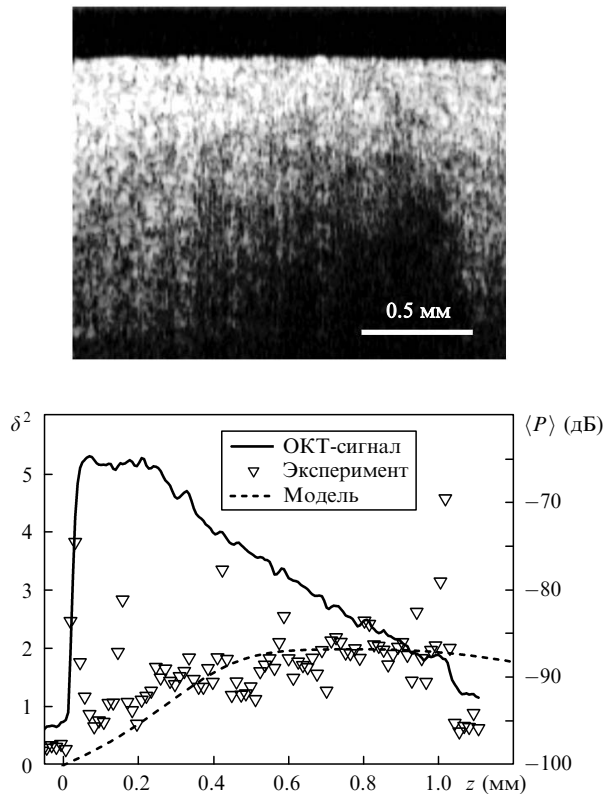


Рис.8. Томограмма макроскопически однородной слизистой биоткани (вверху) и результаты ее анализа (внизу). Сплошная кривая – средняя мощность ОКТ-сигнала $\langle P \rangle$ в зависимости от глубины z , точки – дисперсия относительных флуктуаций измеренного сигнала, штриховая кривая – теоретическая зависимость дисперсии флуктуаций от глубины. Измеренные характеристики рассеяния: $\mu_{fs} = 6 \text{ мм}^{-1}$, $\langle \theta^2 \rangle = 0.08$, восстановленные характеристики неоднородностей: $a = 0.45 \text{ мм}$ и $A_0 = 0.6 \text{ мм}^{-1}$.

наблюдения желательно использовать томографы, работающие в максимуме прозрачности среды.

Степень влияния теневого шума на возможность визуализации трехмерных неоднородностей показателя обратного рассеяния $\tilde{\mu}_{bs}$ зависит от соотношения между контрастом неоднородностей $k = \tilde{\mu}_{bs} / \langle \mu_{bs} \rangle$ и коэффициентом вариации сигнала δ . В качестве грубого критерия видимости неоднородности можно использовать условие $k > \delta$. В медицинских томограммах коэффициент вариации сигнала на глубинах, где имеют место максимальные флуктуации, составлял ~ 1.5 , откуда следует, что возможность наблюдения трехмерных неоднородностей на этих глубинах крайне ограничена. Влияние теневых шумов на видимость слоистых структур в ткани не должно быть заметным.

Неоднородности показателя поглощения мутной среды проявляются в ее изображении только в виде теней. Поэтому теневые структуры интересны, прежде всего, как источник информации о неоднородностях показателя поглощения. Возможность определения параметров A_0 и a , которая была здесь продемонстрирована, не решает проблему диагностики поглощающих неоднородностей. Для ее решения необходимо разработать методику разделения теней, создаваемых неоднородностями показателей поглощения и рассеяния. В принципе такое разделение возможно благодаря тому, что рассеивающая неоднородность обнаруживается по сигналу, приходящему из места ее расположения.

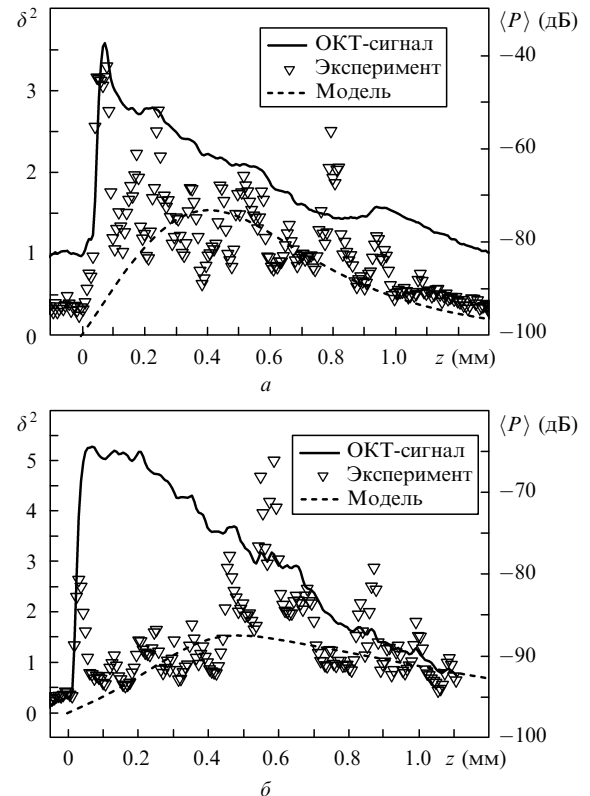


Рис.9. То же, что и на рис.8, для других образцов слизистой биоткани. Характеристики рассеяния и неоднородностей: $\mu_{fs} = 14 \text{ мм}^{-1}$, $\langle \theta^2 \rangle = 0.04$, $a = 0.2 \text{ мм}$, $A_0 = 0.9 \text{ мм}^{-1}$ (a) и $\mu_{fs} = 6 \text{ мм}^{-1}$, $\langle \theta^2 \rangle = 0.08$, $a = 0.3 \text{ мм}$, $A_0 = 0.55 \text{ мм}^{-1}$.

