

# Деполаризация света, рассеянного дисперсными системами низкоразмерных наночастиц полититаната калия в полосе фундаментального поглощения

Д.А.Зимняков, С.А.Ювченко, А.Б.Правдин, В.И.Кочубей,  
А.В.Гороховский, Е.В.Третьяченко, А.И.Куницкий

*Представлены результаты экспериментальных исследований деполаризующих свойств дисперсных систем на основе нанопластинок и нанолент полититаната калия в видимой и ближней УФ областях спектра. Показано, что в полосе фундаментального поглощения материала наночастиц имеет место увеличение фактора деполаризации излучения, рассеянного перпендикулярно направлению зондирующего пучка. Для нанолент наблюдается выраженный пик деполаризации, обусловленный существенной анизотропией формы частиц и особенностями поведения диэлектрической функции материала. Эмпирические данные сопоставлены с теоретическими результатами для «нанодисков» и «наноигл» с модельной диэлектрической функцией, соответствующей полученной из оптических констант диэлектрической функции диоксида титана.*

**Ключевые слова:** рассеяние, деполаризация, диэлектрическая функция, низкоразмерные наночастицы, полититанат калия.

## 1. Введение

Одним из фундаментальных оптических свойств неупорядоченных дисперсных наносистем с малыми объемами долями рассеивающих центров является полная или частичная поляризация исходно неполяризованного излучения, рассеянного перпендикулярно направлению распространения зондирующего пучка. Вопрос о деполаризующих свойствах неупорядоченных ансамблей наночастиц, начиная с основополагающих работ Рэлея, опубликованных в 1871 и 1897 гг. в *Philosophical Magazine*, многократно обсуждался в ряде статей и монографий (см., напр., [1–7]). В рамках классических представлений о рассеянии электромагнитных волн на частицах малого по сравнению с длиной волны размера степень поляризации неполяризованного света, рассеянного под прямым углом неупорядоченными ансамблями подобных частиц, определяется комбинациями компонентов тензора поляризуемости отдельной частицы, усредненными по всем возможным ориентациям частиц [1–4]. В свою очередь, компоненты тензора поляризуемости определяются анизотропией формы частиц и диэлектрической проницаемостью их материала на частоте зондирующего излучения.

Основные выводы классической теории рассеяния сводятся к тому, что для слабопоглощающих частиц минимальное значение фактора деполаризации  $\Delta_{\min} = I_{\parallel}/I_{\perp}$  естественного света, рассеянного под прямым углом, достигается для сферических наночастиц – «наночаров»

( $\Delta = 0$ ). Для квазидвумерных частиц («нанодисков») максимальное значение  $\Delta_{\max}$  вдали от полос поглощения равно 2/9, а для квазиодномерных наночастиц (длинных наностержней, или «наноигл»)  $\Delta_{\max} = 1/2$ . Здесь  $I_{\parallel}$ ,  $I_{\perp}$  – составляющие рассеянного излучения, поляризованные параллельно и перпендикулярно плоскости рассеяния. В дальнейшем мы будем использовать именно это название для определения измеряемого в экспериментах и теоретически рассчитываемого отношения  $I_{\parallel}/I_{\perp}$ , хотя Г. ван де Хюлст считал его «несколько неудачным» ([2], с. 100).

Следует отметить, что, несмотря на обилие теоретических и экспериментальных работ в области оптической поляриметрии дисперсных систем, вопрос о влиянии особенностей спектра диэлектрической функции материала наночастиц несферической формы на деполаризующие свойства неупорядоченных ансамблей таких частиц исследован недостаточно. Подобные особенности, проявляющиеся в областях фундаментального поглощения материала наночастиц в форме существования условий Фрелиха  $\epsilon' + K\epsilon_m = 0$  [3] или спектральных интервалов с  $\epsilon' < 0$ , могут оказывать существенное влияние на фактор деполаризации, увеличивая его вплоть до предельного значения [3]  $\Delta = 3/4$  (при зондировании поляризованным светом) и  $\Delta = 6/7$  (при зондировании естественным светом). Здесь  $\epsilon'$  – действительная часть диэлектрической проницаемости материала частиц;  $\epsilon_m$  – действительное значение диэлектрической проницаемости непоглощающей окружающей среды;  $K$  – коэффициент, определяемый формой частиц (например, для «нанодисков»  $K = 0$ , для «наноигл»  $K = 1$ ). В частности, исследования деполаризующих свойств наностержней благородных металлов [8–14] показали, что для спектральных областей, в которых проявляется плазмонный резонанс, при использовании линейно поляризованного зондирующего излучения  $\Delta \gg 1/3$  – величины, характерной для квазиодномерных наночастиц с большими положительными значениями  $\epsilon'$  и нулевой мнимой частью диэлектрической проницаемости ( $\epsilon'' = 0$ ).

