

# Аномальная диффузия света в слоях порошкового $\text{TiO}_2$ вблизи края полосы поглощения

Д. А. Зимняков<sup>1)</sup>, Л. В. Кузнецова, А. Б. Правдин

*Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 12 июля 2005 г.

Представлены результаты исследований переноса излучения видимого и ближнего ИК диапазона в слоях полидисперсных частиц  $\text{TiO}_2$  (рутила) с использованием измерений диффузного пропускания и когерентного обратного рассеяния. Для определения оптических параметров исследуемых образцов применен подход на основе приближения когерентного потенциала. Показано, что в коротковолновой области видимого диапазона имеет место аномальная диффузия света, обусловленная влиянием интерференции на мезоскопических масштабах на транспортные характеристики рассеивающей среды.

PACS: 42.25.Dd, 42.70.Qs

Эффект локализации света в случайно-неоднородных средах в настоящее время является объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Интерес к этому явлению обусловлен возможностями создания новых материалов с уникальными оптическими свойствами (в частности, дисперсных лазерных сред, см., например, [1–3]). Условием, определяющим переход от делокализованных состояний светового поля в рассеивающей среде к режиму локализации, является критерий Иоффе–Регеля:  $kl^* \leq 1$  [4]. Здесь  $k$  – волновое число света в среде,  $l^*$  – транспортная длина, определяемая масштабом, на котором происходит стохастизация волнового вектора распространяющегося излучения [5]. Для большинства многократно рассеивающих сред  $kl^* \gg 1$  и перенос излучения описывается в рамках теории переноса излучения (ТПИ) [5, 6]. В частности, анализ зависимости коэффициента пропускания  $T$  слоя среды от отсутствие поглощения от толщины слоя  $L$  в рамках диффузационного приближения ТПИ приводит к известному соотношению  $T_{L \gg l^*} \propto l^*/L$  [5, 7, 8], хорошо согласующемуся с экспериментальными данными. В соответствии с существующими представлениями, при  $kl^* \rightarrow 1$  на перенос излучения оказывает влияние интерференция, проявляющаяся на характерном масштабе  $\xi$ , превышающем  $l^*$  и возрастающем с убыванием  $kl^*$ . Вклад интерференции в перенос излучения приводит к зависимости транспортных характеристик среды (транспортной длины и коэффициента диффузии излучения) от размеров рассеивающей системы и, соответственно, к специфическим отличиям от закономерностей, предписываемых классической теорией диффузии излучения.

В частности, в данном случае должны наблюдаться отличия в поведении зависимости  $T(L)$  от “диффузционной” зависимости  $T \propto L^{-l}$ , а также уширение и характерные изменения формы пика когерентного обратного рассеяния [9, 10]. На пороге локализации  $kl^* = 1$ ,  $\xi \rightarrow \infty$ ,  $l^* \rightarrow 0$  и скейлинговая теория локализации [11] приводит к обратной квадратичной зависимости  $T \propto L^{-2}$ . Ниже порога  $T \propto \exp(-L/\eta)$ , где  $\eta$  – масштаб, зависящий от  $kl^*$  и называемый длиной локализации. Таким образом, переход от режима переноса излучения в слое  $T \propto L^{-1}$  к режиму  $T \propto L^{-2}$  является характерным признаком достижения порога  $kl^* = 1$  и потому анализ экспериментальных зависимостей  $T(L)$  часто применяется для идентификации порогового режима переноса излучения в рассеивающих средах [12, 13].

В отличие от мезоскопических сред с регулярной структурой (фотонных кристаллов) получение условий перехода к локализованным состояниям светового поля в случайно-неоднородных средах ограничивается рядом фундаментальных факторов (влиянием собственного поглощения среды, немонотонностью зависимости  $l^*$  от объемной доли рассеивающих центров  $p$ , частотно-размерными ограничениями, связанными с шириной резонансов Мизесов порядков, дисперсионной зависимостью материала рассеивающих центров). В настоящее время выполнено всего несколько экспериментальных работ, посвященных исследованиям переноса излучения в неупорядоченных средах вблизи порога локализации [12, 14–16]. В данной работе представлены результаты исследований распространения света ( $400 \text{ нм} \leq \lambda_0 \leq 800 \text{ нм}$ ) в плотноупакованных слоях полидисперсных частиц двуокиси титана (рутила). Полученные результаты показывают особенност-

<sup>1)</sup>e-mail: zimnykov@sgu.ru

ти диффузии излучения коротковолновой области видимого диапазона ( $\lambda_0 \leq 500$  нм), допускающие интерпретацию в рамках представлений о влиянии интерференции на перенос излучения в рассеивающих средах. Эти особенности обусловлены высокими значениями показателя преломления рутила в видимой области ( $n \geq 2.4$ ). Для подобной рассеивающей системы при определенных соотношениях между  $\lambda_0$  и параметрами  $\bar{a}$  и  $\delta_a = \sqrt{(a - \bar{a})^2}$  ( $a$  – характерный размер произвольно выбранного рассеивающего центра) могут быть получены значения параметра локализации, близкие к критической величине  $kl^* = 1$ .

