

# Нелинейные оптические свойства наночастиц золота, диспергированных в различных оптически прозрачных матрицах

© А.И. Ряснянский, В. Palpant, S. Debrus, U. Pal\*, А.Л. Степанов\*\*,\*\*\*

Institut des Nano-Sciences de Paris, CNRS — Université Pierre et Marie Curie,  
Paris, France

\* Instituto de Física, Universidad Autónoma de Puebla,  
Puebla, Mexico

\*\* Lazer Zentrum Hannover,  
Hannover, Germany

\*\*\* Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Российской академии наук,  
Казань, Россия

E-mail: ryan2000@yahoo.com

(Поступила в Редакцию 10 января 2008 г.)

При помощи классической и внеосевой (off-axis) методик Z-сканирования на длине волны 532 nm с использованием излучения наносекундного Nd:YAG-лазера исследованы нелинейные оптические свойства наночастиц золота, диспергированного в различных оптически прозрачных матрицах  $Al_2O_3$ , ZnO и  $SiO_2$ . Получены экспериментальные данные, касающиеся нелинейной рефракции в композиционных материалах. Определены величины нелинейных показателя преломления и коэффициента поглощения света, а также рассчитаны действительная и мнимая части нелинейной восприимчивости третьего порядка исследуемых структур. Показано, что для рассматриваемых композиционных материалов при выбранных условиях лазерного облучения нелинейные свойства среды обусловлены главным образом эффектом Керра, вклад которого превосходит вклад от тепловой линзы.

Работа поддержана ОФН РАН „Новые материалы и структуры“ и РФФИ (грант № 06-02-08147-офи), а также фондом CONACyT (Мексика) (грант N 46269). А.И. Ряснянский благодарит фонд НАТО (грант № 981559) за финансирование данных исследований. А.Л. Степанов выражает благодарность фонду им. Александра фон Гумбольдта и Австрийскому научному фонду в рамках программы им. Лизы Майтнер.

PACS: 42.65.-k, 42.65.Jx, 61.46.Df

## 1. Введение

Композиционные материалы на основе наночастиц металлов представляют особый интерес для лазерной физики и оптоэлектроники благодаря ультрабыстрому нелинейному оптическому отклику [1,2] а также проявлению в них гигантского электронного эффекта Керра [3–6]. Исследованию нелинейных оптических свойств сред с включениями наночастиц золота посвящено достаточно большое число научных публикаций. Была изучена зависимость нелинейных оптических свойств композиционных материалов, содержащих металлические наночастицы, от их размера и формы, особенностей методов формирования наночастиц (ионная имплантация, магнетронное распыление, химические методы синтеза и т.д.), а также параметров лазерного излучения (длительность и частота следования импульсов, длина волны излучения). Особое внимание уделялось оценке степени влияния окружающих наночастицы диэлектрических и полупроводниковых матриц на нелинейные оптические свойства материалов. Были использованы различные типы матриц, такие как, например, водные растворы [7–10], аморфные субстраты — силикатные стекла [3–5], кристаллические материалы:  $BaTiO_3$  [11],  $Al_2O_3$  [12,13],  $LiNbO_3$  [14],  $TiO_2$  [15] и др. Целью настоящей работы было исследование нелинейных оптических свойств наночастиц золота в матрицах  $Al_2O_3$ , ZnO и  $SiO_2$ .

Важнейшими характеристиками композиционного материала, обуславливающими его применение на практике, являются абсолютная величина и знак нелинейного показателя преломления ( $\gamma$ ), который может принимать либо положительное значение при самофокусировке лазерного излучения, либо быть отрицательным при самодиффузией. Очевидно также, что характерные значения  $\gamma$  зависят не только от индивидуальных свойств композиционного материала, но и от параметров используемого лазерного излучения.