Д.А.Зимняков, С.А.Ювченко, А.В.Гороховский, Е.В.Третьяченко, А.И.Куницкий. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: zimnykov@mail.ru, yuv-sergej@yandex.ru

А.Б.Правдин, В.И.Кочубей. Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83; e-mail: pravdinab@mail.ru, saratov\_gu@mail.ru

Поступила в редакцию 25 февраля 2014 г., после доработки – 27 марта 2014 г.

Подобные особенности диэлектрической функции могут проявляться для коротковолнового участка видимой области и в ближней УФ области спектра, а также в случае частиц на основе широкозонных полупроводников (например, различных производных диоксида титана с шириной запрещенной зоны 2.5–3.5 эВ). Интерес к исследованиям оптических свойств подобных объектов обусловлен, в частности, возможностями создания на их основе новых перспективных материалов для применений в фотохимии [15], солнечной энергетике [16], фотобиологии и медицине [17] и других областях. Ранее [18, 19] было установлено, что в спектрах экстинкции нанопластин полититанатов калия (ПТК) возникают характерные пики в ближнем УФ диапазоне, обусловленные проявлением резонансов Фрелиха при  $K \approx 0$ . Анализ ожидаемого поведения диэлектрической функции ПТК в интервале длин волн зондирующего излучения 200–350 нм на основе известных данных об оптических константах исходного материала для синтеза ПТК (диоксид титана, [20]) и интерпретация спектров экстинкции синтезированных дисперсных наносистем позволяют сделать вывод о том, что в данном спектральном интервале  $\epsilon'$  имеет существенно отрицательные значения.

В настоящей работе представлены результаты исследований деполяризующих свойств дисперсных систем на основе наночастиц ПТК с пониженной размерностью (нанопластины и наноленты) в тех спектральных областях, в которых проявляются упомянутые выше особенности диэлектрической функции материала частиц.

## 2. Методика проведения эксперимента и его результаты

Поляризационно-зависимые спектры излучения, рассеянного под прямым углом к направлению распространения зондирующего излучения дисперсными системами наночастиц ПТК в дистиллированной воде с добавками ПАВ, регистрировались в спектральном интервале 300–600 нм с помощью спектрофлуориметра LS55 (Perkin Elmer). Используемые образцы наноматериалов синтезировались в соответствии с методикой [21] в расплаве солей при обработке порошка оксида титана (анатаз 99%, Aldrich, средний размер частиц 7 мкм) в солевом расплаве. Реакционную смесь, содержащую  $\text{TiO}_2$  (массовая доля 10%) и расплав, состоящий из KOH по ГОСТ 24363-80 (массовая доля 10%) и  $\text{KNO}_3$  по ГОСТ 4217-77 (массовая доля 80%), выдерживали в алундовом тигле в муфельной печи при температуре 500 °С в течение 2 ч. Полученный продукт отмывали от водорастворимых соединений в дистиллированной воде, взятой к содержимому тигля в соотношении 40:1, отфильтровывали с помощью бумажного фильтра Whatman № 40, центрифугировали и просушивали при 40 °С.

Часть полученных образцов ПТК подвергали дополнительной термической обработке в алундовом тигле в муфельной печи в течение 1 ч при температуре 600 °С, которая была ниже температуры кристаллизации ПТК, равной 700–780 °С (в зависимости от содержания  $\text{TiO}_2$  и  $\text{K}_2\text{O}$ ).