В качестве исследуемых образцов использованы слои полидисперсных частиц диоксида титана (рутила), полученные в результате осаждения коллоидных супензий пигmenta TiPure R900 (DuPont Corp.) в деионизированной воде. Осаджение осуществлялось на стеклянные подложки с последующим медленным выпариванием жидкой фазы. Получаемые слои с объемной долей рассеивателей  $p = 0.35 \pm 0.03$  имели толщину от 15 до 350 мкм. Измерения толщины проводились с помощью сканирующего лазерного профилометра с погрешностью  $\pm 1.5$  мкм. В ходе измерений отбирались образцы с неоднородностью слоя по толщине не более  $\pm 5\%$  на участках площадью не менее  $2 \text{ см}^2$ , не содержащие трещин, сколов и т.п. в пределах анализируемого участка. С помощью сканирующего электронного микроскопа (Хитачи, увеличение  $35000\times$ ) был проведен анализ размеров частиц исходного материала. На рис.1 приведена гистограмма

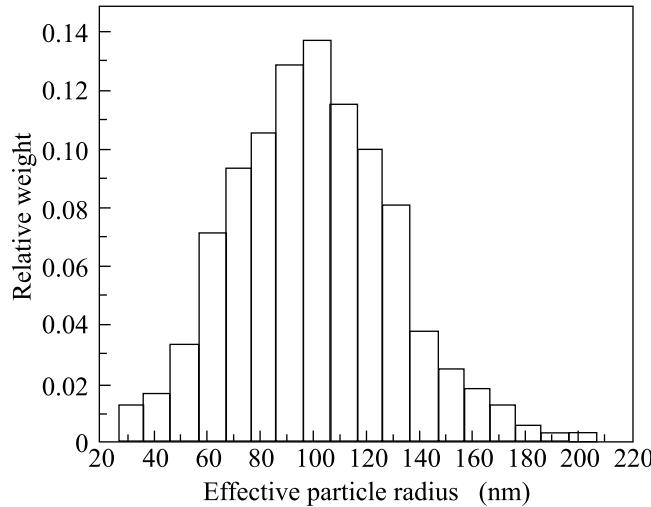


Рис.1. Гистограмма значений эффективного радиуса частиц пигmenta на основе  $TiO_2$

значений эффективного радиуса  $a$  рассеивателей (с учетом несферичности значение  $a$  определялось как

$\sqrt[3]{3V/4\pi}$ , где  $V$  – объем частицы, вычисляемый из данных электронной микроскопии).

Были получены спектры диффузного пропускания образцов  $T(\lambda_0)$  с использованием спектрофотометра Сагу-2145. Также проведены угловые измерения пиков когерентного обратного рассеяния (КОР) для линейно поляризованного света  $\lambda_0 = 633$  нм (Не-Не-лазер),  $\lambda_0 = 532$  нм (вторая гармоника АИГ:Nd-лазера,  $\lambda_0 = 1064$  нм) и  $\lambda_0 = 473$  нм (вторая гармоника АИГ:Nd-лазера,  $\lambda_0 = 946$  нм). Измерения КОР пиков проводились с использованием гониофотометра на основе гониометра Г-5 с системой регистрации обратно рассеянного излучения (поляризатора для выделения ко-поляризованной составляющей рассеянного света и объектива  $f = 80$  мм). В фокальной плоскости объектива располагался торец многомодового световода с диаметром сердцевины 50 мкм для сбора и доставки к фотоприемнику (модуль HC-7468, производитель Hamamatsu) излучения, рассеянного назад под углом  $\theta$ . На рис.2 представлены КОР пики

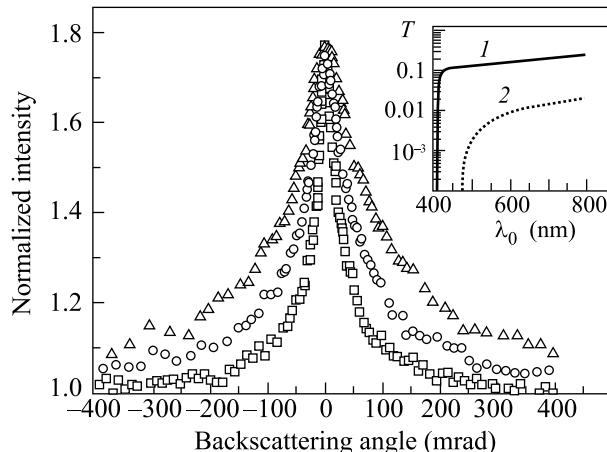


Рис.2. КОР пики для исследуемых образцов.  $\square$  – 633 нм;  $\circ$  – 532 нм;  $\Delta$  – 473 нм. На врезке – спектры диффузного пропускания для образцов с  $L = 17$  мкм (1) и  $L = 340$  мкм (2)

для исследуемых образцов. На врезке рис. 2 приведены спектры диффузного пропускания для двух образцов, существенно отличающихся по толщине.

