

# Генерация излучения третьей гармоники в коротковолновом УФ спектральном диапазоне единичной плазмонной наноструктурой

П.Н.Мелентьев, А.А.Кузин, А.Е.Афанасьев, В.И.Балыкин

*Представлены результаты экспериментальных исследований нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения с наноструктурами, изготовленными в наноплёнках золота и алюминия. Показано, что, несмотря на большой коэффициент восприимчивости  $\chi_3$  алюминия в сравнении с золотом, эффективность генерации третьей гармоники на длине волны 260 нм значительно выше для наноструктур, изготовленных в золотой наноплёнке, в силу эффективного возбуждения локализованного плазмонного резонанса на фундаментальной частоте.*

**Ключевые слова:** генерация гармоник, УФ спектральный диапазон, плазмонный резонанс, наноплёнка.

## 1. Введение

Основными элементами наноплазмоники являются плазмонные структуры, изготовленные из металлов и имеющие размер в нанометровом диапазоне. Малые геометрические размеры наноструктур ограничивают движение свободных электронов металла, в результате формируются пространственные моды электронных колебаний (локализованные плазмонные резонансы) с резонансными частотами в широком диапазоне: от УФ до СВЧ. Локализованные плазмонные резонансы определяются движениями гигантского числа электронов, участвующих в коллективных осцилляциях электронного облака наноструктуры (сила осциллятора резонансов  $f \sim 10^5$ ). Взаимодействие наноструктуры с лазерным излучением на частотах её локализованных плазмонных резонансов приводит к большим значениям амплитуды электрического поля вблизи наноструктуры, превышающим амплитуду поля в падающей волне. Таким образом, наноструктура позволяет локализовать энергию на размерах, значительно меньших длины волны света [1, 2]. Известны различные практические применения эффекта локального усиления поля: оптическая микроскопия с нанометровым разрешением [3, 4], биосенсоры [5], оптическая нанолитография [6], фотовольтаика [7], регистрация света и фотодетекторы [8].

При рассмотрении динамики электронов в твёрдом теле важно разделять коллективные колебания электронов и динамику экранированных электронов. Так, га-

милтониан, характеризующий взаимодействие между электронами в твёрдом теле, можно представить в виде двух слагаемых [9]:

$$H = \sum_{ij(i \neq j)} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} = \sum_{ij(i \neq j)} \left\{ \sum'_{|r_i - r_j| > \lambda_{\min}} + \sum_{|r_i - r_j| < \lambda_{\min}} \right\} \frac{e^2}{|r_i - r_j|}, \quad (1)$$

где значение  $\lambda_{\min}$  определяется экранированием заряда в электронной плазме (в твёрдом теле невозможно возбудить плазмонные волны с длиной волны, меньшей длины экранирования зарядов (дебаевской длины)  $l_D = v_F/\omega_p$ );  $v_F$  – скорость электронов на поверхности Ферми;  $\omega_p$  – плазменная частота [9]. В выражении (1) в явном виде разделены суммирование по участвующим в коллективных колебаниях электронам (плазмонам) и суммирование, распространяющееся на пары электронов, находящихся внутри сферы экранирования заряда. Полный гамилтониан взаимодействия электронов включает в себя (помимо перечисленных членов) слагаемое, описывающее взаимодействие экранированных электронов с коллективными колебаниями электронов [9].

Пример практического использования динамики единичных (экранированных) электронов в плазмонных наноструктурах – однофотонная [10–12] и многофотонная [13–16] люминесценция. Фотолюминесценция в металлах возникает в результате взаимодействия света с металлом, которое определяется соответствующими межзонными и внутризонными переходами и динамикой единичных (экранированных) электронов [10–12]. В настоящее время интерес к фотолюминесценции вызван возможностью применения металлических наночастиц в качестве терапевтических биомаркеров, поскольку они могут одновременно обеспечивать проведение микроскопии глубоких тканей, а также использоваться для локального нагрева при фототерапии клеток [17–19]. Однако в приложениях наноплазмоники экранированные электроны, взаимодействуя с коллективными колебаниями электронов (плазмонами), ответственны за один из каналов потерь энергии плазмонных колебаний (потери Ландау) [20].