5. Заключение

В настоящей работе предложена теоретическая модель изображения случайно-неоднородной мутной среды, формируемого методом ОКТ. Показано, что флуктуации оптических параметров среды приводят к появлению в ее ОКТ-изображении пространственного шума, который возникает в результате случайного изменения потерь томографического сигнала при его прямом и обратном распространении через среду. Разработаны две базовые модели для определения основной статистической характеристики теневого шума – функции пространственной корреляции относительных флуктуаций томографического сигнала. В первой из них предполагается, что ОКТ-сигнал формируется только фотонами, которые не рассеивались при прямом и обратном прохождении через среду (баллистические фотоны). Вторая модель применима в условиях, когда многократно рассеянные фотоны вносят основной вклад в принимаемый сигнал. Показано, что при наблюдении среды в отраженном свете его двукратное прохождение через одни и те же неоднородности показателя поглощения приводит к дополнительному просветлению среды (усилению эффекта «решета») и дополнительному усилению флуктуаций сигнала. На основе двух базовых моделей построена гибридная модель теневых шумов, которая учитывает вклад баллистических и многократно рассеянных фотонов в принимаемый сигнал.

Проведена обработка ОКТ-изображений модельной среды и биологических тканей с целью выделения имеющихся в них теневых шумов и определения их статистических характеристик. Установлено, что теневые шумы в

рассмотренных изображениях присутствуют и отчетливо проявляются во флуктуациях сигнала. Проведено сравнение измеренных и теоретических зависимостей дисперсии флуктуаций ОКТ-сигнала от глубины с использованием данных о рассеивающих свойствах тканей, полученных томографическим методом. На реальных томограммах продемонстрирована возможность определения параметров поглощающих неоднородностей по теневым шумам.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-17108 и 07-02-011179), а также гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-1244.2008.2.

- Huang D., Swanson E.A., Lin C.P., Schuman J.S., Stinson W.G., Chang W., Hee M.R., Flotte T., Gregory K., Puliafno C.A., Fujimoto J.G. *Science*, **254**, 1178 (1991).
- Bouma B.E., Tearney G.J. *Handbook of Optical Coherence Tomography* (New York: Marcel Dekker, 2002).
- Tuchin V.V. (Ed.) *Handbook of Coherent Domain Optical Methods. Biomedical Diagnostics, Environmental and Material Science* (Boston – Dordrecht – London: Kluwer Acad. Publ., 2004, vol. 2).
- Schmitt J.M., Xiang S.H., Yung K.M. *J. Biomed. Opt.*, **4**, 95 (1999).
- Kholodnykh A.I., Petrova I.Y., Larin K.V., Motamedi M., Esenaliev R.O. *Appl. Opt.*, **42**, 3027 (2003).
- Мулламаа Ю.-А.Р. и др. *Стохастическая структура полей облачности и радиации* (Тарту: Изд-во АН ЭССР, 1972).
- Боровой А.Г. *ДАН СССР*, **276**, 1374 (1984).
- Долин Л.С. *ДАН СССР*, **277**, 77 (1984).
- Fukshansky L. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **38**, 389 (1987).
- McClendon J.H., Fukshansky L. *J. Photochem. Photobiol.*, **51**, 211 (1990).
- Клиорин Н.И., Кравцов Ю.А., Мереминский А.Е., Мирковский В.Г. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **32**, 1072 (1989).
- Anisimov O., Fukshansky L. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **48**, 169 (1992).
- Долин Л.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **49**, 799 (2006).
- Долин Л.С., Щегольков Ю.Б., Щегольков Д.Ю. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **51**, № 3 (2008).
- Долин Л.С. В сб. *Оптика океана и атмосферы: Материалы VI пленума рабочей группы по оптике океана* (Баку: ЭЛМ, 1983, с. 147).
- Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. *Перенос изображения в рассеивающей среде* (Минск: Наука и техника, 1985).
- Долин Л.С., Савельев В.А. *Изв. АН. Сер. физика атмосферы и океана*, **36**, 794 (2000).
- Долин Л.С., Левин И.М. *Справочник по теории подводного видения* (Л: Гидрометеиздат, 1991).
- Рыгов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику. Ч. II: Случайные поля* (М.: Наука, 1978).
- Кравцов Ю.А., Саичев А.И. *УФН*, **137**, 501 (1982).
- Turchin I.V., Sergeeva E.A., Dolin L.S., Kamensky V.A., Shakhova N.M., Richards-Kortum R. *J. Biomed. Opt.*, **10**, 064024 (2005).