Анализ экспериментальных данных осуществлялся с использованием теории эффективной среды – приближения когерентного потенциала (КП, [17–19]). В рамках данного подхода характеристики реальной рассеивающей среды (эффективный показатель преломления  $n_{eff}$ , длина рассеяния  $l$ , транспортная длина  $l^*$ , волновое число  $k$  и эффективное значение фазовой скорости света) определяются из значения комплексного показателя преломления  $\tilde{n}_{eff}$  однородной эф-

фективной среды. Значение  $\tilde{n}_{\text{eff}}$  определяется из условия минимизации  $\langle \Sigma \rangle$  – полного сечения рассеивающего центра, погруженного в эффективную среду. В качестве рассеивающего центра рассматривается сфера радиуса  $a$  с показателем преломления, равным: либо 1 – показателю преломления  $n_{sc}$  материала рассеивателей, либо 2 – показателю преломления  $n_{bk}$  среды, содержащей рассеиватели. В рамках классического приближения КП минимизация  $\langle \Sigma \rangle$  сводится к минимизации  $\langle f(0, \tilde{n}_{\text{eff}}) \rangle = \langle pf_1(0, \tilde{n}_{\text{eff}}) + (1 - p)f_2(0, \tilde{n}_{\text{eff}}) \rangle$ , где  $f_{1,2}(0, \tilde{n}_{\text{eff}})$  – амплитуда рассеяния вперед рассеивающих центров с показателями преломления  $n_{sc}$  и  $n_{bk}$ , вычисляемая по теории Ми для сферической частицы [20]. Данная процедура сводится к решению итеративного уравнения

$$\tilde{q}_{i+1} = \tilde{q}_i + \frac{K}{\tilde{q}_i} \langle f(0, \tilde{n}_{\text{eff}}^i) \rangle, \quad (1)$$

где  $\tilde{q}_i = 2\pi\tilde{n}_{\text{eff}}^i/\lambda_0$  – комплексное значение волнового числа света в эффективной среде на  $i$ -м шаге итерации,  $K$  – параметр, выбираемый из условия наилучшей сходимости итерационной процедуры. Для полидисперсных рассеивающих систем величина  $\langle f(0, \tilde{n}_{\text{eff}}^i) \rangle$  вычисляется путем усреднения по всем возможным значениям  $a$ . Нами использована модификация приближения КП (coated CPA, [17, 21]), в которой в качестве рассеивающего центра в эффективной среде, эквивалентного рассеивающей частице, рассматривается сфера в оболочке с показателем преломления  $n_{bk}$ . Радиус внутренней сферы с показателем преломления  $n_{sc}$  равен радиусу рассеивателя, а внешний радиус оболочки вычисляется как  $a' = az[p(z^3 - 1) + 1]^{-1/3}$ ;  $z \approx 1.65$ . В качестве рассеивающего центра типа 2 с показателем преломления  $n_{bk}$  рассматривается однородная сфера с радиусом  $a'' = z(a^3 - pa'^3)^{1/3}$ . Это позволяет более точно учесть эффекты корреляции положений рассеивателей при высоких плотностях упаковки по сравнению с обычным КП приближением.

Вычисление  $\tilde{n}_{\text{eff}}$  в рамках данного подхода также производится путем решения итеративного уравнения (1). После завершения итерационной процедуры параметры рассеивающей системы  $l$  и  $n_{\text{eff}}$  определяются как  $l = \lambda_0/4\pi\text{Im}(\tilde{n}_{\text{eff}})$  и  $n_{\text{eff}} = \text{Re}(\tilde{n}_{\text{eff}})$ . В случае анизотропного рассеяния перенос излучения контролируется транспортной длиной  $l^* \geq l$ . Значение  $l^*$  для заданного  $n_{\text{eff}}$  определяется с помощью итерационной процедуры, минимизирующей  $\langle \sigma_{\text{ext}} \rangle - \langle \sigma_{\text{asym}} \rangle$ , где  $\sigma_{\text{ext}}$  и  $\sigma_{\text{asym}}$  – сечения extinction и асимметрии рассеивающего центра в эффективной среде, вычисляемые по теории Ми для сферы в оболочке [20, 21].

