

**СЕКЦИЯ «ФИЗИКА»**  
**ПОДСЕКЦИЯ «НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА»**

**Управление динамикой генерации трехуровневой системы с помощью фазы  
низкочастотного поля**

**Абрамов И.Е.**

*аспирант*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

*E-mail: [abramov.ilya@gmail.com](mailto:abramov.ilya@gmail.com)*

В последние годы интенсивно разрабатываются методы когерентного управления процессов излучения в многоуровневых средах, например, высокая селективность возбуждаемых переходов в системе [1], фазовый контроль спонтанного излучения [2] или безынерсного усиления [3]. Особенно перспективным выглядит использование когерентного управления динамикой генерации с помощью радиочастотного поля для сред, излучающих в гамма диапазоне, т.к. для данных сред существуют очень жесткие требования к сочетанию интенсивности накачки и величине коэффициента усиления.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса генерации трехуровневой среды в зависимости от величины управляющего поля. Рассматривается V-конфигурация трехуровневой среды (см. рис. 1) под действием управляющего поля, резонансного низкочастотному переходу. На основе уравнений для матрицы плотности и уравнений Максвелла проведено численное моделирование динамики генерации излучения. На рис. 2 изображена зависимость максимального значения интенсивности генерируемых импульсов от величины управляющего поля. Также была исследована симметрия зависимостей параметров импульсов от управляющего поля при различных соотношениях времен релаксации трехуровневой системы.

Результаты проведенного численного моделирования динамики радиационного распада трехуровневого атома показывают принципиальную возможность управления временем задержки импульса генерации между изомерным и основным уровнями ядер посредством изменения фазы радиочастотного поля резонансного частоте перехода между выбранными зеемановскими подуровнями верхнего лазерного уровня.

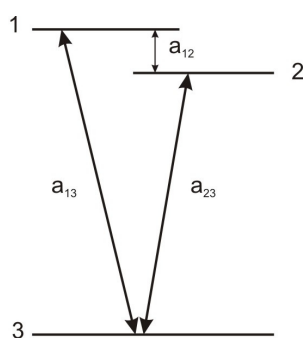


Рис. 1 Схема уровней энергии V-конфигурации трехуровневой среды

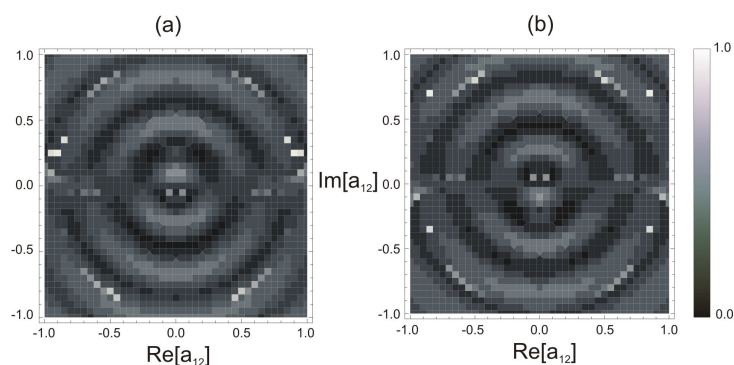


Рис. 2 Зависимость максимальной интенсивности генерируемых импульсов  $a_{13}$  (a) и  $a_{23}$  (b) от величины

Литература:

1. P. Kral, I. Thanopoulos, M. Shapiro (2007) Coherently controlled adiabatic passage // Rev. Mod. Phys № 79, p. 53.
2. E. Paspalakis, P.L. Knight (1998) Phase control of spontaneous emission // Physical Review Letters, № 81, p. 293

3. M.A. Anton *et al.* (2004) Control of the inversionless gain and refractive index in a V-type atom via squeezed vacuum and quantum interference // Physical Review A, №69, p. 023801

**Фазовый контроль двухимпульсной двухфотонной оптической нутации  
биэкситонов в полупроводниках**

**Васильев В.В.<sup>1</sup>**

*аспирант, преподаватель*

*Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко*

*E-mail: [vasscorp@mail.ru](mailto:vasscorp@mail.ru)*

Явление оптической нутации относится к явлениям когерентного взаимодействия поля с веществом и представляет собой периодическое изменение начального состояния системы под влиянием поля внешней электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. В данной работе представлены результаты исследования явления оптической нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов в полупроводниках типа CuCl в условиях двухимпульсного взаимодействия света с биэкситонами под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения. Считаем, что частоты фотонов каждого из импульсов не попадают в резонанс ни с переходом в экситонной области спектра, ни с переходом из экситонного состояния в биэкситонное в области M-полосы, однако суммарная энергия обоих фотонов совпадает с энергией возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла. В общем случае, когда  $\omega_1 \neq \omega_2$ , возможен только процесс двухимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов одновременно фотонами обоих импульсов, но не фотонами каждого из них в отдельности. Предполагаем длительность импульсов намного меньше времени релаксации биэкситонов. Ними детально изучен вопрос о возможности фазового контроля процесса двухимпульсной нутации биэкситонов.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и биэкситонов, нами получено нелинейное уравнение для временной эволюции плотности биэкситонов. Из полученных выражений следует, что явление двухимпульсной двухфотонной нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов представляет собой периодический либо аперидический режим попарного превращения фотонов в биэкситоны. Предсказывается возможность установления особого режима эволюции системы – покоя – при отличных от нуля начальных плотностях фотонов и биэкситонов. Частота нутации существенно определяется начальными плотностями частиц и начальной разностью фаз  $\Theta_0$ . Влияние начальной разности фаз  $\Theta_0$  на процесс нутации свидетельствует о возможности фазового контроля этого процесса.

1. Особенности двухфотонной оптической нутации в системе биэкситонов в полупроводниках, ЖЭТФ, 2007, том 131, вып5, стр.922-931.

2. Двухимпульсная двухфотонная оптическая нутация биэкситонов в полупроводниках, Оптика и спектроскопия, 2008, том1004, №3, стр.392-400.

---

<sup>1</sup> Автор выражает благодарность профессору, доктору физ.-мат. наук Хаджи П.И.

