

Влияние степени шероховатости поверхности кожи на энергетические характеристики света, рассеянного биологической тканью

В.В.Барун, А.П.Иванов

Приведены результаты моделирования фотометрических характеристик света в мягких тканях при их освещении параллельным пучком по нормали к поверхности, полученные с учетом параметров шероховатости кожи и угловой структуры излучения, подходящего к поверхности изнутри среды. Рассмотрены глубинная структура плотности излучения и спектры коэффициента диффузного отражения света тканью в интервале длин волн 300–1000 нм. Обсуждено влияние дисперсии углов наклона микроплощадок шероховатой поверхности и рефракции света на исследованные характеристики. Показано, что эти факторы приводят к уменьшению потока излучения только в приповерхностном слое ткани и практически не влияют на глубину проникновения света в среду. С другой стороны, степень шероховатости поверхности и условия ее освещения изнутри ткани существенно сказываются на коэффициенте диффузного отражения и приводят к его заметному росту по сравнению со случаями гладкой границы раздела и полностью диффузного освещения, часто используемыми для упрощения теоретического решения задачи. Оценена роль шероховатой поверхности кожи применительно к решению различных прямых и обратных задач биомедицинской оптики.

Ключевые слова: шероховатая поверхность, кожа, теория переноса излучения, отражение света, рефракция.

1. Введение

Фотометрические (квадратичные по электромагнитному полю) характеристики излучения внутри и вне биоткани являются основой решения широкого круга задач биомедицинской оптики, например оптимизации методик светотерапии, лазерной гипертермии, оптической диагностики. При облучении ткани свет проходит через границу раздела кожи с окружающей средой и в той или иной степени изменяет свои энергетические и угловые параметры. В связи с этим поверхность кожи оказывает влияние на пространственное распределение мощности излучения, поглощенного и рассеянного в толще среды, на глубину проникновения света, спектры действия на хромофоры ткани и другие характеристики взаимодействия излучения с биотканью.

В подавляющем большинстве работ при теоретическом рассмотрении переноса света в биотканях шероховатостью поверхности пренебрегают. Это обусловлено рядом факторов. Во-первых, существенно упрощается решение задачи переноса излучения в среде, т. к. прохождение света через границу раздела описывается хорошо известными формулами Френеля. Во-вторых, явно ощущается недостаток экспериментального материала по параметрам шероховатости поверхности кожи, который мог бы составить основу статистического описания ее структуры. Основную сложность при изучении распространения света в рассеивающей среде с шероховатой границей представляет учет взаимодействия многократно рассеян-

ного излучения с поверхностью и взаимного влияния этих двух процессов. Так, в терагерцевом диапазоне частот (длины волн $\lambda = 100\text{--}1000$ мкм) обычно рассматриваются прозрачные (диэлектрические) или сильно поглощающие (токопроводящие) объекты [1–3], так что вклады их объема и шероховатой поверхности можно разделить и считать независимыми. Иными словами, в указанном интервале длин волн многократным рассеянием в толще среды пренебрегают. Такое допущение вполне обоснованно для биотканей, т. к. характерные размеры их неоднородностей обычно много меньше λ . Это проявляется в прозрачности биотканей, одежды, различных упаковок товаров и аналогичных объектов для излучения терагерцевых частот.

Принципиально иная ситуация имеет место в оптическом диапазоне длин волн. Здесь многократное рассеяние света биотканями устранить нельзя, поэтому следует принимать во внимание взаимодействие света с поверхностью среды. Известен ряд публикаций, посвященных численному решению уравнения переноса излучения в биоткани методом Монте-Карло с учетом шероховатости поверхности кожи [4–9]. В работе [4] рассмотрена поверхность с гауссовой плотностью вероятности возвышений поверхности и гауссовой корреляционной функцией, а в [5–9] – случайно-неоднородная квазипериодическая (синусоидальная) поверхность. Отметим, что моделирование методом Монте-Карло наряду с известными достоинствами (можно рассматривать практически любые конфигурации среды и пространственные распределения оптических свойств) обладает и определенными недостатками. Один из основных – трудоемкость процесса вычисления, требующего больших объемов памяти и длительного счета. Так, в [9] расчет одного варианта занимал почти два часа.

Цель настоящей работы заключается в разработке полуаналитического метода, позволяющего «в чистом виде»

В.В.Барун, А.П.Иванов. Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, Беларусь, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: barun@dragon.bas-net.by

Поступила в редакцию 13 апреля 2016 г., после доработки – 13 февраля 2017 г.

выделить влияние параметров шероховатости кожи на характеристики света в биоткани и тем самым ответить на вопрос, сколь существенно скажется на них аппроксимация реальной поверхности плоской границей. Иными словами, требуется ли в общем случае усложнять задачу и в каких ситуациях шероховатость границы раздела важно учитывать.

Отметим, что при прохождении света через шероховатую поверхность среды имеют место также поляризационные и когерентные эффекты. Однако их изучение представляет собой отдельную задачу, и в данной работе они не обсуждаются.