Нами применен оригинальный подход для определения  $l^*$  и  $n_{\text{eff}}$  для различных  $\lambda_0$  в случае отсутствия априорных данных об оптических характеристиках рассеивателей (спектров  $n_{sc}(\lambda_0)$ ). Несмотря на существование источников информации об оптических характеристиках химически чистых оксидов [22, 23], использование этих данных для расчета  $l^*$  и  $n_{\text{eff}}$  представляется дискуссионным из-за присутствия примесей в используемом TiPure R900 (в частности,  $\text{SiO}_2$ ). Для известного распределения рассеивателей по размерам (рис.1) с использованием приближения КП может быть получена параметрическая зависимость  $l^*(n_{sc}) = \varphi_{CPA}(n_{\text{eff}}(n_{sc}))$  с  $n_{sc}$  в качестве параметра. Значения  $(n_{\text{eff}}, l^*)$ , соответствующие данной зависимости, единственным образом минимизируют  $\langle (0, \tilde{n}_{\text{eff}}) \rangle$  и  $\langle \sigma_{\text{ext}} \rangle - \langle \sigma_{\text{asym}} \rangle$  при заданных значениях  $n_{sc}$  и  $\lambda_0$ . В то же время, с использованием диффузионного приближения измеренные в эксперименте значения  $T$  и ширины КОР пика  $\Omega_{0.5}$  для  $\lambda_0$  могут быть описаны следующими выражениями [8, 24]:

$$T(n_{\text{eff}}, l^*) = \frac{\{1 + z_1(n_{\text{eff}})\}l^*}{L + \{z_1(n_{\text{eff}}) + z_2(n_{\text{eff}})\}l^*}, \quad (2)$$

$$\Omega_{0.5} \approx \frac{\lambda_0}{3\pi l^*} \Xi(n_{\text{eff}}), \quad (3)$$

где  $z_{1,2}(n_{\text{eff}})l^*$  – значения длины экстраполяции, определяемые граничными условиями для уравнения диффузии света на границах слоя и зависящие от отражательной способности  $R_{1,2}$  границ. Функция  $\Xi(n_{\text{eff}})$  описывает влияние отражательной способности границы 1 в случае  $L \gg l^*$  на ширину КОР пика, равна 1 в случае  $R_1 = 0$  и монотонно убывает с ростом  $R_1$ . С использованием результатов [25]:  $z_{1,2} = 2\{1 + R(n_{\text{eff}}, n_{1,2})\}/3\{1 - R(n_{\text{eff}}, n_{1,2})\}$ ,  $\Xi(n_{\text{eff}}) = \{1 - R(n_{\text{eff}}, n_1)\}/\{1 - 0.2R(n_{\text{eff}}, n_1)\}$ , где  $n_1, n_2$  – показатели преломления сред, граничащих с рассеивающим слоем. В нашем случае  $n_1 = 1$  (свободное пространство) и  $n_2 \approx 1.5$  (стеклянная подложка).  $R(n_{\text{eff}}, n_{1,2})$  вычисляется путем интегрирования коэффициентов френелевского отражения для неполяризованного света по всем возможным значениям угла падения света на границу. Для измеренных  $T$  и  $\Omega_{0.5}$  с использованием (2) и (3) могут быть построены параметрические зависимости  $l^* = f_T(n_{\text{eff}})$  и  $l^* = \psi_\Omega(n_{\text{eff}})$ . Условия  $\varphi_{CPA}\{n_{\text{eff}}(n_{sc})\} = f_T(n_{\text{eff}})$  и  $\varphi_{CPA}\{n_{\text{eff}}(n_{sc})\} = \psi_\Omega(n_{\text{eff}})$  единственным образом определяют параметры рассеивающей среды  $n_{\text{eff}}$ ,  $l^*$  и  $n_{sc}$ . Рис.3 иллюстрирует применение данного подхода к значениям  $T$  и  $\Omega_{0.5}$  для  $\lambda_0 = 633$  нм. Доверительные интервалы соответствуют погрешностям при измерении  $T$ ,  $\Omega_{0.5}$ ,  $L$  и  $p$ . Оценки значений  $l^*$ ,  $n_{\text{eff}}$ ,  $n_{sc}$  и

Значения  $l^*$ ,  $n_{\text{eff}}$ ,  $n_{sc}$  и  $kl^*$  для исследуемых образцов, полученные из экспериментальных данных