**Бозе-эйнштейновская конденсация атомов в магнитооптических ловушках.****Васильева О.Ф.<sup>1</sup>**

*Аспирант кафедры нелинейной оптики и квантовой радиофизики  
Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко,  
Тирасполь, Молдова  
E-mail [FLORINA\\_OF@mail.ru](mailto:FLORINA_OF@mail.ru)*

Первые эксперименты, в которых наблюдалась бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) разреженных паров щелочных металлов при сверхнизких температурах, стимулировали дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого явления. Результаты таких исследований представляют огромный научный интерес как с точки зрения углубления представлений о конкретном макроскопическом квантовом явлении, так и с точки зрения проникновения в суть фундаментальных проблем квантовой механики. Современное состояние достижений в этой области можно найти в обзорах.

Одной из важных физических проблем является динамика бозе - конденсата, изменение его параметров в пространстве и времени. В нашей работе мы рассматриваем две ямы, в которых могут локализоваться бозе – конденсированные атомы. Ямы разделены потенциальным барьером, который допускает возможность туннелирования атомов из одной ямы в другую с учетом межчастичного взаимодействия атомов в каждой отдельно взятой яме. Показано, что в линейном пределе (без учета межчастичного взаимодействия атомов) временная эволюция системы представляет собой периодические осцилляции населенностей ям. Если расстройка резонанса  $\Delta$  отлична от нуля, то только часть атомов из одной ямы за период переходят в другую яму. Доля протуннелировавших атомов тем меньше, чем больше расстройка резонанса. В случае равенства нулю расстройки резонанса за один период все атомы из первой ямы полностью переходят во вторую и затем обратно в первую. Период колебаний плотности атомов в ловушках определяется начальной плотностью атомов в ямах, константой туннелирования и расстройкой резонанса.

В нелинейном режиме (константа межчастичного взаимодействия  $V$  отлична от нуля) единственным параметром, определяющим особенности временной эволюции системы, является параметр  $V/\kappa$ . Если расстройка резонанса отлична от нуля, то особенности временной эволюции системы определяется двумя параметрами:  $V/\kappa$  и  $\Delta/\kappa$ . Было показано, что даже при нулевой расстройке резонанса только часть атомов из первой ямы переходит во вторую. Эволюция системы является периодической. Период и амплитуда колебаний плотности атомов в ямах существенно определяются начальными условиями. Существует бифуркационное значение параметра  $V/\kappa$ , при котором резко изменяется амплитуда и период колебаний, что обусловлено характером нелинейного взаимодействия в системе: величина  $Vl$  играет роль динамической расстройки, которая сложным образом изменяется со временем. Дано детальное объяснение эффекта сомозахвата атомов в одной из ловушек при изменении начальной плотности атомов в ловушках.

Результаты исследования динамики туннелирования атомов в зависимости от начальной разности фаз атомов в ловушках демонстрируют возможность фазового управления процессом туннелирования бозе-конденсированных атомов между двумя ямами.

---

<sup>1</sup>Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Хаджи П.И. за помощь в подготовке тезисов.

## Распространение предельно коротких импульсов в квантовых нелинейных средах с резонансными характеристиками<sup>1</sup>

*Гуляев Алексей Владимирович*

*студент*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,*

*физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: gulyaevav@gmail.com*

Быстрый прогресс в развитии лазерных технологий привел к возможности генерации ультракоротких лазерных импульсов длительностью вплоть до одного оптического цикла [1]. Такие импульсы интересны с точки зрения различных физических приложений, в том числе, они могут быть использованы для исследования и контроля динамики различных квантовых систем с высоким временным и пространственным разрешением [2]. В этой связи оказывается важной и актуальной проблема распространения таких импульсов в линейных и нелинейных средах [3].

Ультракороткий импульс длительностью в один - два оптических цикла имеет ряд характерных особенностей, являющихся принципиальными при исследовании его эволюции в среде. Такой импульс имеет большую спектральную ширину, порядка средней по спектру частоты, что делает принципиально невозможной отстройку от резонансов в характеристиках среды и приводит к чрезвычайно интенсивному взаимодействию между полем импульса и средой. Существенными для практических приложений оказываются как неадиабатический характер воздействия импульса на среду, так и чрезвычайно сильное искажение самого импульса. Как следствие, традиционные подходы, описывающие распространение импульсов, как в линейных, так и в нелинейных средах, являются неправомерными в случае ультракороткой длительности и требуют нового осмысления. В частности, дисперсионное расплывание импульса не может быть описано в низших порядках теории дисперсии, неприменимым оказывается также и приближение медленно меняющихся амплитуд.

В данной работе исследовалось распространение предельно короткого лазерного импульса в модельной нелинейной двухуровневой среде методом совместного численного решения самосогласованной системы нестационарного уравнения Шредингера для рассматриваемой квантовой системы и волнового уравнения для процесса распространения импульса. Обнаружены эффекты затягивания импульса по времени и в пространстве. Проанализированы механизмы дисперсионного расплывания импульса, специфика взаимодействия импульса с модельной средой (с учетом ультракороткой длительности лазерного воздействия). Исследуется роль нелинейности в процессе распространения импульса, особенности нелинейного поляризационного отклика среды. Кроме того, проведен анализ влияния большой спектральной ширины и существенной неадиабатичности воздействия ультракороткого лазерного импульса на модельную атомную систему путем сравнения точного решения с приближенным аналитическим, полученным с использованием приближения вращающейся волны и предположений о «плавной» огибающей импульса.

### Литература

1. P.Agostini, L.F.DiMauro Rep. Prog. Phys. 67 p 813 (2004)
2. Th.Ergler, A.Rudenko, B.Feurstein et al Phys. Rev. Lett. 95 093001 (2005)
3. V.P.Kandidov, O.G.Kosareva, I.S.Golubtsov et. al. Appl. Phys. B 77 p 149 (2003)

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов РФФИ №06-02-16278, 09-02-00317, гранта Президента РФ НШ №133.2008.2

**Генерация жесткого рентгеновского излучения и второй гармоники при формировании микроканала в твердотельной мишени сверхинтенсивными фемтосекундными импульсами**

*Жвания И.А., Макаров И.А.*

*Аспирантка, сотрудник – кандидат физ.-мат. наук*

*Московский государственный университет им. В.М. Ломоносова, Москва, Россия*

*E-mail: zhvania@mail.ru*

Взаимодействие острогофокусированного сверхинтенсивного ( $I > 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) фемтосекундного лазерного излучения с плоской твердотельной мишенью сопровождается такими процессами, как образование горячей плазмы твердотельной плотности и абляция вещества мишени. Горячая микроплазма является источником рентгеновского излучения сверхкороткой длительности, в областях критической плотности плазмы происходит генерация гармоник излучения [1-3].