В дальнейшем для эксфолиации и деагломерации наночастиц порошки исходного и термически модифицированного ПТК обрабатывались в водных растворах поверхностно-активного вещества (неионогенный ПАВ марки ОП-10, моноалкилфениловый эфир полиэтиленгликоля). Обработка проводилась при комнатной тем-

пературе с использованием водного раствора ПАВ ( $\text{H}_2\text{O} : \text{ПТК} : \text{ПАВ} = 2000 : 100 : 1$ ) при перемешивании в течение двух дней. После этого твердый осадок отделяли центрифугированием, промывали дистиллированной водой и использовали для приготовления дисперсных систем наночастиц с целью последующих спектрально-поляризационных измерений. Согласно данным энергодисперсионного анализа, химический состав синтезируемых наночастиц ПТК соответствовал мольному соотношению  $[\text{TiO}_2]/[\text{K}_2\text{O}] = 4.2$ . Дифрактометрический анализ показал, что синтезированный ПТК без термической модификации представляет собой квазиаморфное вещество со слабо упорядоченной структурой; на полученных дифрактограммах ярко выражена лишь рефлексия, характерная для слоистых структур [22]. После термической модификации степень упорядоченности структуры ПТК несколько возрастает, однако существенных изменений характера дифрактограмм при этом не происходит.

Анализ формы получаемых наночастиц ПТК с использованием просвечивающего электронного микроскопа iCE-3500 показал, что немодифицированные наночастицы ПТК имеют пластинчатую форму (рис. 1, а) и средний поперечный размер  $\sim 0.34$  мкм при толщине 10–30 нм. Термически модифицированные частицы ПТК имеют лентовидную форму (рис. 1, б), средняя длина и ширина синтезируемых лент равны  $\sim 1.3$  мкм и  $\sim 0.2$  мкм при толщине, также изменяющейся от 10 до 20 нм. Таким образом, форм-фактор (отношение длины к ширине) для синтезируемых нанолент равен  $\sim 6.5$ .

Для спектрально-поляризационных измерений при рассеянии под прямым углом были приготовлены водные дисперсии нанопластин и нанолент ПТК с объемной до-

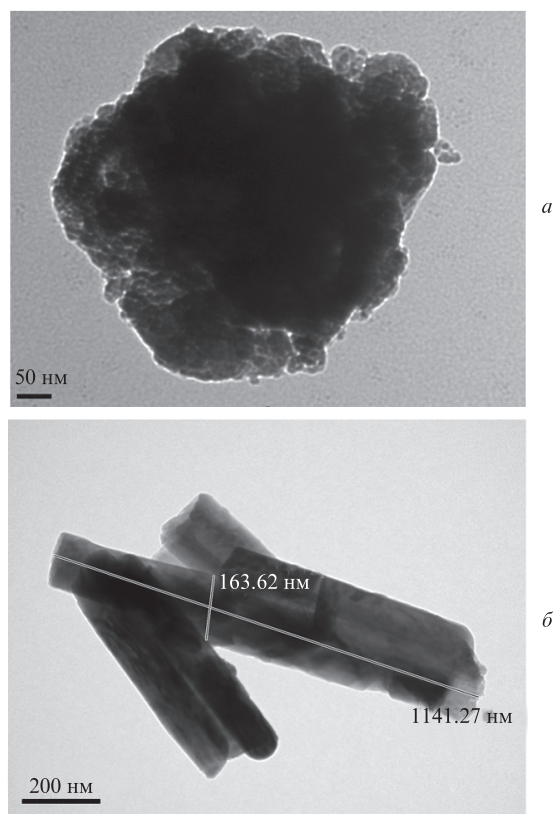


Рис. 1. Изображения нанопластины ПТК (а) и группы нанолент ПТК (б), полученные с использованием просвечивающей электронной микроскопии.

лей частиц, соответствующей режиму однократного рассеяния зондирующего излучения. С этой целью объемная доля частиц в исследуемых образцах предварительно уменьшалась путем их разбавления дистиллированной водой до достижения оптической плотности 0.01–0.02 на длине волны 532 нм (толщина кюветы 10 мм). Спектры рассеянного под прямым углом излучения регистрировались при различных ориентациях осей поляризатора и анализатора относительно плоскости рассеяния:  $I_{\perp,\perp}(\lambda)$ ,  $I_{\perp,\parallel}(\lambda)$ ,  $I_{\parallel,\perp}(\lambda)$ ,  $I_{\parallel,\parallel}(\lambda)$  (индекс  $\parallel$  соответствует оси, параллельной плоскости рассеяния,  $\perp$  – оси, перпендикулярной плоскости рассеяния; первый индекс соответствует поляризатору, второй – анализатору). Спектры  $I_{\perp,\perp}(\lambda)$ ,  $I_{\parallel,\parallel}(\lambda)$  играли вспомогательную роль и использовались для вычисления зависящего от длины волны нормировочного коэффициента  $K(\lambda) = I_{\parallel,\perp}(\lambda)/I_{\parallel,\parallel}(\lambda)$ , учитывающего различную чувствительность спектрофлуориметра при регистрации вертикально и горизонтально поляризованных составляющих рассеянного излучения. На рис.2 представлены полученные в эксперименте зависимости  $I_{\perp,\perp}(\lambda)$ ,  $I_{\perp,\parallel}(\lambda)$ ,  $I_{\parallel,\perp}(\lambda)$ ,  $I_{\parallel,\parallel}(\lambda)$  для нанопластин и нанолент ПТК.

