

УДК 535.2

## НЕКОГЕРЕНТНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В РУБИНЕ В УСЛОВИЯХ ТРАНСПОРТИРОВКИ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ ПО ОПТОВОЛОКНУ

*В.А. Зуйков, К.Р. Каримуллин, Т.Г. Митрофанова,  
В.В. Самарцев, А.М. Шегада, А.В. Шкалик*

### Аннотация

Излагаются результаты эксперимента по исследованию некогерентного фотонного эха (НФЭ) в рубине (с концентрацией ионов хрома, равной 0.16 ат.%) при температуре  $T = 1.7$  К в условиях, когда первый возбуждающий лазерный импульс подавался к исследуемому образцу с помощью оптоволокну диаметром 100 мкм и длиной 3 м. Изучена зависимость интенсивности НФЭ от длины волны возбуждения при ее сканировании по ширине  $R_1$ -линии поглощения. Снята временная кривая спада НФЭ и получено значение времени фазовой релаксации, равное 98 нс.

### Введение

Фотонное эхо [1] обычно относится к классу когерентных оптических переходных явлений [2]. Однако в работе [3] Р. Беч и С. Хартманн сообщали о наблюдении некогерентного фотонного эха (НФЭ) в парах атомарного натрия. В оптической схеме отсутствовала характерная для импульсных эхо-экспериментов линия задержки, а двухимпульсное возбуждение осуществлялось с помощью двух независимых импульсных источников широкополосного оптического излучения с шириной полосы 10 ГГц. При каждом источнике имелась кювета с красителем, накачка которого выполнялась с помощью YAG-лазера. Излучение красителя направлялось на голографическую решетку, выполнявшую роль единственного зеркала, после отражения от которой оно снова распространялось через кювету с красителем на выход источника, а затем направлялось к исследуемой резонансной среде. Длительность импульсов широкополосных источников составляла 7 нс, а момент задержки  $\tau$  этих импульсов от различных источников друг относительно друга (60 нс) задавался электрической схемой. Авторы работы [3] исследовали НФЭ и изложили физическую модель его формирования. В работе [4] эксперимент по изучению НФЭ был выполнен с широкополосным источником света на твердотельном образце – силикатном стекле, легированном ионами  $\text{Nd}^{3+}$ , и описана физическая модель НФЭ, основанная на режиме аккумулярованного фотонного эха. Эта модель является в настоящее время общепризнанной (см., например, [5] и цитируемую там литературу). До ее обсуждения, следуя [5], отметим, что временное разрешение метода фотонного эха (ФЭ) в общем случае определяется не длительностью импульсов излучения, а временем когерентности  $\tau_c$  излучения источника (или обратной шириной спектра его излучения). Поэтому при использовании для возбуждения ФЭ-излучения широкополосного лазера, время когерентности которого значительно меньше длительности импульса излучения  $\Delta t$ , временное разрешение

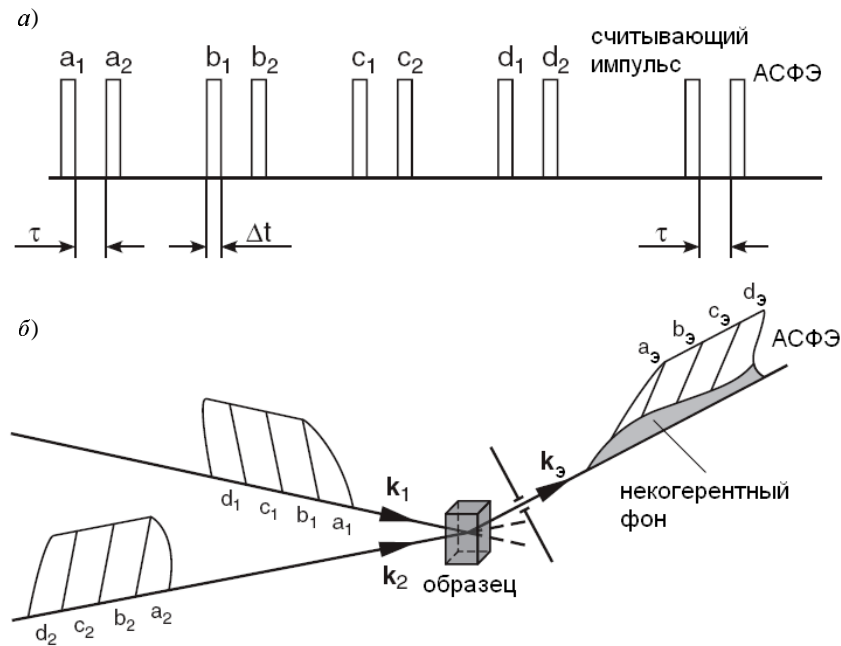


Рис. 1. а) Порядок возбуждения сигнала аккумулированного стимулированного фотонного эха (АСФЭ); б) иллюстрация физической картины формирования некогерентного фотонного эха

эхо-эксперимента может быть существенно повышено. Воспользуемся этим обстоятельством для объяснения физики формирования НФЭ. При этом обратимся к рис. 1, где сверху (а) пояснен порядок возбуждения аккумулированного стимулированного фотонного эха (АСФЭ), а снизу (б) приведена схема формирования НФЭ.