$\lambda_0$ , нм	$l^*$ , мкм	$n_{\text{eff}}$	$n_{sc}$	$kl^*$	Источник данных
800	$2.15 \pm 0.30$	$1.45 \pm 0.05$	$2.45 \pm 0.05$	$24.4 \pm 2.5$	измерения $T$
633	$0.86 \pm 0.06$	$1.49 \pm 0.06$	$2.45 \pm 0.06$	$12.72 \pm 0.34$	измерения $T$
	$0.82 \pm 0.05$	$1.52 \pm 0.06$	$2.49 \pm 0.04$	$12.37 \pm 0.30$	измерения КОР
532	$0.27 \pm 0.04$	$1.67 \pm 0.05$	$2.74 \pm 0.11$	$5.30 \pm 0.65$	измерения $T$
	$0.26 \pm 0.04$	$1.69 \pm 0.07$	$2.78 \pm 0.08$	$5.10 \pm 0.45$	измерения КОР
473	$0.075 \leq l^* \leq 0.13$	$1.88 \leq n_{\text{eff}} \leq 2.0$	$3.00 \leq n_{sc} \leq 3.15$	$2.0 \leq kl^* \leq 3.2$	измерения КОР

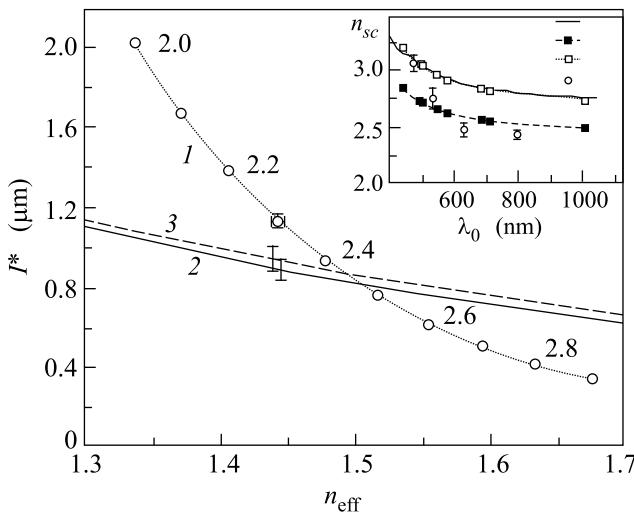


Рис.3. Метод определения  $l^*$ ,  $n_{\text{eff}}$  и  $n_{sc}$  из экспериментальных значений  $T$  и  $\Omega_{0.5}$  с использованием приближения КП.  $\lambda_0 = 633$  нм. 1 –  $l^*(n_{sc}) = \varphi_{CPA}(n_{\text{eff}}(n_{sc}))$ ; 2 –  $l^* = \psi_\Omega(n_{\text{eff}})$ ; 3 –  $l^* = f_T(n_{\text{eff}})$ . На врезке – значения  $n_{sc}$  в зависимости от  $\lambda_0$ : 1 – [22]; 2 –  $n_o$  [23]; 3 –  $n_e$  [23]; 4 – данные, полученные с использованием приближения КП

$kl^*$  для различных  $\lambda_0$  с использованием данной методики приведены в таблице. На врезке рис.3 показаны полученные значения  $n_{sc}$  в сравнении с заимствованными из [22, 23] спектральными зависимостями показателей преломления  $n_o$  и  $n_e$  для химически чистого ртутила. Незначительное систематическое расхождение между  $n_{sc}$  и  $n_o$  может быть связано с влиянием примесей в используемом пигменте.

Вычисления  $n_{\text{eff}}$  и  $l^*$  проводились для рассеивающей среды без поглощения ( $\text{Im}(n_{sc}) = 0$ ), что оправдано для исследуемых образцов в диапазоне  $473 \text{ нм} \leq \lambda_0 \leq 800 \text{ нм}$ . В данном интервале минимальное значение длины поглощения [5, 7, 8] для исследуемых образцов  $L_a = \sqrt{3l^*/\mu_a} \approx 45 \text{ мкм}$  ( $\mu_a$  – коэффициент поглощения среды) для  $\lambda_0 = 473 \text{ нм}$  существенно превышает  $l^*$ . Определение значений  $n_{\text{eff}}$  и  $l^*$  из значений  $T$  для различных  $L$  осуществлялось для  $\lambda_0 = 800$ ,