Анализ особенностей матриц рассеяния для неупорядоченных ансамблей несферических частиц [2] показывает, что при рассеянии под прямым углом зондирующего излучения, первоначально поляризованного в плоскости рассеяния, интенсивности рассеянных составляющих с  $\parallel$ - и  $\perp$ -поляризациями равны и различия в регистрируемых значениях  $I_{\perp,\perp}(\lambda)$  и  $I_{\parallel,\parallel}(\lambda)$  обусловлены инструментальной погрешностью, вносимой оптической схемой спектрофлуориметра. С использованием полученной зависимости  $K(\lambda)$  производилась коррекция спектров  $\tilde{I}_{\perp,\perp}(\lambda)$ ,  $\tilde{I}_{\perp,\parallel}(\lambda) \leftarrow I_{\perp,\perp}(\lambda)/K(\lambda)$ ,  $\tilde{I}_{\parallel,\parallel}(\lambda)$ , после чего по полученным данным

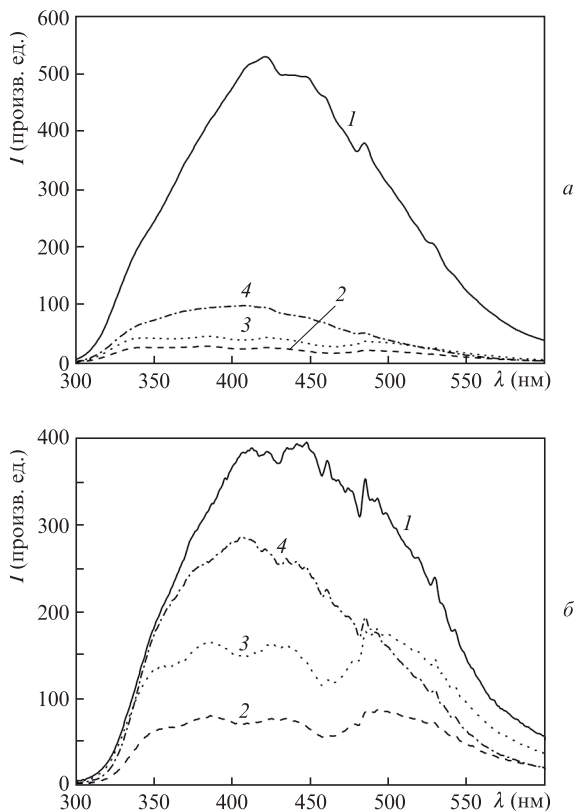


Рис.2. Исходные спектры рассеяния водных суспензий нанопластин (а) и нанолент (б) ПТК, полученные в эксперименте: 1 –  $I_{\perp,\perp}(\lambda)$ ; 2 –  $I_{\perp,\parallel}(\lambda)$ ; 3 –  $I_{\parallel,\perp}(\lambda)$ ; 4 –  $I_{\parallel,\parallel}(\lambda)$ .

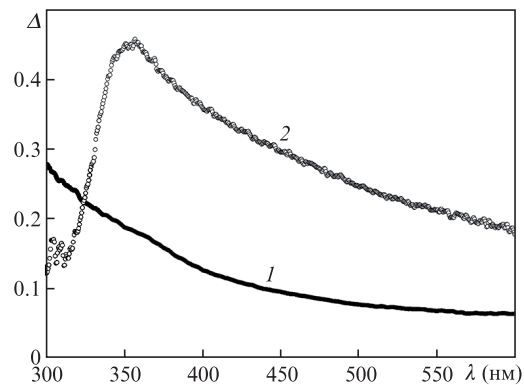


Рис.3. Спектральные зависимости фактора деполаризации  $\Delta(\lambda)$  для нанопластин (1) и нанолент (2) ПТК, полученные на основе экспериментальных данных рис.2.