При воздействии последовательности лазерных импульсов на одну и ту же точку мишени, процесс абляции приводит к образованию канала, в котором также инициируется горячая лазерная микроплазма. При этом спектр второй гармоники (ВГ) лазерного излучения может сдвигаться в голубую область [3-5].

Целью данной работы явилось исследование корреляции сигнала ВГ с выходом жесткого рентгеновского излучения, генерируемых фемтосекундными импульсами в процессе формирования канала в твердотельной мишени, а также исследование модификации и динамики спектров ВГ и основного излучения в процессе формирования канала в мишени, находящейся в вакууме и в воздухе.

В экспериментах лазерное излучение ( $\lambda = 1.24$  мкм,  $\tau \approx 140$  фс,  $E \approx 500$  мкДж), фокусировалось на поверхность мишени (стекло или алюминий) объективом с фокусным расстоянием  $f = 6$  см в пятно диаметром  $d = 5$  мкм. Таким образом, на поверхности мишени достигалась интенсивность в вакуумных условиях порядка  $I \sim 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Обнаружено, что зависимости амплитуды сигнала ВГ, отраженной от мишени и выхода рентгеновского излучения от номера выстрела немонотонны и имеют экстремум, достигая максимального значения при определенном количестве выстрелов. Причем, количество «выстрелов», произведенных в одну и ту же точку мишени и необходимых для достижения максимума выхода жесткого рентгеновского излучения, в целом соответствует количеству выстрелов, при которых наблюдается максимальный сигнал второй гармоники из плазмы (рис.1).

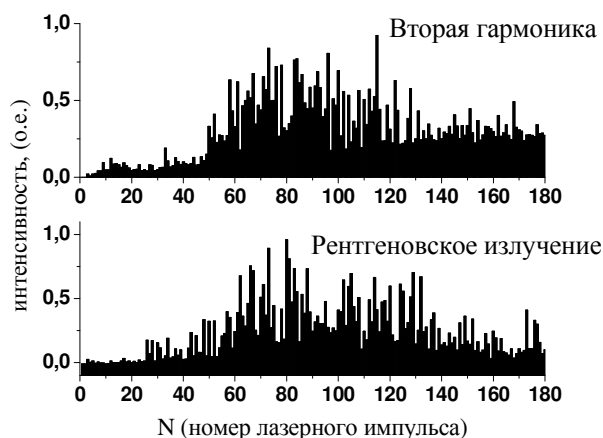


Рис. 1. Сигнал ВГ (вверху) и выход рентгеновского излучения (внизу) при формировании канала в стеклянной мишени, находящейся в вакууме, в зависимости от номера воздействующего лазерного импульса.

Корреляция сигналов ВГ и рентгеновского излучения свидетельствует о том, что сигнал ВГ может быть использован наравне с данными о выходе рентгеновского излучения для контроля интенсивности воздействующего лазерного излучения на мишени.

Нами также были исследованы спектры основного излучения и его второй гармоники, отраженных от мишени. Обнаружено, что спектр основного излучения и спектр ВГ, генерируемой в горячей плазме абляционного канала, испытывают сильные сдвиги в голубую область (достигающие соответственно 15-20 нм и 30-40 нм), которые немонотонно зависят от номера воздействующего лазерного импульса. Соответствие величин сдвигов спектров ВГ и основного излучения свидетельствует о том, что вторая гармоника генерируется в результате воздействия основного излучения с уже смещенной частотой.

В структуре спектра ВГ стабильно наблюдалось появление двух, а иногда и трех пиков (рис.2).

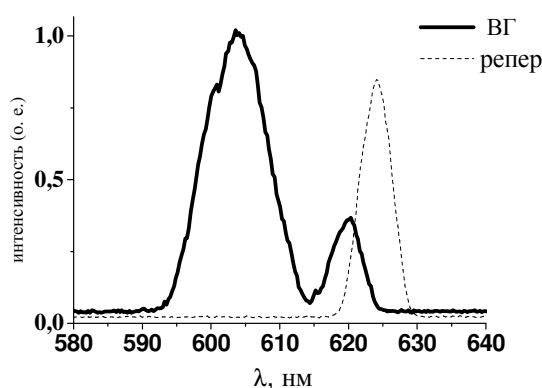


Рис. 2. Примеры спектра ВГ (сплошная линия), отраженной от мишени (стекло) в вакууме. Пунктирная линия – несдвинутый спектр ВГ.

В докладе также будут обсуждены возможные физические механизмы, приводящие к обнаруженным сильным сдвигам спектров в голубую область, и к сложной структуре спектра второй гармоники, состоящего из нескольких пиков.

#### Литература

1. Savelev A.B., Akhmanov S.A., Bayanov I.A., Gordienko V.N., Djidjoev M.S., Krayushkin S.V., Magnitskii S.A., Platonenko V.T., Platonov Yu.Ya., Ponomarev Yu.V., Salaschenko N.N., Slobodchikov E.V., Tarasevitch A.P. (1992) Soft x-ray production and harmonic generation in femtosecond laser-driven plasma// Proceed. of SPIE, v. 1627, p.334-340.
2. Басов Н.Г. (1989) Диагностика плотной плазмы// М.: Наука.
3. D. von der Linde, Schulz H., Engers T., Schiiler H. (1992) Second Harmonic Generation in Plasmas Produced by Intense Femtosecond Laser Pulses// IEEE J. QE, 28, p.2388-2397.
4. Ganeev R.A., Suzuki M., Baba M., Turu M., Kuroda H. (2004) Generation of backscattered  $2\omega$  and  $3\omega/2$  harmonics of femtosecond radiation from targets with different atomic numbers// Appl. Phys. B 78, p.79–85.
5. Gordienko V.M., Makarov I.A., Rakov E.V., (2007), Hot plasma diagnostics during femtosecond laser ablation in a cavity // Proceed. SPIE, v. 6606, p.66060S.