633 и 532 нм. В случае  $\lambda_0 = 473 \text{ нм}$  анализировались только значения  $\Omega_{0.5}$ , поскольку на диффузное пропускание образцов с  $L \geq L_a$  существенное влияние оказывает поглощение, не учитываемое в рамках рассматриваемой модели. При меньших значениях  $L$  наблюдаются систематические отклонения в поведении экспериментальной зависимости  $T(L)$  от зависимости (2). В КОР эксперименте для  $\lambda_0 = 473 \text{ нм}$  также наблюдается аномально широкий пик по сравнению с предсказываемым диффузационной теорией (3). Это приводит к отсутствию пересечения зависимостей  $l^*(\psi_\Omega(n_{\text{eff}}))$  и  $l^*(n_{sc}) = \varphi_{CPA}(n_{\text{eff}}(n_{sc}))$ , при этом различие в значениях параметров, получаемых в рамках приближения КП и диффузационного приближения (4) в области минимального расхождения зависимостей не превышает  $(25 \div 30)\%$  для  $l^*$  и  $(5 \div 7)\%$  для  $n_{\text{eff}}$ . Кроме того, наблюдается небольшое отклонение формы наблюдаемого КОР пика в малоугловой области (“округление”) от “диффузационного” контура для непоглощающих сред. Данный эффект не может быть обусловлен влиянием собственного поглощения  $TiO_2$ , увеличивающегося в коротковолновой области видимого диапазона, поскольку полученный фактор усиления КОР для  $\lambda_0 = 473 \text{ нм}$  приблизительно равен аналогичным значениям для  $\lambda_0 = 532 \text{ нм}$  и  $633 \text{ нм}$  (рис.2), а влияние поглощения на КОР пик проявляется в одновременном округлении пика и уменьшении фактора усиления [26]. Кроме того, для  $\lambda_0 = 473 \text{ нм}$  характерно соотношение  $L_a \gg l^*$ , что позволяет сделать вывод о пренебрежимо малом влиянии поглощения на форму и ширину КОР пика [26]. В работе [10] теоретически показано, что вблизи порога локализации должны иметь место эффекты, аналогичные наблюдаемым в нашем эксперименте (округление и уширение пика).

Резкое уменьшение  $kl^*$  при убывании  $\lambda_0$  (таблица), а также аномалии, наблюдавшиеся в КОР эксперименте для  $\lambda_0 = 473 \text{ нм}$ , позволяют предположить в данном случае вклад в перенос излучения интерференции на масштабах, превышающих  $l^*$ . В соответствии с скейлинговой теорией ренормализации пара-

метров рассеивающей среды вблизи порога локализации [11] значение транспортной длины может быть представлено как

$$\tilde{l}^* = l^{*2} \left( \frac{1}{\xi} + \frac{1}{L_a} + \frac{\chi}{L} \right), \quad (4)$$

где  $\xi$  – масштаб интерференции в среде, а параметр  $\chi$  учитывает влияние геометрии образца на перенос излучения. Для образца в форме куба со стороной  $L$   $\chi = 1$ , в то время как для слоя толщиной  $L$   $\chi < 1$  из-за вклада составляющих рассеянного поля, распространяющихся в слое в поперечном направлении [8]. Параметр  $\xi$  определяется как  $l^{*2}/(l^* - l_c^*)$ , где  $l_c^* = k^{-1}$  – критическое значение транспортной длины. При  $l^* \rightarrow l_c^*$  в непоглощающей среде ( $L_a = \infty$ ;  $L \gg l^*$ )  $\tilde{l}^* \rightarrow 0$ . На макроскопическом уровне это проявляется в изменении характера зависимости  $T$  от  $L$ . Вдали от порога локализации  $\tilde{l}^* \approx l^*$  и  $T \propto L^{-1}$ , в то время как на пороге  $T \propto L^{-2}$ . Влияниеrenomализации в случае  $\xi > l^*$  на “макроскопическую” зависимость  $T = f(L)$  может быть исследовано путем анализа логарифмической производной  $\beta = d(\ln T)/d(\ln L)$ . В результате подстановки (4) в (2) и преобразований получено следующее выражение:

$$\beta = - \left\{ 1 + \frac{l^{*2}}{L^2} (1 + \eta L)(z_{01} + z_{02}) \right\}^{-1} - \\ - \left\{ (1 + \eta L) \left[ 1 + \frac{l^{*2}}{L^2} (1 + \eta L)(z_{01} + z_{02}) \right] \right\}^{-1}, \quad (5)$$