В сильных лазерных полях движение свободных электронов плазмонных наноструктур характеризуется большими амплитудами колебаний. Это приводит к проявлению

**П.Н.Мелентьев, В.И.Балыкин.** Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, Пионерская ул., 2; e-mail: balykin@isan.troitsk.ru

**А.А.Кузин.** Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9

**А.Е.Афанасьев.** Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5

нию ангармонизма в движении облака электронов и, как следствие, к возникновению эффективного нелинейного дипольного момента в наноструктуре [21]. Известными результатами нелинейно-оптического взаимодействия лазерного излучения с наноструктурами являются генерация гармоник [22–29] и параметрическое сложение частот [30–33].

В работе [34] было продемонстрировано, что контроль геометрии наноструктуры позволяет управлять характером её нелинейно-оптического взаимодействия с лазерным излучением. Так, создание в наноструктуре «шероховатостей» с размером около 10 нм может приводить к доминированию динамики единичных электронов, и, как следствие, нелинейно-оптическое взаимодействие проявляется как многофотонная люминесценция. При этом излучение от наноструктуры характеризуется большой спектральной шириной. Принципиально другой сценарий взаимодействия реализуется при создании наноструктуры с гладкой поверхностью. В этом случае её взаимодействие с лазерным излучением характеризуется в основном когерентной динамикой свободных электронов (плазмонов). Результатом такого взаимодействия является генерация гармоник излучения, имеющего малую спектральную ширину.

Главная проблема практического использования оптической нелинейности плазмонных наноструктур – её низкая эффективность (большие оптические потери в металле приводят к быстрому нагреву наноструктуры и, как следствие, к её катастрофическому плавлению [35]). На практике интенсивность лазерного излучения на фундаментальной частоте ограничена величиной  $\sim 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Рекордные значения эффективности генерации гармоник составляют  $\sim 10^{-6}$  [29, 34, 36], что, на первый взгляд, кажется очень маленьким, однако необходимо учитывать также чрезвычайно малый объём наноструктуры, с которым взаимодействует лазерное излучение. С учётом этого обстоятельства эффективность генерации гармоник в наноструктуре, приведённая к её объёму, составляет рекордно большую величину, превышающую более чем на шесть порядков соответствующее значение для широко применяемых в оптике нелинейных материалов, таких как LiIO<sub>3</sub>, KDP, КТР или LiNbO<sub>3</sub> [37].

Особый практический интерес представляет генерация гармоник наночастицами на частотах УФ диапазона. Во-первых, это позволяет реализовать нанолокализованные источники УФ излучения, необходимые для нанодиагностики и нанолитографии. Во-вторых, высокая оптическая нелинейность наночастиц в УФ спектральном диапазоне может использоваться в фототерапии клеток [38].

## 2. Генерация УФ излучения плазмонными наноструктурами

Генерация УФ излучения плазмонными наноструктурами изучена слабо. Существует всего несколько экспериментальных работ [39–41], демонстрирующих генерацию третьей гармоники при возбуждении наноструктур излучением титан-сапфирового лазера. Так, в работе [41] от единичной золотой наноструктуры был получен поток УФ фотонов  $10^4$  фотон/с.

Золото – наиболее распространённый плазмонный материал. Однако недавние исследования показали, что алюминий обладает значительно большей оптической нелинейностью по сравнению с золотом. Так, в работах

[42, 43] продемонстрировано, что на длине волны 1550 нм значение коэффициента восприимчивости  $\chi_3$  для алюминия на три порядка больше, чем для золота, а на длине волны 780 нм различие составляет два порядка [44]. Таким образом, следует ожидать, что наноструктуры из алюминия могут быть более эффективным (в сравнении с золотыми наночастицами) источником генерации третьей гармоники в УФ области спектра. В настоящей работе представлены результаты исследований генерации третьей гармоники золотыми и алюминиевыми наноструктурами.

Существенными недостатками металлических наноструктур при использовании их в качестве нелинейных элементов для создания локализованных источников излучения являются: наличие сопутствующего значительного фона возбуждающего излучения на основной частоте; разрушение наноструктур при высокой мощности падающего излучения, что, в свою очередь, сильно ограничивает эффективность нелинейного процесса. Нанообъектом, лишенным данных недостатков и одновременно обладающим сильными нелинейными свойствами, является наноотверстие в металлической плёнке.