2. Модель биоткани и поверхности кожи

Рассматривается трехслойная ткань, состоящая из рогового слоя (далее обозначен индексом sc), эпидермиса (e) и однородной дермы (d). Оптические и структурные характеристики каждого из слоев получены на основе критического анализа и обобщения соответствующих литературных данных [10–17] и результатов собственных исследований [18, 19] в спектральном диапазоне 300–1000 нм. В модель ткани включены заданные геометрических толщины d_{sc} и d_e , показатели преломления n_{sc} , n_e и n_d , а также оптически значимые биофизические параметры – объемные концентрации меланина в эпидермисе f_m и кровеносных капилляров в дерме C_v , степень оксигенации S крови, средний диаметр D капилляров. Модель позволяет прямо рассчитать характеристики поглощения и рассеяния слоев ткани на основе известных удельных показателей поглощения меланина и дериватов гемоглобина [12, 13, 16]. Влияние на оптические свойства среды эффекта «сита», или локализованного поглощения света кровеносными сосудами и эритроцитами, имеющего место в сине-фиолетовом участке спектра, оценивалось по методике работ [17, 18], а гематокрита крови, или плотности упаковки эритроцитов, – по данным [19, 20]. Расчеты по аналитическим формулам работы [18] показали, что среднее значение D позволяет адекватно оценить вклад сети микрососудов разных размеров в показатель поглощения ткани. При этом искомые энергетические характеристики многократно рассеянного света изменяются лишь на несколько процентов по сравнению с их изменениями, рассчитанными с использованием функции распределения капилляров по диаметрам.

Эффективные (приведенные) показатели рассеяния слоев рассчитывались по приближенным формулам [12, 16], содержащим два слагаемых. Первое из них описывает рассеяние крупными волокнами, второе – мелкими частицами ткани. Спектральная зависимость среднего косинуса индикатрисы (коэффициента асимметрии) бралась из работы [11]. Ниже для конкретности полагаем постоянными следующие параметры: $d_{sc} = 20$ мкм, $d_e = 100$ мкм, $C_v = 0.02$, $S = 0.75$. Дерму рассматриваем как полубесконечный слой. Кроме того, считаем, что показатели преломления эпидермиса и дермы близки, $n_e = n_d = 1.33$ [14], и определяются основным компонентом – водой. Скачок показателя преломления внутри ткани имеет место на границе между роговым слоем ($n_{sc} = 1.55$) и эпидермисом.

Далее, как и в [4–9], будем рассматривать два типа шероховатостей. Их характеристики обычно задают относительно макроскопически плоской поверхности среды ($z = 0$). От нее в дальнейшем будем также отсчитывать глубину z точки наблюдения в ткани. Пусть плотности

вероятности $P(\gamma)$ случайных наклонов участков поверхности к указанной плоскости $z = 0$ для гауссовой и синусоидальной шероховатых поверхностей имеют соответственно следующий вид [21, 22]:

$$P(\gamma) = \frac{1}{2\pi D_\gamma} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{2D_\gamma}\right), \quad (1)$$

$$P_s(\gamma) = \begin{cases} [\pi \sqrt{\gamma_{\max}^2 - \gamma^2}]^{-1} & \text{при } |\gamma| \leq \gamma_{\max}, \\ 0 & \text{при } |\gamma| > \gamma_{\max}, \end{cases} \quad (2)$$

где D_γ – дисперсия распределения углов наклона; $\gamma_{\max} = \omega \zeta_{\max}$ – максимальный тангенс угла наклона синусоиды к плоскости $z = 0$; ω и ζ_{\max} – ее частота и амплитуда. Значения параметров (1) и (2), типичные для кожи человека, приведены в обзоре [22]. Используя распределения (1) и (2), можно с учетом взаимного затенения элементов рельефа границы по методике [21, 23] рассчитать угловую структуру излучения [24], отраженного и (или) пропущенного шероховатой поверхностью, а также интегральные параметры – коэффициенты отражения (R) или пропускания ($1 - R$) [25] при любой угловой диаграмме освещения. Подчеркнем, что значения R вычисляются [21, 23] с учетом конструктивной интерференции света, распространяющегося в дальней зоне в направлении локального френелевского угла отражения, и деструктивной интерференции для других углов. Аналогично получают и коэффициент пропускания. Методика [21, 23] позволяет также определить поляризационные характеристики излучения, отраженного и преломленного шероховатой поверхностью. Однако, как указано выше, на данном этапе они не учитываются. Результаты [21, 23–25] применимы для крупномасштабных (по сравнению с длиной волны λ освещающего ткань излучения) неровностей поверхности, что обычно характерно для кожи человека в видимой и ближней ИК областях спектра. Отметим, что в публикациях [1, 2], посвященных терагерцевому диапазону частот, использован аналогичный подход, но без учета затенения элементов рельефа границы раздела.

3. Методика расчета энергетических характеристик многократно рассеянного света

В работах [26–28] предложена аналитическая схема расчета интегральных характеристик излучения в многослойной биоткани. Под «интегральными» здесь понимаются плотность излучения (fluence rate), или пространственная освещенность [29]

$$W(\lambda, z) = \int_{4\pi} I(\lambda, z, \theta, \varphi) d\Omega$$

(I – яркость (интенсивность) света на глубине z ; θ и φ – полярный и азимутальный углы; $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ – элемент телесного угла), и коэффициент диффузного отражения R_{sk} ткани, равный, по определению, отношению отраженного потока к падающему. Ниже величины W и I будем нормировать на освещенность поверхности среды падающим излучением.

Пусть поверхность кожи освещена по нормали (вдоль положительного направления оси z) параллельным пуч-

ком. Многократное рассеяние света в каждом из слоев ткани обуславливает возникновение диффузных отраженных (обратно рассеянных) потоков. В глубине биоткани поток излучения формируется в результате многократного рассеяния направленных и диффузных потоков и многократного переотражения излучения между слоями среды и поверхностью кожи. Подробные аналитические формулы для расчета приведены в [26–28]. Входящие в них коэффициенты отражения (R) или пропускания ($1 - R$) поверхностью падающего направленного пучка, а также коэффициент отражения (R^*) или пропускания ($1 - R^*$) поверхности при ее освещении изнутри среды диффузным излучением определяют специфику шероховатой границы раздела ткань – окружающая среда.