Среди разнообразных методов исследования и определения нелинейных оптических характеристик композиционных материалов следует упомянуть такие, как обращение волнового фронта [1], вырожденное четырехволновое смещение частот (ВЧСЧ), позволяющее определить модуль нелинейной восприимчивости третьего порядка  $|\chi^{(3)}|$  [16], нелинейная интерферометрия [17], а также метод Z-сканирования [18]. Последний позволяет определить знак и абсолютное значение нелинейного показателя преломления независимо от степени нелинейного поглощения света материалом [18]. Ранее методика ВЧСЧ была использована для определения значения  $|\chi^{(3)}|$  в  $Al_2O_3$  с наночастицами золота на длинах волн из области поверхностного плазменного резонансного поглощения металлических частиц [15]. В настоящей работе для определения значений и знаков

**Таблица 1.** Структурные и оптические характеристики материалов с наночастицами золота

Матрица	Концентрация наночастиц, %	Толщина пленки с наночастицами, nm	Средний размер наночастиц, nm
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	8	117	3.1
SiO <sub>2</sub>	8	141	2.6
ZnO	8.68	930	

мнимой и действительной частей  $\chi^{(3)}$  наночастиц золота, находящихся в различных матрицах Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ZnO и SiO<sub>2</sub>, применяется методика Z-сканирования.

## 2. Методика эксперимента

Композиционные материалы с наночастицами золота были получены методом магнетронного распыления. Детальное описание процесса синтеза наночастиц в использованных нами матрицах приведено в работах [19] (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Au), [20] (ZnO:Au) и [6] (SiO<sub>2</sub>:Au). В табл. 1 представлены структурные характеристики исследуемых образцов, полученные из данных просвечивающей электронной микроскопии. Анализ оптических спектров поглощения композиционных материалов показал наличие селективных полос поверхностного плазменного резонанса (ППР) наночастиц золота с максимумами при  $\lambda = 525$  nm для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>,  $\lambda = 540$  nm для ZnO и  $\lambda = 500$  nm для SiO<sub>2</sub>.

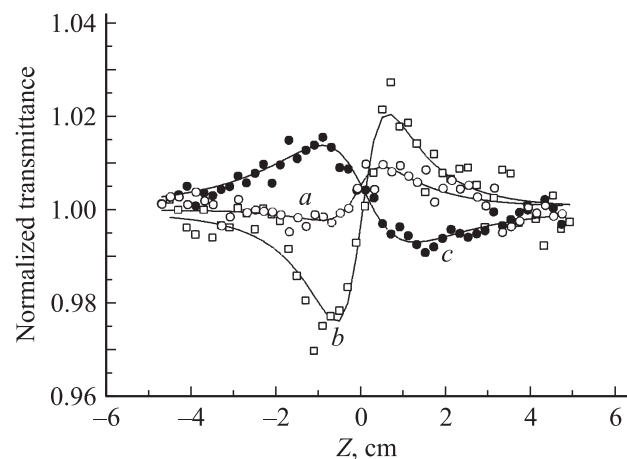
Для измерения нелинейных оптических характеристик композиционных материалов было использовано излучение Nd<sup>3+</sup>:YAG-лазера с модуляцией добротности (длительность импульсов 7 ns, длина волны излучения 532 nm, частота следования импульсов 10 Hz). Подробное описание классической и внеосевой (off-axis) методик Z-сканирования для исследования нелинейной рефракции и нелинейного поглощения приведено в работах [21,22]. Для внеосевой методики использовался скоростной фотодиод с временным откликом 500 ps. Область используемых интенсивностей лазерного излучения составляла  $5 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7$  W/cm<sup>2</sup> и была ниже порога оптического пробоя в образцах. Несмотря на достаточно большое оптическое поглощение композиционных материалов на длине волны 532 nm, необратимых структурных изменений при лазерном облучении (на возможность появления которых указывалось в работах [23,24]) в настоящем исследовании не наблюдалось.

## 3. Результаты и обсуждение

Классическая схема Z-сканирования с ограничивающей диафрагмой [18] позволяет определить знак и величину нелинейного показателя преломления исследуемых

материалов. Результаты экспериментальных измерений нормализованного пропускания (т.е. отношения энергии излучения, прошедшего через исследуемый образец, к энергии падающего излучения) образцов представлены на рис. 1. Очередность появления минимума и максимума нормализованного пропускания при перемещении образцов по Z-шкале через точку фокуса позволяет сделать заключение [18] о положительном знаке  $\gamma$  и соответственно о проявлении эффекта самофокусировки лазерного излучения в образцах Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Au (кривая *a*) и SiO<sub>2</sub>:Au (кривая *b*). Однако в образце ZnO:Au (кривая *c*) знак  $\gamma$  оказывается отрицательным, т.е. наблюдается эффект самодиффузии. На основе теории Z-сканирования, описанной в работе [18], было промоделировано поведение нормализованного пропускания (сплошные линии на рис. 1). Из условия наилучшего согласия расчетных кривых с экспериментальными данными были определены значения  $\gamma$  и  $Re\chi^{(3)}$  [18] для каждого из рассматриваемых композиционных материалов (табл. 2). Наблюдаемые различия в значениях оптических нелинейностей композиционных материалов можно объяснить различным положением максимума ППР наночастиц золота в рассматриваемых матрицах по отношению к длине волны лазерного излучения.