Согласно принципу Бабины оптические свойства наноотверстия в идеальном металле могут быть напрямую связаны со свойствами комплементарного наноотверстия металлического нанодиска (имеющего те же размеры, что и наноотверстие) [45]. Однако для применений в нелинейной нанооптике [34, 42] наноотверстие в металлическом экране обладает рядом преимуществ. Это незначительный фон от возбуждающего излучения, сильно ослабленный из-за малого пропускания наноотверстия, и устойчивость к излучению большой интенсивности, обусловленная эффективным теплоотводом в металлической плёнке, в которой изготовлено наноотверстие [42].

В настоящей работе для создания нанолокализованного источника генерации третьей гармоники в УФ области спектра исследуются наноструктуры в виде наношели в металлической плёнке золота или алюминия. В соответствии с принципом Бабины такие наноструктуры являются комплементарными к наиболее используемым в нанооптике наноструктурам – наностержням. Как и наностержень, наношель может обладать двумя плазмонными резонансами, возбуждаемыми излучениями, поляризованными вдоль и перпендикулярно наношели [1].

На рис.1 представлены результаты расчётов усиления электрического поля в наношелях при их облучении плоской монохроматической волной с

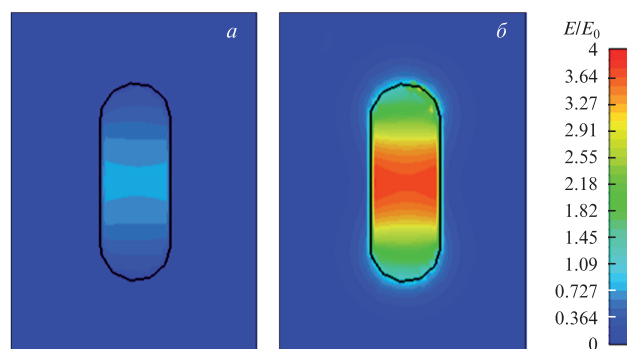


Рис.1. Результаты расчётов усиления электрического поля в наношелях при их облучении плоской монохроматической волной с длиной волны 780 нм: *a* – наношель размером 80×225 нм в алюминиевой плёнке толщиной 200 нм; *б* – наношель размером 80×175 нм в золотой плёнке толщиной 200 нм.

ской монохроматической волной с длиной волны 780 нм. Расчёты проведены методом FDTD (finite-difference time-domain). Параметры нанощелей (см. рис.1) выбраны по результатам экспериментальных измерений, поскольку именно для нанощелей с приведёнными геометрическими размерами был реализован максимальный сигнал генерации третьей гармоники. Как видно из рисунка, усиление поля в нанощели, изготовленной в золотой плёнке, составляет  $E/E_0 = 4$ , в то время как для нанощели, изготовленной в плёнке алюминия,  $E/E_0 = 1.09$ . Это различие связано с тем, что золото обладает лучшими плазмонными свойствами на длине волны 780 нм по сравнению с алюминием.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Наноструктуры в виде нанощелей были изготовлены в наноплёнках алюминия и золота (обе толщиной 200 нм) с помощью сфокусированного ионного пучка. Наноплёнки получены в результате термического осаждения в вакуумной камере при давлении  $10^{-6}$  Тор. Нанощели в обеих плёнках были идентичны по геометрии; их ширина составляла 80 нм, а длина варьировалась от 75 до 525 нм с шагом 25 нм. На рис.2, б–г представлены изображения, полученные с помощью растрового электронного микроскопа, изготовленных экспериментальных образцов с нанощелями. Для проверки воспроизводимости результатов в каждой наноплёнке было изготовлено по 16 нанощелей каждого размера. Расстояние между нанощелями выбрано равным 10 мкм. Это расстояние в несколько раз превышает диаметр пятна остросфокусированного возбуждающего лазерного пучка, что позволило нам в эксперименте исследовать генерацию третьей гармоники от единичных наноструктур.