**Источник жесткого рентгеновского излучения с высокой частотой повторения импульсов, создаваемый мощным фемтосекундным лазерным излучением на поверхности расплавленного галлия**  
**Иванов Константин Анатольевич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*  
*e-mail: [iv\\_konst\\_an@rambler.ru](mailto:iv_konst_an@rambler.ru)*

Известно, что плазма, формируемая мощным фемтосекундным лазерным импульсом, является уникальным источником рентгеновского излучения пикосекундной длительности. Обычно в подобного рода экспериментах используются твердотельные мишени, кластеры, струи и т.п. Исследования нашей лаборатории показали, что возможно использовать и мишени в жидкой фазе. Преимуществом такой мишени перед обычно используемыми является отсутствие необходимости обновления поверхности после каждого лазерного выстрела. В наших экспериментах использовался расплавленный галлий при температуре 250°C. Кроме того, показано, что временная структура лазерного импульса (наличие предимпульса, опережающего основной на несколько наносекунд) существенно влияет на параметры лазерно-плазменного источника.

В экспериментах для формирования плазмы использовался лазерный импульс, генерируемый лазерной системой на кристалле Ti:Sa (длительность импульса 60фс, длина волны 800нм, энергия каждого импульса 1мДж, частота повторения 10Гц, пиковая интенсивность –  $10^{17}$ Вт/см<sup>2</sup>). В экспериментах с частотой повторения импульсов в 1кГц использовалась другая лазерная система на кристалле Ti:Sa с длиной волны 800нм, длительностью импульса 100фс, энергия каждого импульса 2мДж, частота повторения импульсов от 100 до 1000Гц.

Наши эксперименты показали, что воздействуя на мишень лазерным импульсом с предимпульсом, опережающим основной импульс на несколько наносекунд, можно существенно повысить эффективность рентгеновского источника. При энергии предимпульса, составляющей  $\sim 50^{-1}$  от энергии основного импульса, выход рентгеновского излучения увеличился более чем в 60 раз, а средняя энергия горячих электронов возросла в четыре раза (с 20 кэВ до 75 кэВ) по сравнению с плазмой, формируемой лазерным импульсом без предимпульса. Происходит также эффективное возбуждение характеристического излучения плазмы, соответствующего  $K_{\alpha}$ -линии галлия (9,3 кэВ) и  $K_{\beta}$ -линии галлия (10,3 кэВ), интенсивность которых растёт с увеличением амплитуды предимпульса.

Проведённое теневое фотографирование облака вещества, образующегося под действием предимпульса, помогло нам объяснить полученные результаты. Оказалось, что при энергии предимпульса в 20мкДж, что соответствует его амплитуде  $\sim 50^{-1}$ , основной импульс взаимодействует с сильно искажённой поверхностью мишени с характерным масштабом выпуклости около 10мкм, что может приводить к эффектам усиления локального поля. Кроме того, основной импульс распространяется не в вакууме, а в облаке вещества размером около 130мкм, что может приводить к его дополнительной самофокусировке.

В работе показано, что расплавленный галлий может быть использован в качестве материала мишени при создании высокостабильных лазерно-плазменных источников при частоте следования лазерных импульсов до 1 кГц. Мишень из такого материала не требует своего смещения в процессе работы, существенно упрощая тем самым конструкцию источника. Без дополнительной фокусировки такой источник остаётся стабильным около полуминуты, а при дополнительной фокусировке – до нескольких часов непрерывной работы при мощности более  $10^9$  рентгеновских квантов в секунду.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант # 07-02-00724-а.



## Низкопороговый нелинейно-оптический отклик фотохромных стекол с нанокристаллами хлорида меди

Ким А.А.

Аспирант

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, факультет фотоники и оптоинформатики, Санкт-Петербург, Россия

[kimalexandr@yandex.ru](mailto:kimalexandr@yandex.ru)

В экспериментах использовалось силикатное стекло, имеющее следующий основной начальный состав:  $\text{Na}_2\text{O}-\text{B}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2-\text{NaCl}-\text{CuO}$ . Полированные образцы стекла подвергались термообработке при температуре 500, 540 и 580 °С в течение 10 часов. В результате термообработки в стекла формировались нанокристаллы хлорида меди, концентрация и размер которых зависит от режима термической обработки. Ниже температуры 500 °С не происходит выделение нанокристаллов  $\text{CuCl}$ . При увеличении температуры и длительности термической обработки наблюдается рост нанокристаллов. Размер нанокристаллов может быть определен по положению максимума экситонной полосы или по температуре плавления нанокристаллов.

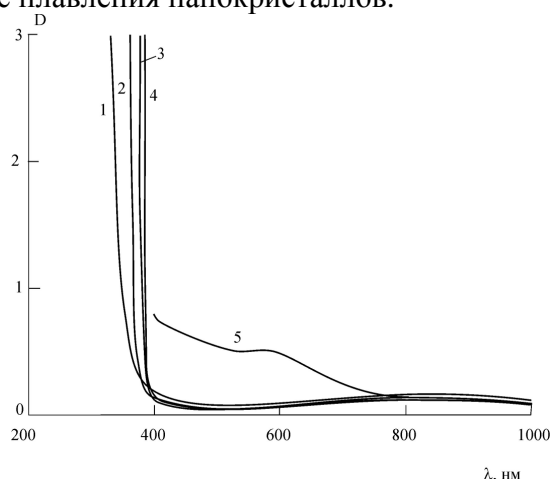


Рис. Спектры поглощения фотохромных стекол с наночастицами хлорида меди. 1 - исходное стекло; 2 – отжиг при  $t = 500$  °С; 3 -  $t = 540$  °С; 4 -  $t = 580$  °С; 5 -  $t = 580$  °С, освещение.