восстанавливались зависимости  $\Delta(\lambda) = \tilde{I}_{\perp,\parallel}(\lambda)/\tilde{I}_{\perp,\perp}(\lambda)$ . На рис.3 приведены спектральные зависимости фактора деполаризации, рассчитанные по данным рис.2.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Представляет интерес сопоставление полученных экспериментальных данных о деполаризующих свойствах суспензий нанопластин и нанолент ПТК с теоретическими значениями фактора деполаризации для неупорядоченных ансамблей квазидвумерных и квазиодномерных наночастиц (соответственно «нанодисков» и «наноигл», которые могут быть рассмотрены как предельно сплюснутые или вытянутые эллипсоиды вращения) с модельной диэлектрической функцией, частотная зависимость которой на качественном уровне подобна частотным зависимостям диэлектрических функций синтезируемых наноматериалов. Состояние поляризации света, однократно рассеянного неупорядоченными ансамблями малых по сравнению с длиной волны эллипсоидальных частиц, определяется комбинациями усредненных по ансамблю главных значений элемента тензора поляризуемости частиц [2–4]

$$K_1 = \text{Re}\{\alpha_1^* \alpha_2 + \alpha_1^* \alpha_3 + \alpha_2^* \alpha_3\}, \tag{1}$$

$$K_2 = |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + |\alpha_3|^2$$

через их отношение  $M = K_1/K_2$ .

Для дальнейшего анализа введем комплексный параметр  $\gamma = \epsilon_m/(\epsilon - \epsilon_m)$ , где  $\epsilon$  – комплексное значение диэлектрической проницаемости материала частицы (частица предполагается однородной и изотропной). Это позволяет представить главные компоненты тензора поляризуемости  $\alpha_j$  следующим образом:

$$\alpha_j = \frac{4}{3} \pi abc \frac{1}{\gamma + L_j}, \tag{2}$$

где  $L_j$  – так называемый геометрический фактор [2, 3];  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – длины осей эллипсоида.

Подобная форма главных значений тензора поляризуемости позволяет после их подстановки в (1) и некоторых преобразований представить параметр  $M$  в виде отношения двух многочленов 4-й степени относительно  $\text{Re} \gamma$  и

$\text{Im}\gamma$  с коэффициентами, зависящими от  $L_1, L_2, L_3$ . Для сильно вытянутых или сплюснутых частиц, допускающих их представление соответственно вытянутыми или сплюснутыми эллипсоидами вращения,  $L_1 \approx L_2 = L, L_3 \approx 1 - 2L$ . При зондировании дисперсной системы естественным (неполяризованным) светом фактор деполяризации рассеянного под прямым углом излучения [2, 3]

$$\Delta = \frac{2 - 2M}{4 + M}, \quad (3)$$

а при использовании линейно поляризованного зондирующего излучения с вектором электрического поля, ориентированным перпендикулярно плоскости рассеяния (данный случай соответствует условиям нашего эксперимента):

$$\Delta = \frac{1 - M}{3 + 2M}. \quad (4)$$

Выражения (1)–(4) позволяют провести количественный анализ спектральной зависимости степени деполяризации рассеянного под углом  $90^\circ$  света для малых частиц различной формы с известными спектральными зависимостями  $\text{Re}\gamma(\lambda)$  и  $\text{Im}\gamma(\lambda)$ . Для «нанодисков» ( $L_1 = L_2 = 0, L_3 = 1$ )

$$M = \frac{3\text{Re}^4\gamma + 4\text{Re}^3\gamma + \text{Re}^2\gamma + 3\text{Im}^4\gamma}{3\text{Re}^4\gamma + 4\text{Re}^3\gamma + 2\text{Re}^2\gamma + 3\text{Im}^4\gamma} \rightarrow \frac{+ \text{Im}^2\gamma + 6\text{Re}^2\gamma\text{Im}^2\gamma + 4\text{Re}\gamma\text{Im}^2\gamma}{+ 2\text{Im}^2\gamma + 6\text{Re}^2\gamma\text{Im}^2\gamma + 4\text{Re}\gamma\text{Im}^2\gamma}, \quad (5)$$