Естественно, что значения $R^*(\lambda)$ зависят от угловой диаграммы освещающего поверхность кожи излучения. Распределение интенсивности света, подходящего к поверхности изнутри ткани, по полярному (η) и азимутальному (φ) углам представим в виде

$$I(\eta, \varphi) = \begin{cases} T_{sc} T_e I_e(\eta) I_d(\eta) n^2 + T_{sc} I_e n^2 \\ + \frac{T_{sc} \delta(1 - \cos \eta) \delta(\varphi) (n - 1)^2}{(n + 1)^2} \text{ при } \eta \leq \arcsin \frac{1}{n}, \\ 0 \text{ при } \arcsin \frac{1}{n} < \eta \leq \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (3)$$

где T_{sc} и T_e – коэффициенты пропускания направленного излучения роговым слоем и эпидермисом соответственно; $n = n_{sc}/n_e$ – относительный показатель преломления; δ – дельта-функция; I_e – интенсивность обратного рассеянного света; угол η отсчитывается от отрицательного направления оси z и задает направление падения света на поверхность кожи изнутри ткани. Этот угол связан с полярным углом θ распространения излучения в глубине среды соотношением $\theta = \arcsin(n \sin \eta)$ и учитывает рефракцию при распространении света из эпидермиса с показателем преломления n_e к поверхности кожи с показателем преломления n_{sc} . Первое слагаемое пропорционально произведению коэффициента $I_d(\eta)$ яркости света, обратно рассеянного дермой, на коэффициент $I_e(\eta)$ пропускания этого света оптически тонким эпидермисом. Второе слагаемое пропорционально интенсивности и соответствует отражению не дошедшего до дермы излучения от эпидермиса, а третье соответствует френелевскому отражению света от границы раздела роговой слой – эпидермис.

В (3) отражение от рогового слоя не учитываем ввиду малости его оптической толщины. При записи (3) мы пренебрегаем также угловым расширением падающего по нормали пучка на шероховатой поверхности кожи, т. к. оно слабо влияет на коэффициент отражения R^* [25]. Спектральные зависимости $I_e(\eta)$ и I_d рассчитывались в малоугловом [30, 31], а $I_d(\eta)$ – в асимптотическом [30, 32] приближениях теории переноса. Применимость указанных приближений для сред с оптическими параметрами, подобными параметрам биотканей, неоднократно проверена путем сравнения с экспериментальными данными [30], результатами расчетов методом Монте-Карло [33] и другими численными методами [34]. Запишем функции, входящие в (3), в явном виде:

$$I_e(\theta) = \exp\left[-\frac{d_e(\mu_{ee} - \mu_{sc} F_e)}{\cos \theta}\right], \quad (4)$$

$$I_e = \frac{\Lambda_e}{2\pi} \frac{1 - F_e}{1 - F_e \Lambda_e} \int_0^1 \left\{ 1 - \exp\left[-\mu_{ee}(1 - \Lambda_e F_e) d_e \frac{1 + \cos \theta}{\cos \theta}\right] \right\} \times \frac{\cos \theta}{1 + \cos \theta} d(\cos \theta), \quad (5)$$

$$I_d(\theta) = \frac{\rho_0(\theta) - \{1 - \exp[-4G(\theta)G(0)\sqrt{\mu_{ad}/(3\mu'_{ed})}]\}}{\pi}. \quad (6)$$

Здесь $F_e = 1 - (1 - g_e)/3$ [33]; μ_{ee} , μ_{sc} и g_e – показатели ослабления, рассеяния и коэффициент асимметрии индикатрисы излучения, рассеянного эпидермисом, соответственно; $\Lambda_e = \mu_{sc}/\mu_{ee}$ – вероятность выживания фотона; $\rho_0(\theta) = 0.5(1 + 4\cos\theta)/(1 + \cos\theta)$ – коэффициент яркости полубесконечной непоглощающей среды [30]; $G(\theta) = 3(1 + 2\cos\theta)/7$; $\mu'_{ed} = \mu_{ad} + \mu_{sd}(1 - g_d)$ – эффективный показатель ослабления дермы; μ_{ad} , μ_{sd} и g_d – показатели поглощения, рассеяния и коэффициент асимметрии индикатрисы излучения, рассеянного дермой, соответственно. Вследствие слабо выраженной угловой структуры индикатрисы однократного рассеяния эпидермисом при $\gamma > \pi/2$ [11, 12] полагалось, что второе слагаемое в (3) не зависит от полярного угла θ . Иными словами, свет, сформированный обратным рассеянием падающего излучения в эпидермисе, практически диффузный. Отметим, что все приведенные выше параметры элементарного объема зависят от длины волны λ падающего света, в частности $g_d = g_e = 0.62 + 0.00029\lambda$ [11], где λ измеряется в нм.

Таким образом, методика моделирования интегральных характеристик внутри и вне многослойной среды включает два этапа. На первом из них рассчитываются [25] спектральные зависимости R и R^* при вариации структурных и биофизических параметров ткани с использованием (1)–(6), а затем по методике [27, 28] вычисляются искомые характеристики при выбранных значениях указанных параметров среды. В расчетах, занимающих доли минуты, сколь-нибудь жесткие требования к объему памяти компьютера не предъявляются. Отметим, что при изменении D_γ в диапазоне 0–0.44 [22] коэффициент отражения при освещении среды снаружи по нормали к макроповерхности ($z = 0$) изменяется слабо, $R = 0.047$ – 0.027 [25], и поэтому практически не влияет на фотометрические характеристики внутри и вне биоткани.