В фотохромных стеклах с нанокристаллами хлорида меди под действием импульсов излучения нано- и пикосекундной длительности возникает низкопороговый нелинейно-оптический отклик. Энергетический порог возникновения отклика уменьшается при уменьшении длительности лазерного импульса. Характер нелинейно-оптического отклика и порог его возникновения зависят от режима термообработки стекла и толщины образца. Показано, что оптический отклик возникает при плотности энергии 0,1-1 нДж/см<sup>2</sup>. Нелинейно-оптический отклик проявляется, в основном, в виде ограничения излучения, причем энергетический интервал существования оптической нелинейности и энергетический порог возникновения отклика уменьшаются с увеличением температуры отжига стекла. Слабо выраженная нелинейность наблюдается и в образцах стекла, не прошедших термообработку.

### Литратура

1. A.V. Dotsenko, L.B. Glebov, V.A. Tsekhomsky (1998) Physics and Chemistry of Photochromic Glasses. CRC Press LLC, 190 p.
2. A.M.Malyarevich, I.A.Denisov, V.G.Savitsky (2000) Glass doped with PbS quantum dots for passive Q switching of 1.54  $\mu\text{m}$  laser // Appl. Opt., 39, N24, 4345-4347.
3. A.M.Malyarevich, I.A.Denisov, V.G.Savitsky (2000) Glass doped with PbS quantum dots for passive Q switching of 1.54  $\mu\text{m}$  laser // Appl. Opt., 39, N24, 4345-4347.

**Исследование свойств наночастиц серебра, диспергированных в полимере****Кудряшов М.А.<sup>1</sup>***Аспирант**Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского,  
физический факультет, Нижний Новгород, Россия**E-mail: [Kudryashov@phys.unn.ru](mailto:Kudryashov@phys.unn.ru)*

Композиционные материалы на основе диэлектриков, содержащих металлические наночастицы (МН), являются перспективными с точки зрения их применения в оптоэлектронике и нелинейной оптике. Коллективное возбуждение электронов проводимости в МН под действием электромагнитной волны света и последующее существенное усиление локального поля стимулируют в частицах различные резонансные оптические эффекты. Размер, форма и структура наночастиц определяют свойства композиционных материалов, поэтому исследование их морфологии также является очень важным. Полимеры признаны превосходными связующими материалами для формирования устойчивой коллоидной дисперсии металлов.

Исследуемые в данной работе системы наночастицы серебра/полиакрилонитрил (НЧ-Ag/ПАН) были изготовлены методом разделения фаз, индуцированного полимеризацией в присутствии фотоинициатора Irgacure 651. Полимеризация осуществлялась при помощи УФ света с длиной волны  $\lambda = 365$  нм. Для получения полимерной матрицы использовался акрилонитрил. В качестве соли металла применялся нитрат серебра ( $\text{AgNO}_3$ ). Размеры наночастиц серебра и их плотность, рассчитывались из исследований просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Спектральные характеристики пленок в диапазоне  $0.3 \div 0.8$  мкм исследовались на спектрофотометре Cary 5000. Инфракрасные спектры на пропускание снимались на ИК-Фурье спектрометре Spectrum BX II.

Из ПЭМ-исследований обнаружено, что нановключения серебра имели сферическую форму. В зависимости от концентрации  $\text{AgNO}_3$  и фотоинициатора композиты получались с различными размерами и разной плотностью наночастиц. При увеличении содержания нитрата серебра от 10 до 15% диаметр частиц возрастал (от  $\sim 5$  до  $\sim 10$  нм), а их плотность падала (от  $\sim 6 \times 10^{16}$  до  $\sim 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$ ), что можно связать с коалесценцией наночастиц. Напротив, при увеличении содержания фотоинициатора в диапазоне  $0 \div 25$  % частицы серебра уменьшаются в диаметре (от  $\sim 12$  до  $\sim 2$  нм), а их плотность растет (от  $\sim 10^{16}$  до  $\sim 5 \times 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$ ). Предположительно здесь имеет место зародышеобразование новых наночастиц, что в свою очередь ведет к уменьшению размеров частиц в процессе роста.

Спектры пропускания показали наличие минимума в области 420 нм, который принято связывать с плазмонным резонансом от наночастиц серебра. Выявлено, что интенсивность УФ-лампы, а также время экспозиции влияет на спектры пропускания. На спектрах отражения особенности не обнаружены.

ИК-спектр от полиакрилонитрила, полученного фотополимеризацией при времени воздействия УФ 90 мин, не показал наличие минимума в диапазоне  $1420\text{-}1410$   $\text{см}^{-1}$ , связанного с колебаниями двойной связи  $-\text{CH}=\text{CH}_2$ , что говорит о законченной полимеризации исходного мономера за данное время экспозиции. Однако на ИК-спектрах композитов НЧ-Ag/ПАН выявлены характерные минимумы, свойственные акрилонитрилу, что можно соотнести с частичной полимеризацией данного мономера в присутствии нитрата серебра.

Контроль размера частиц можно осуществить путем изменения содержания соли металла и фотоинициатора в исходной смеси. Кроме того, при изготовлении структур НЧ-Ag/ПАН методом разделения фаз, индуцированного фотополимеризацией,

<sup>1</sup> Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Машину А.И. за помощь в подготовке тезисов.

необходимо также учитывать такие параметры получения, как температуру, интенсивность УФ-лампы и время экспозиции.

### Исследование процессов фотоструктурных преобразований в $As_2S_3$ <sup>1</sup>

*Лесик М.А., Шимко А.А.*

*студентка*

*НИИ Лазерных Исследований, Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия*

*E-mail: [rita-lesik@yandex.ru](mailto:rita-lesik@yandex.ru)*

В результате воздействия лазерного излучения на оптические материалы в локальной области может происходить изменение структуры и, соответственно, изменение оптических свойств вещества. Это явление находит широкое применение в современных телекоммуникационных системах, устройствах для записи и считывания информации.

В данной работе представлены результаты по записи волноводных структур в стеклах системы  $As_2S_3$ . В качестве источника лазерного излучения для реализации структурных изменений использовался фемтосекундный твердотельный лазер на Ti-сапфире. В результате проведенных экспериментов созданы волноводные структуры при различных параметрах: мощности лазерного излучения, скорости перемещения образца, количестве сканирований и способе записи.