Классическая схема Z-сканирования без ограничивающей диафрагмы позволяет исследовать нелинейное поглощение в композиционных материалах независимо от проявления материалом нелинейной рефракции [18]. Экспериментальные зависимости нормализованного пропускания для образцов Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Au и SiO<sub>2</sub>:Au приведены на рис. 2. Сплошными линиями показаны теоретические кривые, которые получены с использованием теории, представленной в [25]. Форма кривых нормализованного пропускания указывает на то, что коэффициент нелинейного поглощения  $\beta$  в этих ма-



**Рис. 1.** Зависимости нормализованного пропускания для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Au (*a*), SiO<sub>2</sub>:Au (*b*) и ZnO:Au (*c*) в схеме с ограничивающей диафрагмой. Сплошными линиями представлены теоретические зависимости, рассчитанные на основе теории Z-сканирования, представленной в [18].  $I_0 = 5.7$  (*a*), 28 (*b*) и 8 MW · cm<sup>-2</sup> (*c*).

**Таблица 2.** Нелинейные оптические характеристики материалов с наночастицами золота

Матрица	$\gamma, 10^{-9}$ $\text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$	$\text{Re}\chi^{(3)}, 10^{-7}$ esu	$\beta, 10^{-3}$ $\text{cm} \cdot \text{W}^{-1}$	$\text{Im}\chi^{(3)}, 10^{-7}$ esu	$ \chi^{(3)} , 10^{-7}$ esu	$ \chi_m^{(3)} , 10^{-8}$ esu
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	7.62	5.03	-1.31	-5.33	7.33	6.25
SiO <sub>2</sub>	2.97	1.38	-0.12	-0.067	1.38	2.7
ZnO	-1.31	-1.47			1.47	2.46

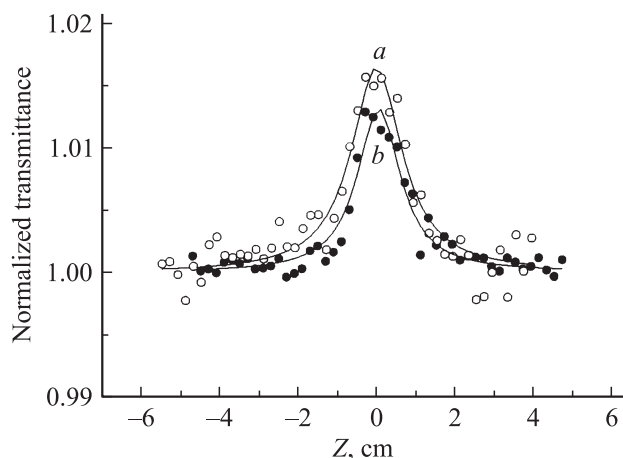
териалах отрицателен [25], что характерно для насыщенного поглощения. Для образца ZnO: Au нелинейное поглощение не зарегистрировано. На основе теории, представленной в [25], были рассчитаны значения  $\beta$  и мнимой части  $\text{Im}\chi^{(3)}$  (табл. 2). При анализе нелинейных оптических свойств композиционных материалов необходимо учитывать оптические нелинейности самой матрицы, содержащей наночастицы. Что касается Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> и ZnO без металлических наночастиц, для используемых в настоящей работе параметров лазерного излучения нелинейные рефракция и поглощение в них зарегистрированы не были. Известные из литературы значения  $\gamma$  указанных матриц на длине волны 532 nm соответствуют  $3.3 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [26],  $-9 \cdot 10^{-15} \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  для ZnO [27] и  $2.24 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  для SiO<sub>2</sub> [28]. Как видно, данные значения существенно меньше величин  $\gamma$  в композиционных материалах с металлическими наночастицами.