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Коэффициент отражения поверхности кожи при освещении изнутри среды

Выше отмечалось, что для описания свойств шероховатости поверхности использовались плотности вероятности (1) и (2). Выполненные ранее расчеты показали [25], что если задать одинаковые значения дисперсии углов наклона элементов рельефа в (1) и (2), т. е. положить $D_\gamma = \gamma_{\max}^2/2$, относительные различия в коэффициентах отражения R^* не превысят 5%–7% в широком интервале D_γ , типичном для кожи человека [22]. Поэтому далее будем рассматривать только гауссову шероховатую поверхность с плотностью вероятности (1).

Величина R^* по определению равна отношению полного отраженного потока излучения к падающему:

$$R^* = \frac{\int_{2\pi} r^*(\eta^*) I[\arcsin(n \sin \eta)] \sin \eta \cos \eta d\omega}{\int_{2\pi} I[\arcsin(n \sin \eta)] \sin \eta \cos \eta d\omega}, \quad (7)$$

где $r^*(\eta^*)$ – коэффициент отражения поверхности кожи при освещении изнутри ткани под локальным углом η^* падения света на микроплощадки; $d\omega = \sin\eta d\eta d\varphi$. Связь между углами η^* и η дана в [24, 25]. Как видно из (3)–(7), коэффициент R^* формируется тремя потоками с различными угловыми диаграммами – частично и полностью диффузным светом (соответственно первое и второе слагаемые в (3)), а также направленным по нормали излучением (третье слагаемое). Очевидно, что для указанных трех компонент интенсивности (3) коэффициент отражения максимален для второго потока, а минимален – для третьего. Это связано с соответствующими зависимостями френелевского коэффициента отражения от угла падения η^* . С целью выяснения физических механизмов взаимодействия многократно рассеянного излучения с шероховатой поверхностью и их влияния на формирование плотности излучения в среде проанализируем вклады в R^* от трех слагаемых в (3) на различных длинах волн, т. е. от потока излучения, обратно рассеянного в дерме (Φ_1), в эпидермисе (Φ_2) и на границе раздела эпидермис – роговой слой (Φ_3). Потоки Φ_{1-3} по определению таковы:

$$\Phi_1 = \int_{2\pi} r^*(\eta^*) T_{sc} T_c I_c [\arcsin(n \sin \eta)] I_d [\arcsin(n \sin \eta)] n^2 \times \sin \eta \cos \eta d\omega, \tag{8}$$

$$\Phi_2 = \int_{2\pi} r^*(\eta^*) T_{sc} I_c n^2 \sin \eta \cos \eta d\omega, \tag{9}$$

$$\Phi_3 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 r^*[\eta^*(\eta=0)] T_{sc}, \tag{10}$$

где в (10) коэффициент отражения r^* вычисляется при угле падения η^* , соответствующем $\eta = 0$, а граница раздела эпидермис – роговой слой полагается плоской. В частности, для гладкой поверхности кожи $r^* = [(n_{sc} - 1)/(n_{sc} + 1)]^2$. Отметим, что третий член в (3) слабо влияет на коэффициент отражения R^* , а его вклад Φ_3 (0.0002–0.0005 в зависимости от степени шероховатости поверхности) мал по сравнению с вкладом Φ_1 или Φ_2 .

Спектральные зависимости Φ_1 и Φ_2 приведены на рис.1,а. Видно, что в коротковолновой области основной вклад в коэффициент отражения R^* вносит излучение, обратно рассеянное эпидермисом (Φ_2). Это обусловлено сильным поглощением света меланином в ближней УФ и синей областях спектра, так что до дермы доходит заметно ослабленный поток и она практически не влияет на значения R^* . Чем больше концентрация f_m и толщина d_c эпидермиса, тем больше, начиная с более длинных волн λ , вклад Φ_1 дермы в R^* превышает Φ_2 . Так, при $f_m = 0.04$ имеем $\Phi_1 > \Phi_2$ для $\lambda > 500$ нм, а при $f_m = 0.16$ указанное неравенство выполняется для $\lambda > 550-600$ нм. В красной области спектра при $\lambda > 650$ нм основное влияние на коэффициент отражения R^* оказывает свет (Φ_1), многократно рассеянный дермой. В спектрах потока Φ_1 проявляются полосы поглощения дериватов гемоглобина крови при $\lambda \approx 418$ и $540-580$ нм. Как следует из (6), в максимумах этих полос свет, обратно рассеянный дермой, сосредоточен вблизи $\theta = 0$, что приводит к замедлению роста потока Φ_1 с увеличением λ по сравнению с длинами волн вне указанных пиков поглощения, особенно при малых концентрациях f_m . Причина – уменьшение коэффициента от-