где  $\eta = (1/\xi + 1/L_a)/\chi$ . Рассматривая слой с  $L \gg l^*$  и  $L_a \rightarrow \infty$ , получим, что при  $\eta \rightarrow 0$  ( $l^* \rightarrow l_c^*$ )  $\beta \rightarrow -2$ , в то время как при больших  $\eta$   $\beta \approx -1$  (режим классической диффузии излучения). Для спектров  $T(\lambda_0)$  проанализировано поведение параметра  $\Delta\tilde{\beta}/\Delta\lambda\tilde{\beta}$  в зависимости от толщины слоя:  $\tilde{\beta}$  для заданной  $\lambda_0$  определялось по спектрам  $T(\lambda_0)$  для образцов с близкими значениями  $L_1, L_2$  ( $L_1, L_2 \gg |L_1 - L_2|$ ) в соответствии с выражением  $\tilde{\beta} = \ln(T_2/T_1)/\ln(L_2/L_1)$ . Нормированные значения спектрального наклона  $\Delta\tilde{\beta}/\Delta\lambda\tilde{\beta}$  определялись для узкого спектрального интервала  $\Delta\lambda = 20$  нм вблизи  $\lambda_0 = 475$  нм. На рис. 4 представлены значения  $|\Delta\tilde{\beta}/\Delta\lambda\tilde{\beta}|$  в зависимости от  $\tilde{L} = (L_1 + L_2)/2$ , поведение которых с изменением  $\tilde{L}$  иллюстрирует переходы между различными режимами переноса излучения в слое в условиях конечного поглощения и  $\xi > l^*$ . В соответствии с выражением (6), влияние интерференции на перенос излучения заметно в области малых  $L$  и становится несущественным при увеличении толщины слоя. В случае “классической” диффузии излучения ( $T \propto L^{-1}$ ) значение  $d\beta/\beta d\lambda = 0$ . В случае

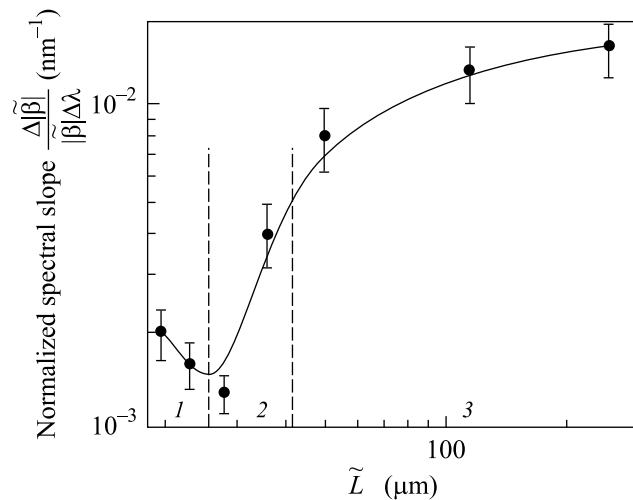


Рис.4. Зависимость  $|\Delta\tilde{\beta}|/(\Delta\lambda\tilde{\beta}|$  от  $\tilde{L}$ . Сплошная линия – Б-сплайн аппроксимация полученных данных. Относительно областей 1–3 см. в тексте

$L > L_a$  поглощение контролирует перенос излучения в слое,  $T \propto \exp(-L/L_a)$  и  $d\beta/\beta d\lambda = dL_a/L_a d\lambda$  (не зависит от  $L$ ). На рис. 4 можно выделить следующие области, соответствующие различным режимам переноса излучения в образцах: область 3 диффузии света, контролируемой поглощением при  $\tilde{L} > L_a$  ( $L_a$  для исследуемых образцов для  $\lambda_0 = 475$  нм оценено как  $\approx 45$  мкм); область 2 перехода к режиму  $T \propto L^{-1}$  классической диффузии излучения при  $\tilde{L} < L_a$ ; область 1, по нашему мнению, соответствует переходу к режиму масштабно-зависимой диффузии для  $\tilde{L} \sim \eta^{-1}$ .

Исходя из результатов для  $473 \text{ нм} \leq \lambda_0 \leq 500 \text{ нм}$ , значение  $\eta$  для  $\lambda_0 = 475$  нм оценено как  $0.8 \pm 0.4$  мкм<sup>-1</sup>, что дает для масштаба интерференции в рассеивающей среде величину порядка  $1.2 \pm 0.6$  мкм и соответствует достаточно большому значению показателя renormализации ( $\chi\xi$ , по меньшей мере, в 6 раз превосходит  $l^*$ ). Полезно сопоставить полученный результат с данными импульсно-модуляционных измерений коэффициента диффузии света в слоях частиц анатаза с  $\bar{a} = 0.3$  мкм и  $p = 0.5 \div 0.7$  [27]. Максимальное значение показателя renormализации  $\approx 2.8$  было получено для  $\lambda_0 = 514$  нм. В сравнении с результатами эксперимента [27], в нашем случае следует ожидать существенно более высокую эффективность рассеяния света в коротковолновой области (вблизи резонансов Ми низших порядков) благодаря большему значению  $n_{sc}$  для рутила по сравнению с анатазом и меньшему значению  $p$  (значение  $p$ , соответствующее минимальным  $l$  и  $l^*$  для плотноупакованных сред, находится в диапазоне  $0.25 \leq p \leq 0.4$  [21]).