для «наноигл» ( $L_1 = L_2 = 0.5, L_3 = 0$ )

$$M = \frac{3\text{Re}^4\gamma + 4\text{Re}^3\gamma + (7/4)\text{Re}^2\gamma + (1/4)\text{Re}\gamma + 3\text{Im}^4\gamma}{3\text{Re}^4\gamma + 4\text{Re}^3\gamma + 2\text{Re}^2\gamma + (1/2)\text{Re}\gamma + 3\text{Im}^4\gamma} \rightarrow \frac{+ (3/4)\text{Im}^2\gamma + 6\text{Re}^2\gamma\text{Im}^2\gamma + 4\text{Re}\gamma\text{Im}^2\gamma}{+ \text{Im}^2\gamma + 6\text{Re}^2\gamma\text{Im}^2\gamma + 4\text{Re}\gamma\text{Im}^2\gamma + (1/16)}. \quad (6)$$

В случае несферических непоглощающих частиц с  $\epsilon' \gg \epsilon_m$  значения  $\gamma$  удовлетворяют условиям  $\text{Im}\gamma = 0, \text{Re}\gamma \ll 1$  и, следовательно,  $M = 0.5$  для «нанодисков» и  $M = 0$  для «наноигл». В полосе фундаментального поглощения материала наночастиц, где имеют место значительные вариации  $\text{Re}\gamma$  и  $\text{Im}\gamma$  при изменении длины волны зондирующего излучения и, в частности,  $\text{Re}\gamma$  может принимать отрицательные значения, величина  $M$  для несферических квазидвумерных и квазиодномерных частиц будет существенно отличаться от приведенных выше энергий. В случае  $\text{Re}\gamma < 0$  существенное влияние на вариации  $M$  при изменении  $\lambda$  будут оказывать члены, линейные и кубические по  $\text{Re}\gamma$ .

В качестве модельной диэлектрической функции для «нанодисков» и «наноигл» была принята  $\epsilon(\lambda)$ , соответствующая представленным в [20] спектральным зависимостям оптических констант  $n$  и  $k$  для объемного диоксида титана (как исходного материала, используемого при синтезе нанопластин и нанолент ПТК). Аналогичный подход применялся ранее при анализе спектров экстинкции нанопластин ПТК в ближней УФ области [18, 19]. При этом было установлено, что частоты, соответствующие наблюдаемому в эксперименте пику экстинкции, предположительно

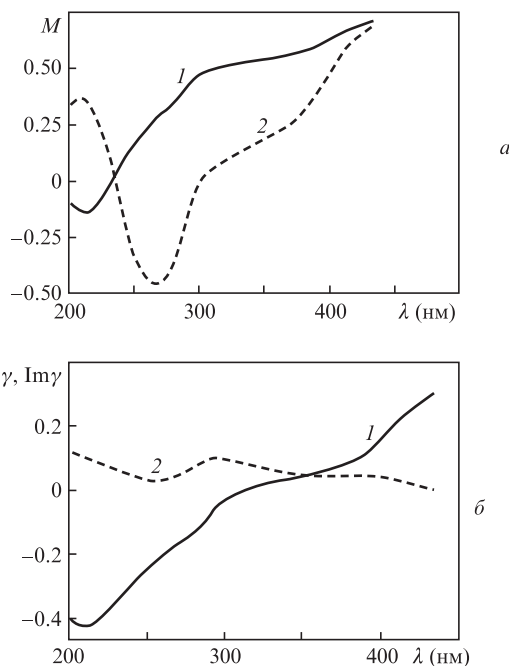


Рис.4. Модельные спектральные зависимости параметра для «нанодисков» (1) и «наноигл» (2) (а) и модельные спектральные зависимости  $\text{Re}\gamma$  (1) и  $\text{Im}\gamma$  (2) для материала с диэлектрической функцией, заимствованной из [16] (б).

но соответствующим условию Фрелиха для нанодисков ( $\epsilon' \approx 0$ ) [3], удовлетворительно согласуются с теми значениями частоты, для которых действительная часть диэлектрической функции объемного диоксида титана близка к нулю. При дальнейшем анализе модельные значения  $\text{Re}\gamma(\lambda)$  и  $\text{Im}\gamma(\lambda)$  для исходного объемного материала вычислялись в соответствии со следующими выражениями:

$$\text{Re}\gamma(\lambda) = \frac{n_m^2(\lambda)[n^2(\lambda) - k^2(\lambda) - n_m^2(\lambda)]}{[n^2(\lambda) - k^2(\lambda) - n_m^2(\lambda)]^2 + 4n^2(\lambda)k^2(\lambda)}, \quad (7)$$

$$\text{Im}\gamma(\lambda) = \frac{2n_m(\lambda)n(\lambda)k(\lambda)}{[n^2(\lambda) - k^2(\lambda) - n_m^2(\lambda)]^2 + 4n^2(\lambda)k^2(\lambda)},$$