Схема экспериментальной установки для исследования генерации третьей гармоники от нанощелей в поле лазерного излучения представлена на рис.2, а. Импульс излучения лазера длительностью 60 фс с центральной длиной волны 780 нм фокусировался объективом ( $15^\circ$ , NA = 0.3) в пятно диаметром 2.5 мкм на поверхность образца, установленного в предметной плоскости инвертированного микроскопа. Максимальная пиковая интенсивность лазерного излучения, при которой ещё не происходило разрушения образцов, составила  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Оптический инвертированный микроскоп для одновременного исследования в видимой и ультрафиолетовой

областях спектра был создан на базе коммерческого микроскопа Nikon Eclipse. В созданном микроскопе использованы УФ кварцевые линзы, алюминиевые зеркала, зеркальные объективы. Излучение от наноструктуры собиралось зеркальным объективом ( $40^\circ$ , NA = 0.5) и анализировалось с помощью CCD-камеры или спектрометра, оснащённого CCD-камерой Hamamatsu, квантовая эффективность которой в УФ диапазоне превышала 20%. Для подавления излучения на фундаментальной частоте после объектива был установлен полосовой фильтр с центральной длиной волны 260 нм и полосой пропускания 60 нм. Такой микроскоп позволяет проводить оптические измерения в спектральном диапазоне от 220 до 950 нм.

На рис.3, а представлен спектр пропускания единичного нанотверстия диаметром 150 нм в плёнке золота толщиной 200 нм, созданной на поверхности ультратонкой (40 нм) мембраны оксида кремния [46, 47]. Использование ультратонкой мембраны необходимо для создания сквозного нанотверстия (как в наноплёнке, так и в мембране), пропускающего излучение на длине волны 260 нм. В измеренном спектре видны три линии излучения ртутной лампы, что показывает возможности созданного микроскопа для проведения измерений в ультрафиолетовом спектральном диапазоне.

Мы исследовали генерацию третьей гармоники от трёх типов образцов: подложки без нанесённого на неё металла; подложки, покрытой металлом (золото, алюминий); подложки, покрытой металлической плёнкой с наноструктурами. Сигнал третьей гармоники был зарегистрирован только от образцов с наноструктурами. Таким образом, эффективность генерации третьей гармоники наноструктурами значительно превышает эффективность генерации третьей гармоники в диэлектрической подложке и наноплёнке металла.

Характерный спектр генерации третьей гармоники от нанощели приведён на рис.3, б. Как видно из рисунка, измеренный спектр содержит пик на длине волны 260 нм, составляющий 1/3 от длины волны излучения на фундаментальной частоте. Измеренная зависимость от интенсивности накачки сигнала третьей гармоники от наноструктур в виде нанощелей хорошо аппроксимируется кубической зависимостью, что подтверждает трёхфотонный характер регистрируемого излучения. Таким образом, спектр, приведённый на рис.3, б, является спектром генерации третьей гармоники.

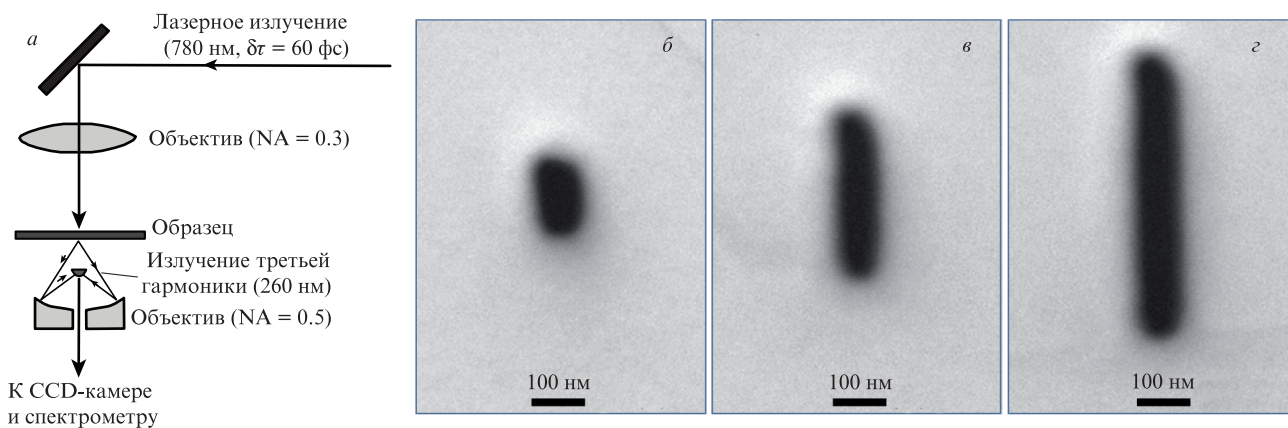


Рис.2. Схема эксперимента (а) и полученные с помощью электронного микроскопа изображения нанощелей в плёнке золота одинаковой ширины с длинами 150 (б), 325 (в) и 550 нм (г).