При оценке оптических нелинейностей слоев с металлическими наночастицами, а также матриц, на которые они нанесены, необходимо учитывать эффективные толщины составляющих. Вклад того или иного материала определяется величиной, характеризующей фазовый сдвиг импульса в фокусе в результате нелинейной рефракции ( $\Delta\Phi_0 = k\gamma I_0 L_{\text{eff}}$ , где  $k$  — волновой вектор,  $L_{\text{eff}}$  — эффективная толщина образца) [18]. Параметр  $\Delta\Phi_0$  в свою очередь определяет амплитуду

зависимости нормализованного пропускания (рис. 2). Например, при одной и той же длине волны и интенсивности излучения пленка с наночастицами толщиной  $L_{\text{eff}} = 100 \text{ nm}$  с величиной нелинейного показателя преломления  $\gamma = 1 \cdot 10^{-10} \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  будет вызывать тот же фазовый сдвиг импульса, а соответственно и ту же амплитуду нормализованного пропускания (рис. 2), что и матрица толщиной  $L_{\text{eff}} = 10 \text{ cm}$  с  $\gamma = 1 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ . В нашем случае образцы представляли собой матрицы с толщинами 1 mm для ZnO, 2 mm для SiO<sub>2</sub> и 2.5 mm для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, а толщины пленок, нанесенных на эти матрицы, варьировались в пределах 100–1000 nm. Расчетные оценки показывают, что значения  $\Delta\Phi_0$  слоев с наночастицами превышают таковые для матриц более чем на два порядка.

Таким образом, можно сделать вывод о доминирующем вкладе металлических наночастиц в общую оптическую нелинейность композиционных материалов. На основе значений  $\text{Im}\chi^{(3)}$  и  $\text{Re}\chi^{(3)}$  была рассчитана величина  $|\chi^{(3)}|$  (табл. 2).

Рассмотрим далее особенности нелинейной рефракции в исследуемых материалах с металлическими наночастицами. Отметим, что вклад в величину нелинейного показателя преломления композиционного материала может вносить тепловой эффект, обусловленный передачей энергии от нагретых лазерным излучением наночастиц в окружающую их прозрачную матрицу, что влечет изменение ее плотности [29]. Характерное время, требуемое для проявления данного процесса ( $t$ ), определяется отношением радиуса лазерного пучка в фокусе линзы ( $w_0$ ) в установке по Z-сканированию к значению скорости звука в матрице ( $v$ ), содержащей наночастицы. Исходя из условий экспериментов ( $w_0 = 35 \mu\text{m}$  для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: Au, SiO<sub>2</sub>: Au и  $w_0 = 45 \mu\text{m}$  для ZnO: Au), — а также с учетом величин  $v$  для исследуемых матриц ( $v = 6700 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>,<sup>1</sup>  $6590 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  для ZnO [31] и  $5939 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  для SiO<sub>2</sub> [32]) были определены значения  $t$ , составившие 5.2, 5.8 и 5.9 ns соответственно. Полученные длительности процессов  $t$  оказываются достаточно близкими к длительности импульсов используемого лазера ( $\tau = 7 \text{ ns}$ ). Данное обстоятельство указывает на необходимость учета теплового эффекта при рассмотрении природы нелинейной рефракции в исследуемых композиционных материалах. Более того, следует отме-



**Рис. 2.** Зависимости нормализованного пропускания для Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: Au (a) и SiO<sub>2</sub>: Au (b) в схеме с открытой диафрагмой. Сплошными линиями представлены теоретические зависимости, рассчитанные на основе теории Z-сканирования, представленной [25].  $I_0 = 5.7$  (a) и  $28 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$  (b).

<sup>1</sup> The value of the longitudinal sound velocity in amorphous Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> synthesized by RF-sputtering was measured by B. Perrin and co-workers [30].

тить возможность проявления накопительного теплового эффекта, возникающего при использовании лазерных импульсов с большой частотой следования (килоггерцы или мегагерцы [33]). Однако применение в настоящей работе низкой частоты следования импульсов (10 Hz) позволяет исключить данный накопительный эффект из рассмотрения.