Характер структурных изменений, полученных в области лазерного воздействия, в результате записи в стекле исследовался методом комбинационного рассеяния на установке BRUKER Senterra.

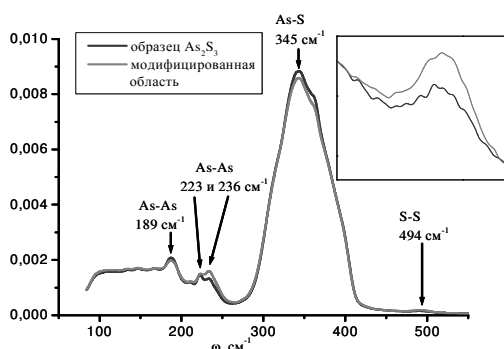


Рис. 1 Спектры комбинационного рассеяния стекла  $As_2S_3$  измерен в области лазерного воздействия и вне ее

Обнаружено, что в результате фемтосекундного лазерного воздействия происходит разрыв гетерополярных связей As-S и образование дефектных гомополярных связей, таких как As-As и S-S [1].

Решение уравнения теплопроводности позволило оценить температуру в области лазерного воздействия. Для случаев мощностей записи и скоростей сканирования было построено температурное распределение в области лазерного воздействия, на основе которого были сделаны выводы о возможных механизмах, развивающихся при записи структурных элементов.

На основе полученного распределения интенсивности излучения He-Ne лазера в ближнем поле на выходе из волноводной структуры, был сделан вывод о том, что результатом записи при перемещении образца относительно лазерного излучения является образование волноводов.

### Литература:

[1] Лесик М.А., Аверина А.В., Шимко А.А., Маньшина А.А. (2009) Модификация структуры халькогенидных стеклообразных полупроводников под воздействием фемтосекундного лазерного излучения // Оптический журнал, №1 (76), стр. 57-60.

---

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта, полученного на конкурсе грантов 2008 года для студентов, аспирантов вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга (грант серия ПСП № 080107) и гранта РФФИ 08-03-92001-ННС\_а.

### Взаимодействие атомов в оптических дипольных ловушках

*Лобов А.В.<sup>2</sup>*

*Студент третьего курса физического факультета*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

*E-mail: [lobov@physics.msu.ru](mailto:lobov@physics.msu.ru)*

Оптические дипольные ловушки – это устройства, используемые для локализации и охлаждения нейтральных атомов до сверхнизких температур порядка микрокельвина. Их использование позволяет проводить прецизионные измерения и получать конденсат Бозе-Эйнштейна. Точная пространственная локализация атомов в ловушке позволяет измерять и изменять состояния отдельных атомов, поэтому оптическая дипольная ловушка рассматривается как основа для создания квантового компьютера.

В работе было проведено компьютерное моделирование динамики атомов в дипольной ловушке, сформированной красно-отстроенным лазерным пучком. Для того, чтобы лучше изучить взаимодействие атомов в ловушке, в ее схему было введено резонансное лазерное излучение, усиливающее атомное взаимодействие. Кроме градиентной силы, возникающей при взаимодействии атомного дипольного момента с электромагнитным полем, стремящейся вернуть атом в положение равновесия, и силы радиационного трения вследствие доплеровского эффекта, на динамику атомов существенно влияет сила резонансного диполь-дипольного взаимодействия (РДДВ). При расстояниях между атомами больше критического (порядка нескольких нанометров) используется модель дальнегодействующего РДДВ, при расстоянии меньше критического – короткодействующего РДДВ. Дальнегодействующее РДДВ моделируется классическим белым шумом, как в случае самовоздействия, возникающего при переиспускании атомом фотона, так и в случае взаимодействия двух атомов вследствие обмена виртуальным фотоном. При короткодействующем РДДВ может произойти вылет атомов из ловушки из-за поглощения фотона. Для учета флуктуационного характера РДДВ используется генератор случайных чисел.

Описанная выше модель была реализована с помощью распараллеленного алгоритма в программе для кластера, рассчитывающей траектории атомов и время их жизни в ловушке. Получены траектории движения атомов в дипольной ловушке и спектры их колебаний. Было изучено влияние силы радиационного трения на полную энергию и время жизни атомов в ловушке. Проведено сравнение спектров колебаний одиночного атома в ловушке со спектром взаимодействующих атомов, обнаружено уширение и сдвиг этого спектра. Выявлено влияние как короткодействующего, так и дальнегодействующего резонансного дипольного взаимодействия на время жизни атомов в ловушке, при нахождении атомов в одной и в разных потенциальных ямах. Определена зависимость среднего времени жизни атомов в ловушке от расстояния между атомами.

---

<sup>2</sup> Автор выражает признательность Янышеву Д.Н. за помощь в подготовке тезисов.

### Литература

1. D. N. Yanyshev, B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, and D. Meschede (2005). Laser Physics, Vol. 15, No. 8.
2. Rudolf Grimm, Matthias Weidemuller, Yurii B. Ovchinnikov(1999). Optical dipole traps for neutral atoms.
3. S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, C. E. Wieman (1999). Loading an optical dipole trap. Physical review A, volume 62, 013406.
4. N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko, and P. Grangier, Nature **411**, 1024 (2001).
5. B. Ueberholz, S. Kuhr, D. Frese, *et al.*, J. Phys. **B33**, 4 (2000).

### Широкополосная фокусирующая многоэлементная антенна для оптико-акустической томографии<sup>3</sup>

Симонова В.А.<sup>4</sup>

Аспирант

Институт проблем лазерных и информационных технологий при Российской Академии Наук, Шатура, Московская область, Россия  
E-mail: [varvara.simonova@gmail.com](mailto:varvara.simonova@gmail.com)

Лазерная оптико-акустическая (ОА) томография является новым перспективным методом в диагностике биологических объектов [1]. В настоящее время ОА томография развивается в направлении совершенствования систем регистрации сигналов, полученных с помощью многоэлементных антенн. Важным параметром, характеризующим полученное изображение, является его разрешение по трем направлениям.