где  $n_m(\lambda)$  – показатель преломления непоглощающей базовой среды (дистиллированной воды), содержащей частицы. На рис.4,б приведены полученные модельные зависимости  $\text{Re}\gamma(\lambda)$  и  $\text{Im}\gamma(\lambda)$ , а на рис.4,а – соответствующие модельные зависимости  $M(\lambda)$  для «нанодисков» и «наноигл». Отметим, что для «наноигл» с модельной диэлектрической функцией в окрестностях  $\lambda \approx 265$  нм достигается отрицательное значение  $M$ , близкое к предельно возможному ( $M = -0.5$  [3]).

На рис.5 приведены спектральные зависимости  $\Delta(\lambda)$ , рассчитанные по данным рис.4 для случая зондирования дисперсных систем линейно поляризованным светом (выражение (4)). Отметим общие тенденции в поведении эмпирических зависимостей  $\Delta(\lambda)$  для нанопластин и нанолент ПТК (см. рис.3) и полученных модельных зависимостей. Это наличие выраженных пиков фактора деполяризации в случае «наноигл» и нанолент ПТК, а также монотонный рост  $\Delta$  для «нанодисков» (рис.5) и нанопластин ПТК (рис.3) с уменьшением длины волны в пределах анализируемых спектральных интервалов. Вместе с тем, модельные и эмпирические зависимости характеризуются существенными количественными отличиями, проявляю-

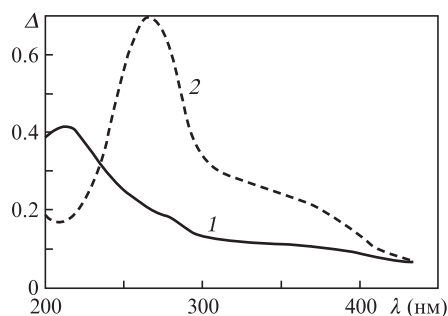


Рис.5. Модельные спектральные зависимости фактора деполяризации для «нанодисков» (1) и «наноигл» (2).

щились прежде всего в систематическом сдвиге в коротковолновую область модельных значений  $\Delta(\lambda)$  относительно полученных в эксперименте величин фактора деполяризации и существенно меньшими пиковыми значениями  $\Delta$  для нанолент по сравнению с модельными величинами для «наноигл».

Коротковолновый сдвиг модельных значений фактора деполяризации по отношению к эмпирическим данным может быть интерпретирован как следствие различий в электронной структуре и, соответственно, в спектрах диэлектрических функций для синтезируемых нанопластин и нанолент ПТК и исходного материала, обусловленных различиями в их химическом составе. Кроме того, высокая плотность дефектов структуры в синтезируемых низкоразмерных наноматериалах должна приводить к появлению выраженных «хвостов» Урбаха и оказывать существенное влияние на эффективные значения ширины запрещенной зоны для них. Наблюдаемый высокочастотный сдвиг модельных значений по отношению к эмпирическим данным, на первый взгляд, является несколько неожиданным в сопоставлении с цитируемыми выше данными [18, 19] о локализации пиков экстинкции нанопластин ПТК на длинах волн, приблизительно соответствующих условию Фрелиха  $\epsilon' \approx 0$ . Вместе с тем следует учитывать, что, в отличие от усредненных по всем возможным ориентациям частиц сечений рассеяния и поглощения, резонансы Фрелиха не проявляются столь очевидным образом в спектральных зависимостях фактора деполяризации. Также следует отметить, что небольшие отклонения эффективных значений  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  для синтезируемых наночастиц от аналогичных величин для исходного материала могут существенно влиять на  $\text{Re}\gamma(\lambda)$  и  $\text{Im}\gamma(\lambda)$ , не приводя в то же время к значительному изменению характерной длины волны, для которой  $\epsilon' \approx 0$ .