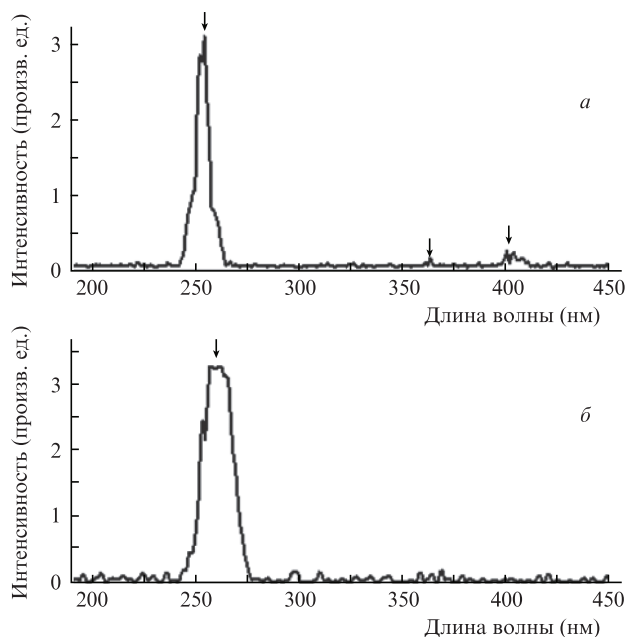


Рис.3. Спектры излучения ртутной лампы, прошедшего nanoотверстие диаметром 150 нм (а), и генерации третьей гармоники от единичной nanoщели (б). Стрелками обозначены линии ртутной лампы.

На рис.4 представлены измеренные эффективности генерации излучения третьей гармоники для nanoщелей разной длины, изготовленных в nanoплёнках золота и алюминия. Видно, что эффективность генерации третьей гармоники сильно зависит от длины nanoщели. Наибольшая эффективность реализуется для nanoщели длиной 175 нм в золотой nanoплёнке и nanoщели длиной 225 нм в алюминиевой nanoплёнке. Как следует из наших расчётов, именно в nanoщелях таких размеров возбуждается плазмонный резонанс на фундаментальной частоте. Возбуждение плазмонного резонанса приводит к значительному увеличению амплитуды поля на фундаментальной частоте и, как следствие, к увеличению эффективности генерации третьей гармоники.

Проведённые измерения показали, что поток фотонов излучения третьей гармоники от nanoщели длиной 175 нм в золотой nanoплёнке  $P = 9 \times 10^5$  фотон/с. Это на два порядка больше известных результатов по генерации тре-

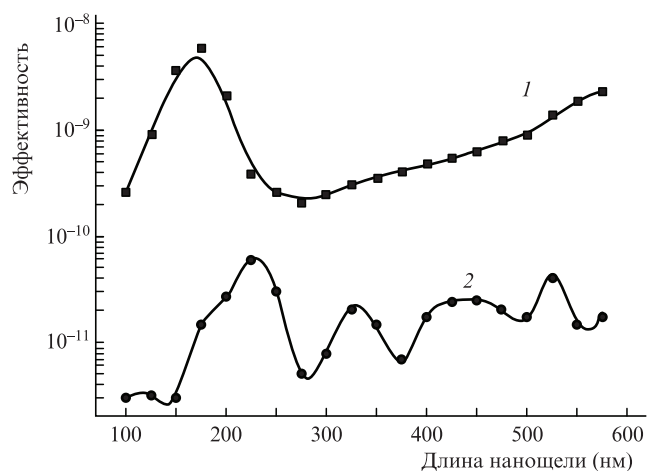


Рис.4. Эффективность генерации третьей гармоники от nanoщелей разной длины, изготовленных в nanoплёнках золота (1) и алюминия (2).

твей гармоники от золотых nanoстержней [41]. Именно использование комплементарной геометрии nanoструктуры (nanoщель) позволило нам значительно увеличить интенсивность поля на фундаментальной частоте, что и привело к значительному увеличению мощности излучения на частоте третьей гармоники.