При диагностике *in vivo* часто предпочтительным оказывается получение двумерных изображений, так как при этом сбор данных и их обработка может осуществляться в режиме реального времени [2]. Двумерное изображение представляет собой сечение распределения тепловых источников плоскостью изображения. Пространственное разрешение в направлении, перпендикулярном плоскости изображения, определяется конструкцией антенной решетки. Во всех предложенных до последнего времени конструкциях пространственное разрешение в этом направлении было основным фактором, снижающим качество получаемого изображения [3]. Данная проблема решается путем использования решетки из фокусируемых приемников [4, 5, 6, 7, 8].

На настоящий момент полной методики расчета параметров многоэлементной фокусирующей антенны с заданными значениями пространственных разрешений изображения не существует. Для создания антенны с заданными параметрами получаемого изображения необходимо знать связь параметров многоэлементной антенны с задаваемыми разрешениями. В настоящей работе предлагается методика расчета характеристик и геометрических параметров широкополосной многоэлементной антенны с высоким пространственным разрешением для задач ОА томографии.

<sup>3</sup>Работа поддержана грантами Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект №07-02-00940-а) и Международного Научно-Технического Центра (проект № 3691).

<sup>4</sup> Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Карабутову А.А. за помощь в подготовке тезисов.

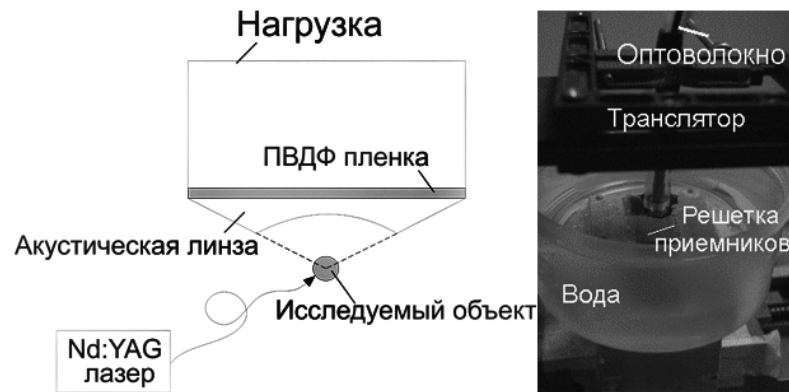


Рис. 2. Схема расположения элементов в антенне (слева), фотография экспериментальной установки (справа).

По предложенной методике сконструирована антенна (рис. 1) с заданными значениями пространственных разрешений по трем направлениям ( $\Delta x = 0.1$  мм,  $\Delta y = 0.5$  мм,  $\Delta z = 1.6$  мм) для задачи томографии рака груди на ранней стадии. Антенна представляет собой набор из 8 линейных пленочных (ПВДФ) пьезоприемников, расположенных на плоскости, и акустической линзы с цилиндрической фокусировкой. Для сконструированной антенны проведены измерения карты фокальной области отдельного приемника антенны и функции передачи точки антенны. Пространственные разрешения антенны, полученные экспериментально, хорошо соответствуют расчетным значениям.

### Литература

1. Гусев В.Е., Карабутов А.А. (1991) Лазерная оптоакустика. М.: Наука.
2. Kruger R.A., Kiser W.L., Romilly A.P., Schmidt P. (2001) Thermoacoustic CT of the breast: Pilot study observations // Proc. SPIE, vol. 4256, p. 1–5.
3. Andreev V.G., Karabutov A.A., Solomatina S. V., Savateeva E.V., Aleynikov V.L., Zhylyina Y.V., Fleming R.D., Oraevsky A.A. (2003) Opto-acoustic tomography of breast cancer with arc-array transducer // Proc. SPIE, vol. 3916, p. 36-47.
4. Oraevsky A.A., Karabutov A.A., Solomatina S.V., Savateeva E.V., Andreev V.G., Gatalica Z., Singh H., Fleming R.D. (2001) Laser optoacoustic imaging of breast cancer in vivo // Proc. SPIE, vol. 4256, p. 6.
5. Oraevsky A.A., Karabutov A.A. (2000) Ultimate sensitivity of time-resolved optoacoustic detection // Proc. SPIE, vol. 3916, p. 1.
6. Жаринов А.Н., Карабутов А.А., Кожушко В.В., Пеливанов И.М., Соломатин В.С., Хохлова Т.Д. (2003) Пленочный широкополосный фокусированный гидрофон для оптико-акустической томографии // Акустический журнал, т. 49, № 6, с. 799.
7. Ermilov S., Conjusteau A., Mehta K., Lacewell R., Henrichs P.M., Oraevsky A.A. (2006) 128-channellaser optoacoustic imaging system (LOIS-128) for breast cancer diagnostics // Proc. SPIE, vol. 6086, p. 1-12.
8. Khokhlova T.D., Pelivanov I.M., Karabutov A.A. (2008) Optoacoustic tomography utilizing focused transducers: the resolution study // Appl. Phys. Lett., vol. 92, p. 1-3.

**Влияние длительности импульса на перенос лазерной энергии в филаменте.<sup>5</sup>****Тверской О.В., Силаева Е.П.**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: [tvoleg@yandex.ru](mailto:tvoleg@yandex.ru)

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах и конденсированных средах формируются протяженные филаменты, в которых концентрируется значительная часть энергии излучения [1, 2].

Целью данной работы является исследование влияния длительности мощного фемтосекундного лазерного импульса на перенос энергии при распространении филамента в воздушной среде. Исследования выполнены методом численного эксперимента на основе самосогласованной системы нелинейных уравнений относительно ММА светового поля и концентрации электронов в лазерной плазме. Начальная длительность импульса менялась в диапазоне от 100 фс до 2 пс при сохранении его энергии  $W = 8,01$  мДж, длина волны 800 нм, радиус пучка 1,2 мм.

С увеличением длительности импульса при условии сохранения энергии уменьшается пиковая мощность и, следовательно, увеличивается расстояние до его фокусировки, где, останавливая коллапсирование пучка, образуется плазма. При этом концентрация электронов становится меньше и, как следствие, снижаются потери лазерной энергии на ионизацию. Поэтому характер филаментации становится более плавным в пространстве и времени, уменьшаются потери при рефокусировках. В результате увеличивается длина филамента. На рис.1 приведена зависимость полной энергии импульса  $W$  от пройденного расстояния  $z$  при различных длительностях.