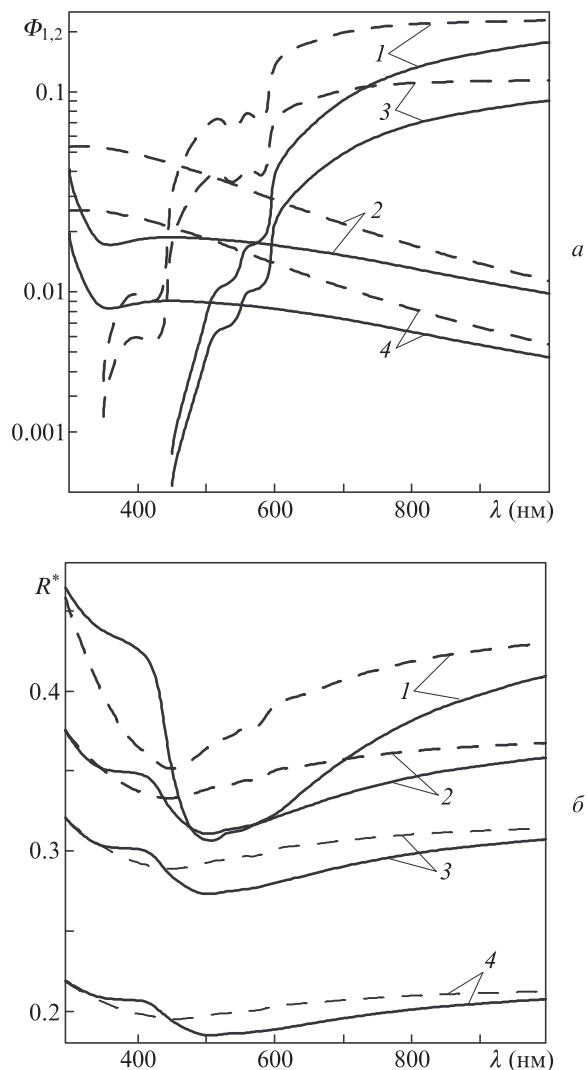


Рис.1. Зависимости Φ_1 (1, 3), Φ_2 (2, 4) (а) и R^* (б) от λ при $f_m = 0.16$ (сплошные кривые) и 0.04 (штриховые кривые); а – $D_\gamma = 0.0256$ (1, 2) и 0.444 (3, 4); б – $D_\gamma = 0$ (1), 0.11 (2), 0.2 (3) и 0.444 (4).

ражения r^* при падении света вблизи нормали к макроповерхности ($z = 0$).

Отмеченные особенности формирования потоков Φ_{1-3} проявляются, естественно, в спектре R^* . Рассмотрим их ниже путем анализа зависимостей R^* от длины волны (рис.1,б), рассчитанных по формулам (3)–(7) с учетом взаимного затенения элементов рельефа [25]. При этом обратим внимание как на спектральный ход коэффициента отражения R^* , так и на его значения. Ранее отмечалось, что часто при решении задач биомедицинской оптики делают два упрощающих предположения. Во-первых, пренебрегают шероховатостью поверхности. Во-вторых, полагают $I(\eta) = \text{const}$ (полностью диффузное освещение). Тогда $R^* = 0.625$ и не зависит от λ . Как видно из рис.1,б, при учете угловой структуры излучения $I(\eta)$ и шероховатости значения R^* существенно меньше. В ближней УФ и синей областях спектра ($\lambda < 450$ нм) коэффициент отражения R^* формируется за счет полностью диффузных потоков, обратно рассеянных в эпидермисе. Однако вследствие рефракции эти потоки у поверхности кожи сосредоточены в конусе с половинным углом при вершине: $\eta_0 = \arcsin(1/n) \approx 60^\circ$. В результате абсолютные значения R^* существенно меньше по сравнению со случаем $I(\eta) = \text{const}$

даже для гладкой поверхности (кривые 1). По мере роста дисперсии D_γ такое уменьшение R^* становится еще значительнее.

При увеличении λ показатель рассеяния эпидермиса заметно уменьшается [12, 15, 31]. Из-за этого уменьшается поток Φ_2 , связанный с отражением света от эпидермиса. Одновременно резко возрастает поток, подходящий к внутренней поверхности кожи из дермы. Как видно из (6), яркость этого света имеет максимум при $\theta = 0$. Кроме того, в коротковолновой области спектра, где меланин эпидермиса сильно поглощает свет, наклонные пучки (большие углы θ) заметно ослаблены (см. (4)), так что излучение, падающее на границу раздела изнутри среды, сосредоточено вблизи $\eta = 0$. Френелевский коэффициент отражения света, падающего на поверхность кожи вблизи нормали, небольшой. По этим причинам, математически выраженными соотношениями (4) и (6), а также вследствие уменьшения показателя рассеяния эпидермиса, значения $R^*(\lambda)$ в коротковолновой области спектра становятся меньше. В случае малой дисперсии D_γ (кривые 1 и 2) явно выражен спектральный ход альбедо R^* . Положение минимума R^* соответствует $\lambda = 500\text{--}600$ нм в зависимости от концентрации меланина. При увеличении D_γ концентрация падающего света вблизи нормали к поверхности не столь существенна, т. к. доля наклонных микроплощадок возрастает, и спектральный ход R^* сглаживается. С увеличением λ и уменьшением f_m эпидермис поглощает слабее, и угловая диаграмма излучения у поверхности кожи более широкая. Френелевский коэффициент отражения границы раздела растет и, следовательно, R^* увеличивается.

Оценим, какой из трех факторов – угловая структура коэффициента яркости дермы (первое слагаемое в (3)), ослабление наклонных пучков в эпидермисе (второе слагаемое) или рефракция в роговом слое – сказывается на коэффициенте отражения R^* сильнее. Результаты расчетов R^* (на рис. 1 не приведены) для красной и ближней ИК областей спектра при $I_d(\theta) \equiv 1$ показали, что угловая зависимость $I_d(\theta)$ влияет на альбедо R^* слабее, чем другие указанные выше факторы, особенно при больших D_γ . Поэтому вариации объемной концентрации C_v капилляров дермы в пределах 0.02–0.08 и величины S в пределах 0.5–1 почти не изменяют коэффициент отражения R^* . Расчеты при $I_c(\theta) \equiv 1$ и зависимости $I_d(\theta)$, вычисляемой в соответствии с (6), показывают, что R^* практически не зависит от λ : $R^* \approx 0.44, 0.37$ и 0.22 при $D_\gamma = 0, 0.2$ и 0.44 соответственно. Из сказанного следует, что основным фактором, влияющим на спектральный ход и абсолютные значения R^* , является рефракция.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента отражения R^* для разных длин волн от дисперсии углов наклона шероховатой поверхности кожи. Видно, что в зависимости от λ (кривые 2 и 3) при малых D_γ (практически гладкая поверхность) может иметь место слабо выраженный максимум R^* . С увеличением дисперсии становится заметнее эффект затенения элементов микрорельефа, и коэффициент отражения R^* монотонно убывает. Для шероховатой поверхности с $D_\gamma > 0.15$ относительные изменения R^* в интервале длин волн 300–1000 нм составляют примерно 5%–10% при широкой вариации структурных и биофизических параметров ткани, так что для многих задач коэффициент отражения можно считать примерно постоянным в этой области спектра и зависящим только от дисперсии D_γ .