С целью получения дополнительной информации о природе нелинейной рефракции в материалах с наночастицами была использована внеосевая методика Z-сканирования. Отличие настоящего эксперимента от классической схемы Z-сканирования с ограничивающей диафрагмой заключалось в смещении положения диафрагмы перпендикулярно оптической оси установки (в настоящей работе на 5 mm). Данная методика позволяет оценить временное и пространственное разрешение нормализованного пропускания, измеряемого для различных значений положения диафрагмы (на оптической оси и при ее смещении) [29]. При этом образец помещается в область минимального пропускания по Z-шкале и замеряется временной (temporal) профиль падающего и прошедшего через образец лазерного импульса. Ранее подобный эксперимент был проведен с коллоидным золотом [29], в котором было зафиксировано изменение формы и амплитуды импульса после его прохождения через образец по сравнению с зарегистрированными в отсутствие образца. На рис. 3 представлены осциллограммы падающего импульса (1) и импульса, прошедшего образец (2), измеренные при смещенной относительно оптической оси диафрагме, при положении образцов в области  $Z = +0.5$  cm для  $Al_2O_3: Au$  (кривая *a* на рис. 1),  $Z = +0.7$  cm для  $SiO_2: Au$  (кривая *b* на рис. 1) и  $Z = -0.9$  cm для  $ZnO: Au$  (кривая *c* на рис. 1). Из приведенных осциллограмм видно, что различие между падающими импульсами и импульсами, прошедшими через исследуемые образцы, заключается в величине амплитуды, однако при этом временного сдвига между импульсами не наблюдается. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод о незначительном влиянии теплового эффекта и преобладающем влиянии электронных нелинейностей.

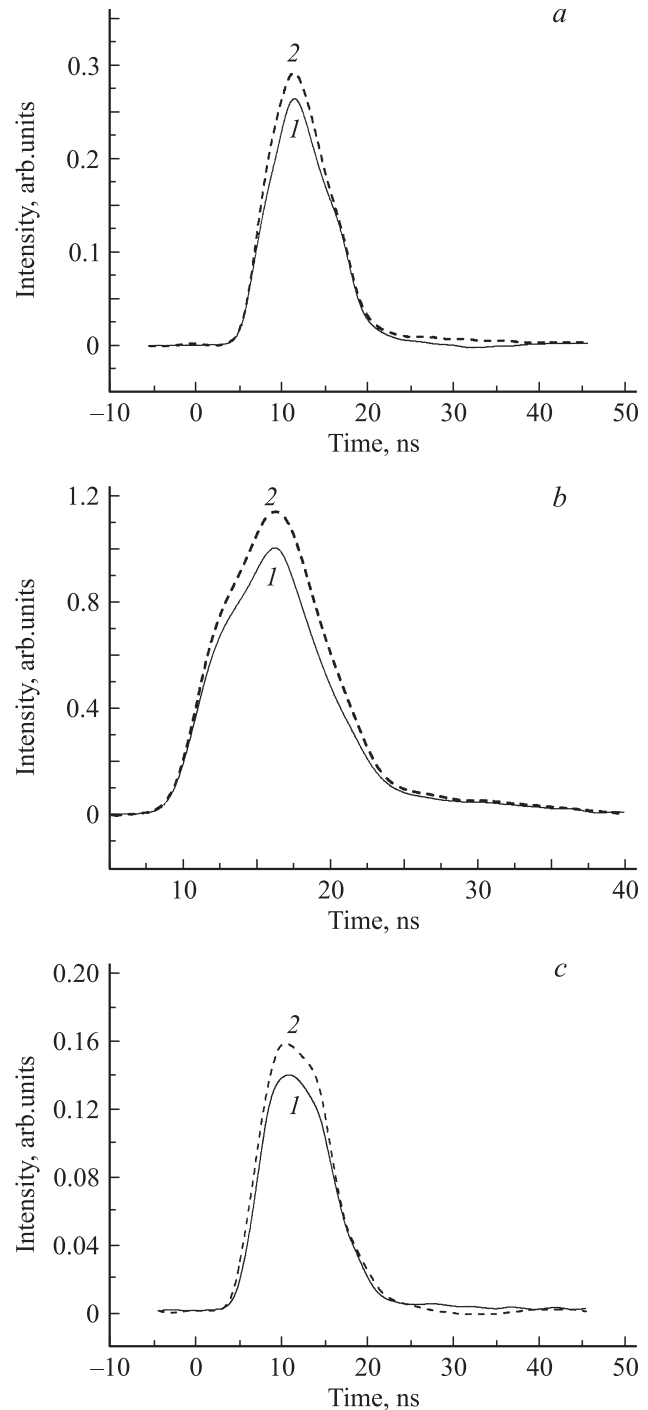
Пусть нелинейная восприимчивость третьего порядка наночастиц золота есть  $\chi_n^{(3)}$ , тогда нелинейная восприимчивость композиционного материала может быть записана в следующем виде [16]:

$$\chi^{(3)} = p|f^2|f^2\chi_n^{(3)}, \tag{1}$$

где  $p$  — объемная доля металлических наночастиц в композиционном материале (фактор заполнения), из которого состоят наночастицы,  $f$  — фактор локального поля,

$$f = \frac{3\epsilon_d}{\epsilon_m + 2\epsilon_d}. \tag{2}$$

Здесь  $\epsilon_d$  и  $\epsilon_m$  — диэлектрические проницаемости матрицы и металла соответственно. Выражение (2) может быть применено для описания свойств композиционных



**Рис. 3.** Временные профили падающего лазерного импульса (1) и импульса, прошедшего через образец (2), измеренные при смещенной от оптической оси диафрагме. *a* —  $Al_2O_3: Au$ , *b* —  $SiO_2: Au$ , *c* —  $ZnO: Au$ .

материалов, имеющих малое содержание металлических наночастиц [34]. Ранее было показано, что с увеличением  $p$  в композиционном материале  $f$  отличается от значения, получаемого по формуле (2). Однако это отклонение незначительно для  $SiO_2: Au$  при  $p = 8\%$  [34], как и в рассматриваемых образцах  $Al_2O_3: Au$  и  $SiO_2: Au$

(табл. 1,  $p = 8\%$ ), а также ZnO: Au (табл. 1,  $p = 8.68\%$ ). Используя уравнения (1) и (2), можно рассчитать значения  $|\chi^{(3)}|$  композиционных материалов для длины волны 532 nm (табл. 2). Отметим, что полученные расчетные значения  $\chi_m^{(3)}$  находятся в хорошем согласии с данными по  $\chi_m^{(3)}$  других авторов ( $5 \cdot 10^{-8}$  esu для [16],  $2-4 \cdot 10^{-8}$  esu для H<sub>2</sub>O: Au [35]).

#### 4. Заключение

В работе представлены результаты измерений нелинейных оптических характеристик различных материалов (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub> и ZnO) с наночастицами золота с помощью метода Z-сканирования. Измерены значения действительной и мнимой частей нелинейной восприимчивости третьего порядка на длине волны 532 nm. Различия в значениях оптических нелинейностей разных композиционных материалов, по-видимому, связаны с различием в положении ППП наночастиц золота в используемых матрицах. Применение внеосевой методики Z-сканирования позволило сделать вывод о преобладающем вкладе электронных оптических нелинейностей при практически отсутствующем влиянии тепловых эффектов.