Разобьем импульс широкополосного лазерного источника на последовательность подимпульсов (например, четырех, как на рис. 1, б), каждый из которых имеет длительность, равную  $\tau_c$ . По прошествии времени  $\tau_c$  лазерное излучение «забывает» о фазе предыдущего подимпульса, то есть вся последовательность подимпульсов может рассматриваться как последовательность независимых возбуждающих сигналов. Аналогичная операция проводится и со вторым лазерным импульсом, задержанным относительно первого на интервал  $\tau$ . Тогда, по аналогии с АСФЭ, возбужденным последовательностью идентичных импульсных пар и считывающим импульсом на рис. 1, а, пара подимпульсов ( $a_1, a_2$ ) и считывающий подимпульс  $d_2$  вызовут генерацию в направлении  $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$  в момент времени  $2\tau + 5\tau_c$  своего сигнала СФЭ –  $a_3$ . Пара подимпульсов ( $b_1, b_2$ ) и считывающий подимпульс  $d_2$  приведут к излучению в том же направлении в момент времени  $2\tau + 4\tau_c$  своего сигнала СФЭ –  $b_3$ . Аналогичная ситуация происходит с импульсной парой ( $c_1, c_2$ ) и считывающим подимпульсом  $d_2$ , вызывающими генерацию эхо-сигнала  $c_3$  в момент времени  $2\tau + 3\tau_c$ . Особенность возникает лишь с парой ( $d_1, d_2$ ), поскольку, как может показаться, для нее отсутствует считывающий подимпульс. Однако его роль играет часть подимпульса  $d_2$ , и в этом случае сигнал СФЭ –  $d_3$  испускается в том же направлении  $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$  в момент времени  $2\tau + 2\tau_c$ . В итоге, в этом же направлении  $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$  испускается суммарный сигнал АСФЭ, но временной порядок следования эхо-подинтервалов ( $a_3, b_3, c_3, d_3$ ) становится обращенным. Все остальные пары подимпульсов также приводят к формированию эхо-сигналов, но из-за

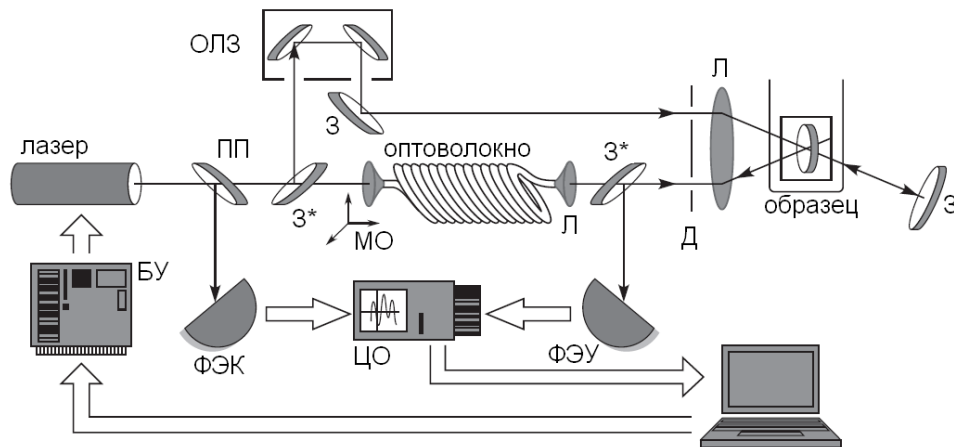


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки по исследованию НФЭ: БУ – блок управления; ПП – полупрозрачное зеркало; З – «глухое» зеркало; З\* – «неглухое» зеркало; МО – микрообъектив; Л – линза; Д – диафрагма; ФЭК – фотодетектор; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; ЦО – цифровой осциллограф Tektronics TDS 2022; ПК – персональный компьютер

случайного характера задержек между подимпульсами их вклад в суммарный эхосигнал проявляется в эксперименте в виде подставки (фона), получившей название некогерентного вклада, в отличие от зависящего от задержки вклада регулярной совокупности подимпульсов, называемого когерентным. Эту разновидность АСФЭ называют некогерентным фотонным эхо.

Одним из возможных технических приложений фотонного эха является его использование в функционировании оптических эхо-процессоров [2]. При этом установлено, что для решения многих практических задач целесообразно подключать эхо-процессоры к световолоконным коммуникациям. Именно поэтому данная экспериментальная работа нацелена на исследование оптимальных режимов формирования НФЭ в условиях, когда первый возбуждающий импульс подводится к носителю информации (кристаллу рубина) по оптоволокну, а широкополосность возбуждающего излучения обеспечивается за счет использования лазера на красителе с шириной спектра излучения, равной  $0.1 \text{ \AA}$ , на длине волны  $6934 \text{ \AA}$ .