Существенно меньшие пиковые значения  $\Delta$  для нанолент ПТК по сравнению с модельными значениями для длинных нанопластин, или «наноигл», могут быть интерпретированы как следствие конечных значений фактора нанолент, для исследуемых образцов не превышающих 6–8. Следует также отметить, что пиковое модельное значение  $\Delta$  для «наноигл» достигается при  $\lambda \approx 265$  нм, что приблизительно соответствует области минимальных отрицательных значений используемой модельной диэлектрической функции, где  $\epsilon'/\epsilon_m \approx -4 \div -5$ . Отметим, что для длинных наностержней резонансное возбуждение моды Фрелиха в направлении оси стержня достигается при  $\epsilon' \rightarrow -\infty$ , тогда как резонансное возбуждение моды в ортогональном к оси направлении имеет место при  $\epsilon' \rightarrow -\epsilon_m$  [3]. Можно предположить, что возрастание фактора деполяризации в определенной степени

обусловлено увеличением эффективности возбуждения продольной моды Фрелиха в области существенно отрицательных значений  $\epsilon'$ .

#### 4. Заключение

Таким образом, для исследованных дисперсных систем низкоразмерных частиц на основе широкозонных полупроводниковых материалов характерно существенное возрастание фактора деполяризации в спектральной области, соответствующей фундаментальному поглощению материала наночастиц. При этом для частиц с существенно большей величиной одного характерного размера по сравнению с двумя другими, наблюдается выраженный пик фактора деполяризации. Сопоставление экспериментальных данных для нанолент полититаната калия с результатами моделирования для наноигл на основе диоксида титана позволяет предположить, что высота данного пика является в определенной степени индикатором «одномерности» наночастиц, достигая максимума при прочих равных условиях в предельных случаях  $L_1 \rightarrow 0.5$ ,  $L_2 \rightarrow 0.5$ ,  $L_3 \rightarrow 0$ . Полученные результаты могут быть использованы в качестве основы спектрально-поляризационного метода анализа морфологических особенностей дисперсных наносистем.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-02-90468).

1. Kerker M. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation* (New York: Acad. Press, 1969).
2. Ван де Хюлст Г. *Рассеяние света малыми частицами* (М.: ИЛ, 1961).
3. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982).
5. Heller W., Nakagaki M. *J. Chem. Phys.*, **61**, 3619 (1974).
6. Mehta R.V., Shah H.S., Desai J.N. *J. Colloid Interface Sci.*, **36**, 80 (1971).
7. Ravey J.-C. *J. Colloid Interface Sci.*, **56**, 540 (1976).
8. Khlebtsov N.G., Melnikov A.G., Bogatyrev V.A., Dykman L.A., Alekseeva A.V., Trachuk L.A., Khlebtsov B.N. *J. Phys. Chem. B*, **109**, 13578 (2005).
9. Gryczynski Z., Lukomska J., Lakowicz J.R., Matveeva E.G., Gryczynski I. *Chem Phys Lett.*, **421**, 189 (2006).
10. Calander N., Gryczynski I., Gryczynski Z. *Chem. Phys. Lett.*, **434**, 326 (2007).
11. Khlebtsov B.N., Khanadeev V.A., Khlebtsov N.G. *J. Phys. Chem. C*, **112**, 12760 (2008).
12. Khlebtsov N.G. *J. Nanophoton.*, **4**, 041587 (2010).
13. Khlebtsov B., Khanadeev V., Khlebtsov N. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **12**, 3210 (2010).
14. Khlebtsov B.N., Khanadeev V.A., Khlebtsov N.G. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **16**, doi 10.1039/C3CP55414G (2014).
15. Peilin Z., Xiangwen L., Shu Y., Tsugio S. *Appl. Catalysis B: Environmental*, **93**, 299 (2010).
16. Colodrero S., Calvo M.E., Miguez H., in: *Solar Energy* (Ed. by R.D.Rugescu) (Croatia: INTECH, 2010, p. 413).
17. Popov A.P., Priezhev A.V., Lademann J., Myllylä R. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 2564 (2005).
18. Зимняков Д.А., Ушакова О.В., Горюховский А.В., Третьяченко Е.В., Исаева Е.А., Исаева А.А., Правдин А.В. *Appl. Opt.*, **51**, 3675 (2012).
19. Зимняков Д.А., Горюховский А.В., Третьяченко Е.В., Ушакова О.В., Исаева Е.А., Исаева А.А. *Opt. Mater.*, **34**, 1865 (2012).
20. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/nk/Oxides/Gif/tio2.gif>.
21. Sanchez-Monjaras T., Gorokhovskiy A.V., Escalante-Garcia J.I. *J. Am. Ceram. Soc.*, **91**, 3058 (2008).
22. Kim T.W., Ha H.-W., Paek M.-J., Hyun S.-H., Baek I.-H., Choy J.-H., Hwang S.-J. *J. Phys. Chem. C*, **112**, 14853 (2008).