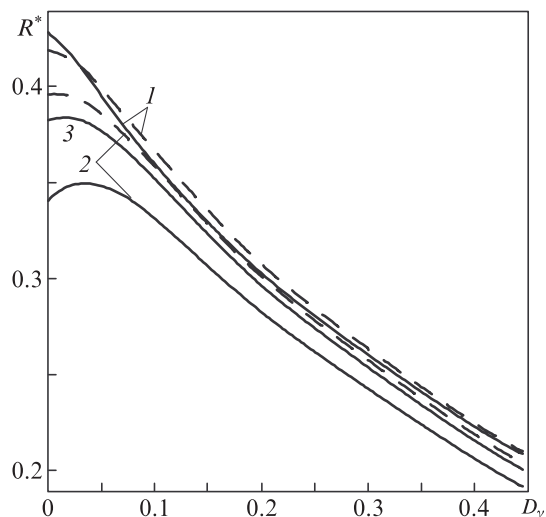


Рис. 2. Зависимости R^* от D_γ при $f_m = 0.16$ (сплошные кривые) и 0.04 (штриховые кривые); $\lambda = 400$ (1), 600 (2) и 800 нм (3).

4.2. Распределение плотности излучения по глубине биоткани

Выше было показано, что коэффициент R^* диффузного отражения света поверхностью кожи существенно зависит от степени ее шероховатости и угловой структуры $I(\eta)$ излучения, подходящего к поверхности. Зависимость $I(\eta)$ определяется тремя факторами, из которых основным является рефракция в роговом слое. Обычно она, а также рост дисперсии D_γ приводят к уменьшению R^* . Следовательно, учет рефракции и шероховатости границы раздела должен приводить к меньшим значениям W у поверхности кожи. Такое поведение W хорошо видно из рис. 3, где представлены глубинные профили плотности излучения на длине волны 800 нм. В верхних слоях дермы значения W действительно уменьшаются под влиянием степени шероховатости и рефракции. Особенно четко это видно в максимуме профилей $W(z)$ при низких концентрациях f_m меланина. Однако в толще ткани на сравнительно больших глубинах z ни степень шероховатости поверхности, ни рефракция практически не оказывают

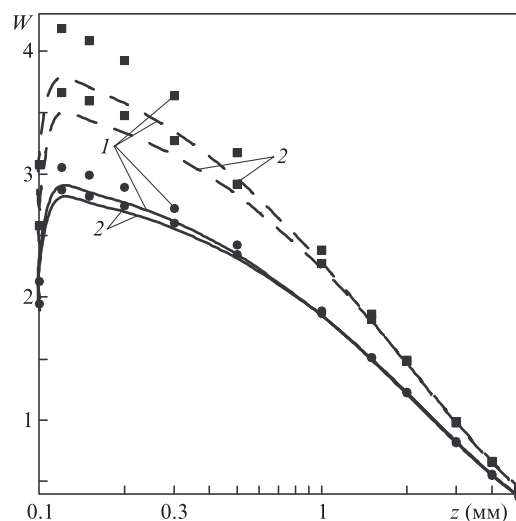


Рис. 3. Зависимости W от z при $f_m = 0.16$ (сплошные кривые, ●) и 0.04 (штриховые кривые, ■) с учетом (линии) и без учета (●, ■) рефракции; $D_\gamma = 0$ (1) и 0.44 (2), $\lambda = 800$ нм.

влияния на величину W . Причина этого физически понятна. Свет, рассеянный поверхностью, достаточно диффузный, и его интенсивность уменьшается с ростом z быстрее, чем интенсивность направленного падающего и рассеянного преимущественно вперед излучения. Из сказанного, в частности, следует, что при учете шероховатости границы раздела и рефракции в роговом слое глубина проникновения света практически не изменится.

Данные рис.3 косвенно подтверждаются результатами работы [6] (для шероховатой поверхности) и [35] (для гладкой поверхности), в которых показано, что детектируемый неполяризованный сигнал локализован, в основном, в верхних слоях ткани и при изменении параметров рельефа [6], и при вариации R^* [35].

4.3. Коэффициент диффузного отражения света биотканью с учетом шероховатости поверхности кожи

Очевидно, что с изменением коэффициента R^* диффузного отражения света поверхностью кожи варьируется и коэффициент пропускания $T^* \equiv 1 - R^*$. Шероховатость границы раздела и рефракция приводят к уменьшению R^* и, следовательно, к увеличению T^* или светового потока, выходящего из толщи биоткани. Спектры коэффициента отражения кожи R_{sk} , полученные с учетом влияния шероховатости поверхности, угловой диаграммы интенсивности излучения $I(\eta)$ (3) и многократного переотражения между слоями ткани, приведены на рис.4. Здесь же точки показаны результаты расчета без учета рефракции при $I(\eta) \equiv 1$. Видно, что шероховатость поверхности кожи и рефракция приводят к заметной трансформации и формы спектров, и абсолютных значений R_{sk} . Альbedo R_{sk} в целом увеличивается с ростом D_y из-за меньшей доли света, отраженного поверхностью внутрь ткани. Особенно существенно это проявляется в красном и ближнем ИК диапазонах длин волн. Отметим также, что при большой концентрации меланина (сплошные кривые) в спектре $R_{sk}(\lambda)$ пропадают особенности, связанные с поглощением крови при $\lambda = 400-600$ нм. Причина – сильное экранирование дермы эпидермисом в этом случае.