#### Список литературы

- [1] T. Tokizaki, A. Nakamura, S. Kaneko, K. Uchida, S. Omi, H. Tanji, Y. Asahara. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 941 (1994).
- [2] H. Inouye, K. Tanaka, I. Tanahashi, Y. Kondo, K. Hirao. *J. Phys. Soc. Jpn.* **68**, 3810 (1999).
- [3] Р.А. Ганеев, А.И. Ряснянский, А.Л. Степанов, Т. Усманов. *ФТТ* **45**, 1292 (2003).
- [4] R.A. Ganeev, A.I. Ryasnyanskiy, A.L. Stepanov, T. Usmanov. *Phys. Status Solidi B* **4**, 935 (2004).
- [5] R.A. Ganeev, A.I. Ryasnyanskiy, A.L. Stepanov, T. Usmanov. *Opt. Quant. Electron.* **36**, 949 (2004).
- [6] N. Pinçon, B. Palpant, D. Prot, E. Charron, S. Debrus. *Eur. Phys. J. D* **19**, 395 (2002).
- [7] R.A. Ganeev, M. Baba, A.I. Ryasnyanskiy, M. Suzuki, H. Kuroda. *Opt. Commun.* **240**, 437 (2004).
- [8] L. Francois, M. Mostafavi, J. Belloni, J.F. Delouis, J. Delaire, P. Feneyrou. *J. Phys. Chem. B* **104**, 6133 (2000).
- [9] R.A. Ganeev, A.I. Ryasnyanskiy, Sh.R. Kamalov, N.V. Kamalina, I.A. Kulagin, M.K. Kodirov, T. Usmanov. *Nonlin. Opt.* **28**, 263 (2002).
- [10] R.A. Ganeev, A.I. Ryasnyanskiy, S.R. Kamalov, M.K. Kodirov, T. Usmanov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 1602 (2001).
- [11] G. Yang, W.-T. Wang, G.-Z. Yang, Z.-H. Chen. *Chin. Phys. Lett.* **20**, 924 (2003).
- [12] J.M. Ballesteros, R. Serna, J. Solis, C.N. Afonso, A.K. Petford-Long, D.H. Osborne, R.F. Haglung, jr. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2445 (1997).
- [13] R.A. Ganeev, A.I. Ryasnyanskiy, A.L. Stepanov, C. Marques, R.C. da Silva, E. Alves. *Opt. Commun.* **253**, 205 (2005).
- [14] S.S. Sarkisov, E. Williams, M. Curley, D. Ila, P. Venkateswarlu, D.B. Poker, D.K. Hensley. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res.* **141**, 294 (1998).
- [15] H.B. Liao, R.F. Xiao, J.S. Fu, H. Wang, K.S. Wong, G.K.L. Wong. *Opt. Lett.* **23**, 388 (1998).
- [16] F. Hache, D. Ricard, C. Flytzanis, U. Kreibig. *Appl. Phys. A* **47**, 347 (1988).
- [17] M.J. Morgan, C.Y. She, R.L. Carman. *IEEE J. Quantum Electron.* **11**, 259 (1975).
- [18] M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.-H. Wei, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland. *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 760 (1990).
- [19] A. Dakka, J. Lafait, C. Sella, S. Rerthier, M. Abd-Lefdil, J.-C. Martin, M. Maaza. *Appl. Opt.* **39**, 2745 (2000).
- [20] U. Pal, E. Aguila Almanza, O. Vázquez Cuchillo, N. Koshizaki, T. Sasaki, S. Terauchi. *Solar Energy Mater. Solar Cells.* **70**, 363 (2001).
- [21] S. Debrus, J. Lafait, M. May, N. Pinçon, D. Prot, C. Sella, J. Venturini. *J. Appl. Phys.* **88**, 4469 (2000).
- [22] H. Ma, A.S.L. Gomes, Cid B. de Araujo. *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2666 (1999).
- [23] R. Serna, J.M. Ballesteros, J. Solis, C.N. Afonso, D.H. Osborne, R.F. Haglung, A.K. Petford-Long. *Thin Solid Films* **318**, 96 (1998).
- [24] D.H. Osborne, R.F. Haglung, F. Gonella, F. Garrido. *Appl. Phys. B* **66**, 517 (1998).
- [25] Ch.H. Kwak, Y.L. Lee, S.G. Kim. *JOSA B* **16**, 600 (1999).
- [26] R. Adair, L.L. Chase, S.A. Payne. *Phys. Rev. B* **39**, 3337 (1989).
- [27] R. De Salvo, A.A. Said, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, M. Sheik-Bahae. *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1324 (1996).
- [28] X.J. Zhang, W. Ji, S.H. Tang. *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1951 (1997).
- [29] S. Mehendale, S.R. Mishra, K.S. Bindra, M. Laghate, T.S. Dhani, K.S. Rustagi. *Opt. Commun.* **133**, 273 (1997).
- [30] B. Perrin. Private communication.
- [31] D.C. Look. *Sem. Sci. Tech.* **20**, 355 (2005).
- [32] P. Esquinazi, R. Konig, F. Pobell. *Physica B* **219-220**, 247 (1996).
- [33] M. Falconieri, G. Salvetti, E. Cattaruzza, F. Gonella, G. Mattei, P. Mazzoldi, M. Piovesan, G. Battaglin, R. Polloni. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 288 (1998).
- [34] D. Prot, D.B. Stout, J. Lafait, N. Pinçon, B. Palpant, S. Debrus. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **4**, S 99 (2002).
- [35] M.J. Bloemer, J.W. Haus, P.R. Ashley. *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 790 (1990).