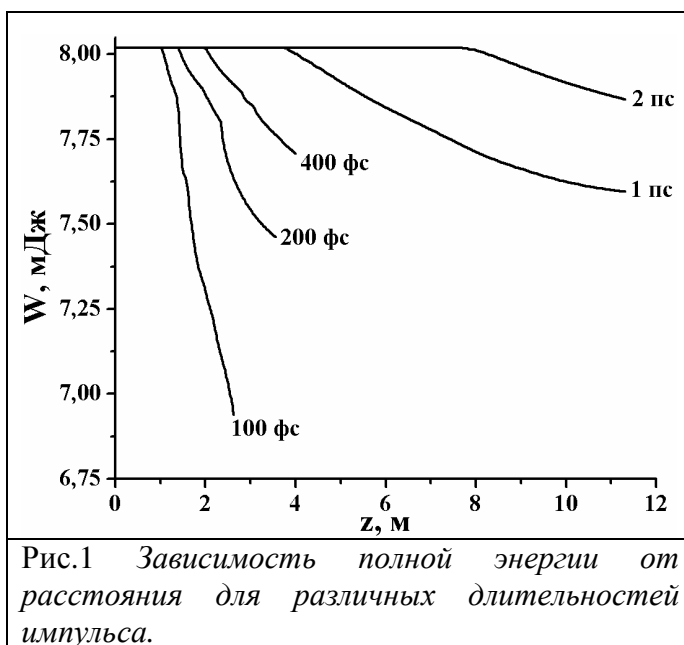


Рис.1 Зависимость полной энергии от расстояния для различных длительностей импульса.

В импульсах большей длительности поперечный размер области с наибольшей плотностью энергии увеличивается, возрастает и переносимая филаментом энергия, что говорит об эффективной локализации энергии. Аналогичные результаты получены для филаментации фемтосекундных лазерных импульсов при многократном рассеянии в атмосферном аэрозоле.

Таким образом, при увеличении длительности импульса повышается эффективная передача высоколокализованной энергии лазерного излучения на большие расстояния, что представляет интерес для прикладной атмосферной оптики.

**Литература**

- 1.Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R. (Eds.) (2008) Self-focusing: Past and Present. Topics in Appl. Phys. 114, Springer.
- 2.Couairon A., Mysyrowicz A. (2007) Physics Reports, V. 441, No. 2-4, p. 47-189.

<sup>5</sup> Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ проект номер 08-02-00517а.

## Генерация характеристического рентгеновского излучения при формировании микроканалов излучением фемтосекундного хром-форстеритового лазера

Хоменко А.С., Макаров И.А.,

Аспирант, н.с.,

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

[miriel\\_t@mail.ru](mailto:miriel_t@mail.ru)

Источники характеристического рентгеновского излучения, создаваемые высокоинтенсивным ( $I > 1 \text{ ПВт/см}^2$ ) фемтосекундным лазерным излучением, имеют ряд практических применений в задачах характеризации высокотемпературной плазмы, динамической дифракции при фазовых переходах в конденсированном веществе [1, 2, 3], в рентгеновской микроскопии и литографии [4].

Цель данной работы – измерение эффективности преобразования лазерного излучения в характеристическое рентгеновское излучение при воздействии на мишени разного элементного состава фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью  $I \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$  при нормальных атмосферных условиях.

В качестве источника лазерного излучения использована фемтосекундная хром-форстеритовая лазерная система. Последовательность лазерных импульсов (число импульсов  $N=20 \div 30$ ) фокусировалась на мишень объективом с фокусным расстоянием 6 см. В процессе формирования микроканалов в теле мишени образовывалась горячая микроплазма, которая была источником рентгеновского излучения. Выход рентгеновского излучения в диапазон  $2 \div 20 \text{ кэВ}$  регистрировался рентгеновским спектрометром с пропорциональным счётчиком. Энергетическое разрешение счётчика на энергии  $5.9 \text{ кэВ}$  ( $\text{Fe}^{55}$ ) не хуже 20 %.

Измерены спектры характеристического рентгеновского излучения. На рис. 1 показано сравнение наших данных с данными других лабораторий по эффективности преобразования лазерного излучения в характеристическое рентгеновское излучение для меди, титана и структурно-неоднородной мишени (дентина) в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Кривая отражает тенденцию эффективности преобразования. Из рис. 1 видно, что при одинаковой интенсивности лазерного излучения эффективность преобразования в рентгеновское излучение индуцированной в канале микроплазмы (наши данные) для медной мишени выше, чем из приповерхностной плазмы [4, 5]. Для дентина (пористая мишень) выход характеристического излучения выше, чем для плотных мишеней (Ti, Cu). В докладе обсуждается специфика строения дентина и возможная роль увеличения локального поля в пористых мишенях, что может быть причиной увеличения выхода рентгеновского излучения. Авторы выражают благодарность Петухову В.П. за плодотворное сотрудничество.

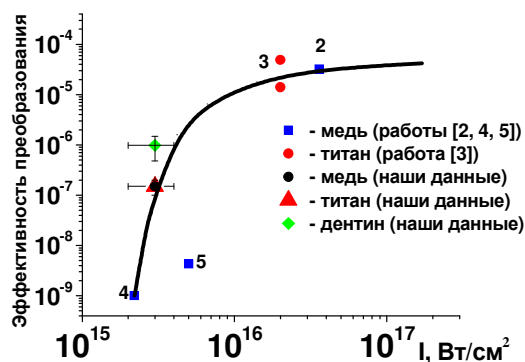


Рис. 1 Эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновское.

### Литература:

1. T. Pfeifer et al., Reports on Progress in Physics, Vol. 69, 2006, pp. 443–505.
2. C.G. Serbanescu et al., Review of Scientific Instruments, Vol. 78, 2007, pp. 103502.
3. J.A. King et al., Review of Scientific Instruments, Vol. 76, 2005, pp. 076102.
4. N. Takeyasu et al., Applied Physics Letters, Vol. 78(9), 2001, pp. 1195–1197.
5. P.P. Rajeev et al., 2001, <http://arxiv.org/abs/physics/0107022v1>