Зависимости $R_{sk}(\lambda)$ часто используют для решения обратной задачи по восстановлению различных параметров мягких тканей [36]. При этом важны и абсолютные значения коэффициента отражения, и его спектральный ход. Теоретическую основу решения составляют модельные расчеты. Известны различные аналитические и численные методы вычисления $R_{sk}(\lambda)$. К первым из них относится приближение Кубелки–Мунка (см., напр., [37, 38]) и подход [27, 28, 39], в котором R^* является подгоночным параметром. Нам неизвестны публикации, где бы в аналитическую схему решения были включены рефракция света в биоткани и шероховатость поверхности кожи. При численном решении уравнения переноса методом Монте-Карло и задании различных показателей преломления на границах слоев [5–9] рефракция учитывается автоматически при разыгрывании траектории фотонов. Однако в подавляющем большинстве опубликованных работ (см., напр., ссылки в [36]) шероховатость поверхности не рассматривается. К чему это приведет? Для ответа на этот вопрос рассмотрим в качестве примера кривые 1 и 3 на рис.4, соответствующие $D_y = 0$ и 0.44. В видимой области спектра при $\lambda < 600$ нм абсолютная разность ординат указанных кривых составляет примерно 0.01–0.03, т.е. сопоставима с погрешностью измерения коэффици-

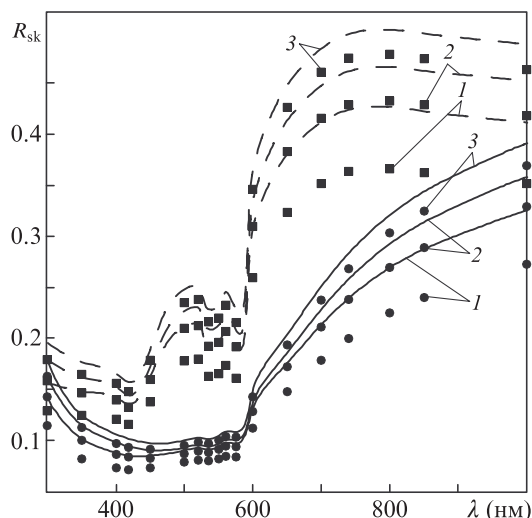


Рис.4. Спектр коэффициента диффузного отражения света кожей при $f_m = 0.16$ (сплошные кривые, ●) и 0.04 (штриховые кривые, ■); точки – без учета рефракции, $D_y = 0$ (1), 0.2 (2) и 0.44 (3).

ента отражения. Однако в красном и ближнем ИК диапазонах различия могут достигать 0.15 (особенно при малых концентрациях меланина). Это явно неприемлемо для решения обратных задач.

5. Заключение

Приведенные результаты позволяют ответить на вопрос о том, когда при решении прямых и обратных задач биомедицинской оптики необходимо учитывать шероховатость поверхности кожи. При оценке воздействия излучения на хромофоры ткани (прямая задача) обычно интерес представляют интегральные характеристики света в глубине среды. Данные рис.3 однозначно говорят о том, что при изучении количества мощности света, поглощенного эритроцитами крови, и сопутствующих эффектов шероховатость поверхности практически несущественна. Аналогичный вывод следует и в отношении глубины проникновения света в среду. Другая ситуация имеет место при исследовании нагрева ткани излучением красной или ближней ИК области спектра. Например, как показано в работе [31], в этом случае основным механизмом нагрева является перенос тепла от эпидермиса к дерме. В эпидермисе, т.е. в тонком приповерхностном слое кожи, плотность излучения W уменьшается с ростом степени шероховатости поверхности из-за уменьшения коэффициента отражения R^* света внутрь среды. Особенно заметно это проявляется при малых концентрациях меланина. Такое уменьшение W приведет к меньшему нагреву эпидермиса и, следовательно, к менее интенсивному переносу тепла от этого слоя. В результате рост температуры дермы будет меньше по сравнению со случаем гладкой границы раздела.

При решении обратных задач особое внимание обращают на неинвазивные, т.е. неразрушающие, методы. Известны различные способы восстановления структурных и биофизических параметров мягких тканей по параметрам обратно рассеянного света. Например, в [39] предложен способ неинвазивного определения f_m , d_e , C_v и S по измерению альbedo R_{sk} . Из изложенного выше следует однозначный вывод: для решения обратной задачи необходимо учитывать шероховатость поверхности кожи и

рефракцию света в роговом слое, или угловую диаграмму $I(\eta)$. При этом решение усложняется двумя факторами: появлением дополнительного неизвестного D_γ , а также зависимостью R^* и, следовательно, измеряемой величины R_{sk} от искоемых структурных и биофизических параметров эпидермиса и дермы. Благоприятным в этом плане является слабое влияние C_v и S на R^* , так что можно положить $I_d(\theta) \equiv 1$. Тогда функция $I(\eta)$ будет зависеть только от произведения $f_m d_e$, и можно построить такую же методику, как и в [39], – совместного определения C_v и S по результатам измерения R_{sk} на нескольких длинах волн. Отметим, что восстановление параметра D_γ , характеризующего степень шероховатости поверхности кожи, может представлять интерес для дерматологии и косметологии. Однако детальное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

Резюмируя сказанное, подчеркнем, что шероховатость поверхности кожи практически не сказывается на энергетических характеристиках рассеянного света в глубоких (более 1 мм) слоях дермы. При $z < 1$ мм пространственная освещенность уменьшается, и на ее снижение особенно сильно влияют параметры модели D_γ , f_m , d_e , а также длина волны λ . Вне среды рефракция излучения и шероховатость поверхности приводят, напротив, к росту коэффициента отражения кожи, что необходимо учитывать при решении ряда обратных задач биомедицинской оптики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (договор № Ф13МЛД-018).