До недавнего времени основным направлением в достижении порога локализации в случайно-неоднородных средах являлось использование порошковых полупроводников (Si, Ge, GaAs и т.д.) в ИК диапазоне вдали от полос поглощения материалов (см., например, [8, 12, 13, 28, 29]). В этом случае могут быть достигнуты малые  $k$  при высокой эффективности рассеяния благодаря большим значениям  $n_{sc}$ . Результаты данной работы показывают, что величины  $kl^*$ , достаточно близкие к пороговому значению, достигаются в коротковолновой области видимого диапазона (где  $k$  достаточно велико) вблизи края полосы поглощения материала рассеивающих частиц (для рутила максимальное поглощение соответствует  $\lambda_0 \approx 282$  нм [22]). Резкое убывание  $kl^*$  с уменьшением  $\lambda_0$  обусловлено возрастанием  $n_{sc}$  вблизи области аномальной дисперсии рутила (максимальное значение  $n_{TiO_2} \approx 5.35$  достигается при  $\lambda_0 \approx 322$  нм [22]). Увеличение эффективности рассеяния в области резкого подъема  $n_{sc}$  может быть обеспечено путем выбора параметров распределения частиц по размерам ( $\bar{a}$  и  $\delta_a$ ). Следует отметить, что эффект масштабно-зависимой диффузии света, проявляющийся для исследованных образцов в коротковолновой области, должен оказывать существенное влияние на формирование края полосы пропускания рассеивающих сред на основе частиц  $TiO_2$ .

Данная работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 04-02-16533. Авторы выражают благодарность В. И. Кочубею за содействие в спектральных измерениях.

1. В. С. Летохов, ЖЭТФ **53**, 1442 (1967).
2. N. M. Lavandy, R. M. Balachandaran, A. S. L. Gomes, and E. Sauvain, Nature **368**, 436 (1994).
3. C. Van Soest, F. J. Poelwijk, R. Sprik, and A. Lagendijk, Phys. Rev. Lett. **86**, 1522 (2001).
4. A. F. Ioffe and A. R. Regel, Prog. Semicond. **4**, 237 (1960).
5. А. Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, М.: Мир, 1981.
6. С. Чандрасекар, *Перенос лучистой энергии*, М.: ИЛ, 1953.

7. N. Garcia, A. Z. Genack, and A. A. Lisansky, Phys. Rev. B **46**, 14475 (1992).
8. J. G. Rivas, R. Sprik, A. Lagendijk et al., Phys. Rev. E **63**, 046613 (2001).
9. R. Berkovits and M. Kaveh, Phys. Rev. B **36**, 9322 (1987).
10. B. A. van Tiggelen, A. Lagendijk, and D. S. Wiersma, Phys. Rev. Lett. **84**, 4333 (2000).
11. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
12. D. S. Wiersma, P. Bartolini, A. Lagendijk, and R. Righini, Nature **390**, 671 (1997).
13. F. Scheffold, R. Lenke, R. Tweer, and G. Maret, Nature **398**, 206 (1999).
14. A. Z. Genack and N. Garcia, Phys. Rev. Lett. **66**, 2064 (1991).
15. Z. Q. Zhang, C. C. Wong, K. K. Fung et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 5540 (1998).
16. F. J. P. Schuurmans, M. Megens, D. Vanmaekelbergh, and A. Lagendijk, Phys. Rev. Lett. **83**, 2183 (1999).
17. C. M. Soukoulis, S. Datta, and E. N. Economou, Phys. Rev. B **49**, 3800 (1994).
18. K. Busch and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. **75**, 3442 (1995).
19. K. Busch and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. E **54**, 893 (1996).
20. К. Борен, Д. Хафмен, *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*, М.: Мир, 1986.
21. K. Busch, C. M. Soukoulis, and E. N. Economou, Phys. Rev. B **50**, 93 (1994).
22. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/nk/Oxides/Gif/tio2.gif>.
23. <http://www.almazoptics.com/TiO2.htm>.
24. B. P. J. Bret and A. Lagendijk, Phys. Rev. E **70**, 036601 (2004).
25. J. X. Zhu, D. J. Pine, and D. A. Weitz, Phys. Rev. A **44**, 3948 (1991).
26. F. C. MacKintosh and S. John, Phys. Rev. B **37**, 1884 (1988).
27. J. M. Drake and A. Z. Genack, Phys. Rev. Lett. **63**, 259 (1989).
28. J. G. Rivas, R. Sprik, C. M. Soukoulis et al., Europhys. Lett. **48**, 22 (1999).
29. J. G. Rivas, R. Sprik, A. Lagendijk et al., Phys. Rev. E **62**, R4540 (2000).