Как следует из рис.4, эффективность генерации третьей гармоники от nanoщелей в золотой nanoплёнке на два порядка превышает соответствующую эффективность для nanoщелей в алюминиевой nanoплёнке. Этот факт сам по себе удивителен, поскольку известно, что коэффициент  $\chi_3$  для алюминия на фундаментальной частоте (780 нм) на два порядка превышает значение соответствующего коэффициента для золотой плёнки [42, 43]. Поэтому ожидалось, что эффективность генерации третьей гармоники от nanoструктур, изготовленных в алюминиевой nanoплёнке, будет значительно выше, чем от nanoструктур, изготовленных в золотой nanoплёнке. Именно эффективное возбуждение плазмонного резонанса на фундаментальной частоте в золоте и, напротив, малое увеличение амплитуды поля на фундаментальной частоте в алюминии (алюминий имеет пик поглощения на длине волны 780 нм) объясняют значительное преимущество золота в качестве эффективного источника генерации третьей гармоники в ультрафиолетовом спектральном диапазоне.

#### 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе проведены исследования нелинейно-оптического взаимодействия излучения титан-сапфирового лазера с единичными nanoструктурами, изготовленными в nanoплёнках алюминия и золота. Выбранная геометрия nanoструктур позволяет реализовать плазмонный резонанс на частоте лазерного излучения, что приводит к генерации третьей гармоники излучения в УФ спектральном диапазоне на длине волны 260 нм. Обнаружено, что эффективное возбуждение плазмонного резонанса в золотых nanoструктурах и потери в алюминии на длинах волн излучения титан-сапфирового лазера приводят к тому, что эффективность генерации третьей гармоники от золотых nanoструктур на два порядка выше по сравнению с nanoструктурами в алюминиевой nanoплёнке. Показано, что nanoщель в золотой nanoплёнке реализует нано локализованный источник излучения в УФ области спектра с рекордно высоким потоком фотонов  $P = 9 \times 10^5$  фотон/с.

Исследования проведены при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля», Программы Правительства РФ для поддержки научных исследований под руководством ведущих учёных (грант № 14.B25.31.0019), а также Российского научного фонда (грант № 14-12-00729).

1. Novotny L., van Hulst N. *Nat. Photonics*, **5**, 83 (2011).
2. Giannini V., Fernández Domínguez A.I., Heck S.C., Maier S.A. *Chem. Rev.*, **111**, 3888 (2011).
3. Gerton J.M., Wade L.A., Lessard G.A., Ma Z., Quake S.R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 180801 (2004).
4. Frey H.G., Witt S., Felderer K., Guckenberger R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 200801 (2004).
5. Anker J.N., Hall W.P., Lyandres O., Shah N.C., Zhao J., Van Duyne R.P. *Nat. Mater.*, **7**, 442 (2008).
6. Fedoruk M., Meixner M., Carretero-Palacios S., Lohmüller T., Feldmann J. *ACS Nano*, **7**, 7648 (2013).