- Dikmelik Y., Spicer J.B., Fitch M.J., Osiander R. *Opt. Lett.*, **31** (24), 3653 (2006).
- Schecklman S., Zurk L.M., Henry S., Kniffin G.P. *J. Appl. Phys.*, **109** (9), 094902 (2011).
- Hejase J.A., Rothwell E.J., Chahal P. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **3** (5) 656 (2013).
- Lu J.O., Hu X.-H., Dong K. *Appl. Opt.*, **39** (31), 5890 (2000).
- Меглинский И.В., Матчер С.Д. *Оптика и спектроскопия*, **91** (4), 692 (1998).
- Meglinski I.V., Matcher S.D. *Med. Biol. Eng. Comp.*, **39** (1), 44 (2001).
- Меглинский И.В. *Квантовая электроника*, **31** (12), 1101 (2001).
- Meglinski I.V., Matcher S.D. *J. Physiol. Meas.*, **23** (4), 741 (2002).
- Doronin A., Tchivaleva L., Markhvida I., Lee T.K., Meglinski I. *J. Biomed. Opt.*, **21** (7), 071117 (2016).
- Cheong W.-F., Prael S.A., Welch A.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (12), 2166 (1990).
- Van Gemert M.J.C., Jacques S.L., Sterenborg H.J.C.M., Star W.M. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **36** (12), 1146 (1989).
- Тучин В.В. *Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях* (Саратов: изд-е Саратовского ун-та, 1998).
- Хайруллина А.Я. В сб. *Распространение света в дисперсной среде*. Под ред. А.П.Иванова (Минск: Наука и техника, 1982, с. 275).
- Friebel M., Roggan A., Müller G., Meinke M. *J. Biomed. Opt.*, **11** (3), 034021 (2006).
- Bashkatov A.N., Genina E.A., Tuchin V.V. *J. Innovative Opt. Health Sci.*, **4** (1), 9 (2011).
- Jacques S.L. *Phys. Med. Biol.*, **58** (11), R37 (2013).
- Svaasand L.O., Fiskerstrand E.J., Kopstad G., et al. *Lasers Med. Sci.*, **10**, 235 (1995).
- Барун В.В., Иванов А.П. *Оптика и спектроскопия*, **119** (1), 107 (2015).
- Барун В.В., Иванов А.П. *Оптика и спектроскопия*, **115** (3), 513 (2013).
- Meinke M., Müller G., Helfmann J., Friebel M. *Appl. Opt.*, **46** (10), 1742 (2007).
- Басс Ф.Г., Фукс И.М. *Рассеяние волн на статистически неровной поверхности* (М.: Наука, 1972).
- Барун В.В., Иванов А.П. *Инженерно-физический журнал*, **85** (5), 1117 (2012).
- Исакович М.А. *ЖЭТФ*, **23** (3), 305 (1952).
- Барун В.В., Иванов А.П. *Квантовая электроника*, **43** (8), 768 (2013).
- Барун В.В., Иванов А.П. *Квантовая электроника*, **43** (10), 979 (2013).
- Синичкин Ю.П., Утц С.Р., Пилипенко Е.А. *Оптика и спектроскопия*, **80**, 260 (1996).
- Барун В.В., Иванов А.П., Вологовская А.В., Улащик В.С. *ЖПС*, **74** (3), 388 (2007).
- Барун В.В., Иванов А.П. *Квантовая электроника*, **40** (4), 371 (2010).
- Гершун А.А. *Избранные труды по фотометрии и светотехнике* (М.: ГИФМЛ, 1958, с. 263).
- Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. *Перенос изображения в рассеивающей среде* (Минск: Наука и техника, 1975).
- Барун В.В., Иванов А.П. *Оптика и спектроскопия*, **107** (6), 959 (2009).
- Розенберг Г.В. В кн. *Спектроскопия рассеивающих сред*. Под ред. Б.И.Степанова (Минск: изд-е ИФ АН БССР, 1963, с. 5).
- Zege E.P., Katsev I.L., Polonsky I.N. *Appl. Opt.*, **32** (15), 2803 (1993).
- Барун В.В., Иванов А.П., Петрук В.Г., Кватернюк С.М. *Вестник ФФПИ (Беларусь)*, № 3, 90 (2010).
- Churmakov D.I., Meglinski I.V., Greenhalgh D.A. *Phys. Med. Biol.*, **47**, 4271 (2002).
- Оптическая биомедицинская диагностика*. Под ред. В.В.Тучина (М.: Физматлит, 2007, т. 2, с. 77).
- Dawson J.B., Barker D.J., Ellis D.J., et al. *Phys. Med. Biol.*, **25** (4), 695 (1980).
- Anderson R.R., Parrish J.A. *J. Invest. Dermatol.*, **77** (1), 13 (1981).
- Иванов А.П., Барун В.В. *Оптика спектроскопия*, **104** (2), 344 (2008).