7. Atwater H.A., Polman A. *Nat. Mater.*, **9**, 205 (2010).
8. Tang L., Kocabas S.E., Latif S., Okyay A.K., Ly-Gagnon D.-S., Saraswat K.C., Miller D.A.B. *Nat. Photonics*, **2**, 226 (2008).
9. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. *Курс теоретической физики* (М.: Наука, 1971, т. 2, с. 834).
10. Mooradian A. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 185 (1969).
11. Dulkeith E., Niedereichholz T., Klar T.A., Feldmann J., von Plessen G., Gittins D.I., Mayya K.S., Caruso F. *Phys. Rev. B*, **70**, 205424 (2004).
12. Melentiev P.N., Konstantinova T.V., Afanasiev A.E., Kuzin A.A., Baturin A.S., Balykin V.I. *Opt. Express*, **20**, 19474 (2012).
13. Ghenuche P., Cherukulappurath S., Taminiau T.H., van Hulst N.F., Quidant R. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 116805 (2008).
14. Bouhelier A., Beversluis M. R., Novotny L. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5041 (2003).
15. Schuck P., Fromm D.P., Sundaramurthy A., Kino G.S., Moerner W.E. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 017402 (2005).
16. Melentiev P., Afanasiev A., Kuzin A., Zablotskiy A., Balykin V. *Opt. Express*, **23**, 11444 (2015).
17. Nagesha D., Laevsky G., Lampton P., Banyal R., Warner C., DiMarzio C., Sridhar S. *Int. J. Nanomed.*, **2**, 813 (2007).
18. Durr N., Larson T., Smith D., Korgel B., Sokolov K., Ben-Yakar A. *Nano Lett.*, **7**, 941 (2007).
19. Gobin A., Lee M., Halas N., James W., Drezek R., West J. *Nano Lett.*, **7**, 1929 (2007).
20. Khurgin J.B. *Faraday Discuss.*, **178**, 109 (2015).
21. Fomichev S., Popruzhenko S., Zaretsky D., Becker W. *Opt. Express*, **11**, 2433 (2003).
22. Capretti A., Pecora E.F., Forestiere C., Negro L.D., Miano D. *Phys. Rev. B*, **89**, 125414 (2014).
23. Czaplicki R., Mäkitalo J., Siikanen R., Husu H., Lehtolahti J., Kuittinen M., Kauranen M. *Nano Lett.*, **15**, 530 (2015).
24. Bouhelier A., Beversluis M., Hartschuh A., Novotny L. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 013903 (2003).
25. Lippitz M., van Dijk M. A., Orrit M. *Nano Lett.*, **5**, 799 (2005).
26. Kim S., Jin J., Kim Y. J., Park I.-Y., Kim Y., Kim S. W. *Nature*, **453**, 757 (2008).
27. Bar-Elli O., Grinvald E., Meir N., Neeman L., Oron D. *ACS Nano*, **9**, 8064 (2015).
28. Aouani H., Rahmani M., Navarro-Cía M., Maier S. *Nat. Nanotech.*, **9**, 290 (2014).
29. Aouani H., Navarro-Cía M., Rahmani M., Maier S.A. *Adv. Opt. Mater.*, **3**, 1059 (2015).
30. Palomba S., Novotny L. *Nano Lett.*, **9**, 3801 (2009).
31. Danckwerts M., Novotny L. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 026104 (2007).
32. doi:10.1364/OME.5.002217.
33. Melentiev P.N., Afanasiev A.E., Kuzin A.A., Gusev V.M., Kompanets O.N., Esenaliev R.O., Balykin V.I. *Nano Lett.*, **16**, 1138 (2016).
34. Melentiev P.N., Afanasiev A.E., Kuzin A.A., Baturin A.S., Balykin V.I. *Opt. Express*, **21**, 13896 (2013).
35. Link S., Wang Z., El-Sayed M. *J. Phys. Chem. B*, **104**, 7867 (2000).
36. Metzger B. et al. *Nano Lett.*, **14**, 2867 (2014).
37. doi: 10.1038/ncomms1805.
38. Sasanpour P., Rashidian B., Rashidian B., Vossoughi M. *Nano*, **5**, 325 (2010).
39. Xu T., Jiao X., Blair S. *Opt. Express*, **17**, 23582 (2009).
40. N'Gom M., Ye J.Y., Norris T.B., Agarwal A., Kotov N. *Proc. Conf. Quantum Electron. Laser Science, 2009* (Baltimore, MD, 2009).
41. Schwartz O., Oron D. *Nano Lett.*, **9**, 4093 (2009).
42. Melentiev P., Konstantinova T., Afanasiev A., Kuzin A., Baturin A., Tausenev A., Konyaschenko A., Balykin V. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 075901 (2013).
43. Константинова Т.В., Мелентьев П.Н., Афанасьев А.Е., Кузин А.А., Стариков П.А., Батурин А.С., Таусенев А.В., Конященко А.В., Балыкин В.И. *ЖЭТФ*, **144**, 27 (2013).
44. Castro-Lopez M., Brinks D., Sapienza R., Van Hulst N.F. *Nano Lett.*, **11**, 4674 (2011).
45. Born M., Wolf E. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge: University Press, 1999).
46. Melentiev P.N., Zablotskiy A.V., Lapshin D.A., Sheshin E.P., Baturin A.S., Balykin V.I. *Nanotechnol.*, **20**, 235301 (2009).
47. Melentiev P.N., Zablotskiy A.V., Kuzin A., Lapshin D.A., Baturin A.S., Balykin V.I. *Metamaterials*, **3**, 157 (2009).