### 1. Экспериментальная установка и результаты исследований

Для проведения исследований НФЭ была создана и использована экспериментальная установка, представленная на рис. 2. Перестраиваемый лазер на красителе (oxazin1) с частотой повторения импульсов 12 Гц, накачиваемый второй гармоникой лазера  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ , был использован в качестве широкополосного источника возбуждения НФЭ в двух образцах рубина с концентрацией ионов хрома 0.03 ат.% и 0.16 ат.%. Сразу отметим, что в эксперименте с образцом рубина с концентрацией ионов хрома 0.03 ат.% с использованием оптоволокну сигнал НФЭ не был зафиксирован, а без использования оптоволокну сигнал ФЭ был слабым. В высококонцентрированном образце рубина ( $C = 0.16 \text{ ат.}\%$ ), находящемся в слабом продольном магнитном поле (200 Гс), сигнал НФЭ был детектирован и исследован. Образец (толщиной 5 мм) находился в оптическом криостате при температуре  $T = 1.7 \text{ К}$ . Лазерный широкополосный импульс мощностью 6 кВт и длительностью (на полувысоте) 8 нс делился с помощью полупрозрачного зеркала на два

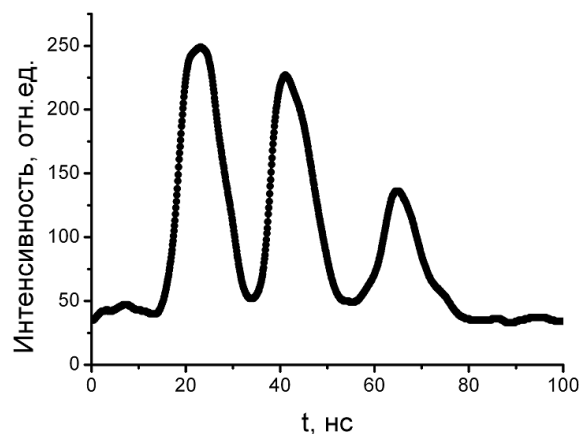


Рис. 3. Осциллограмма некогерентного фотонного эха в высоко концентрированном рубине на длине волны 6934.3 Å

импульса, первый из которых с помощью микролинзы направлялся и проходил через оптоволокно диаметром  $D = 100$  мкм и длиной  $L = 3$  м, а затем с помощью микролинзы и большой линзы направлялся к исследуемому образцу рубина. Второй импульс сначала попадал в обычную оптическую линию задержек, а из нее с помощью глухого зеркала и большой линзы этот импульс направлялся на исследуемую область образца. Пройдя образец, второй импульс отражался от зеркала и распространялся вновь к образцу, но в обратном направлении, из-за чего этот импульс мог бы считаться стоячей волной (будь он помощнее). Поэтому сигнал эха был обращенным [2] и распространялся в направлении, обратном направлению первого импульса. Затем он направлялся на фотоприемник (типа ЭЛУ-ФТ), а из него сигнал эха попадал в цифровой осциллограф Tektronics TDS 2022, связанный с персональным компьютером. Каждая точка снятых экспериментальных кривых является усредненным результатом 64 измерений. Результаты измерений выводились на монитор и записывались в файл данных. Для регистрации, накопления и обработки сигналов, а также для записи спектров с помощью монохроматора был изготовлен автоматизированный вычислительный комплекс, благодаря которому достигалась полная автоматизация измерений в наносекундном диапазоне длительностей. Мы засняли осциллограмму сигналов НФЭ (на фоне ослабленных возбуждающих импульсов) на длине волны 6934.3 Å, а также исследовали зависимость интенсивности НФЭ от длины волны  $\lambda$  при ее сканировании в пределах  $R_1$ -линии (при развертке 50 нс и усилении 50 мкВ, а также при развертке 25 нс и усилении 20 мкВ). Ввод излучения первого импульса в оптоволокно осуществлялся микрообъективом. Оптоволокно было закреплено на трехкоординатном устройстве позиционирования, обеспечивавшем возможность перемещения оптоволокна с точностью 5 мкм. В процессе поиска НФЭ исполнители эксперимента сменили линзу объектива для ввода излучения в оптоволокно на короткофокусную и убедились, что ситуация существенно улучшилась, то есть сигнал НФЭ значительно возрос по интенсивности.

Остановимся на некоторых результатах эхо-эксперимента. На рис. 3 приведена осциллограмма НФЭ, снятая в рубине ( $C = 0.16$  ат.%) на длине волны 6934.3 Å. Третий сигнал слева – сигнал НФЭ, а остальные сигналы – сигналы дифракции, соответствующие первому и второму импульсам.

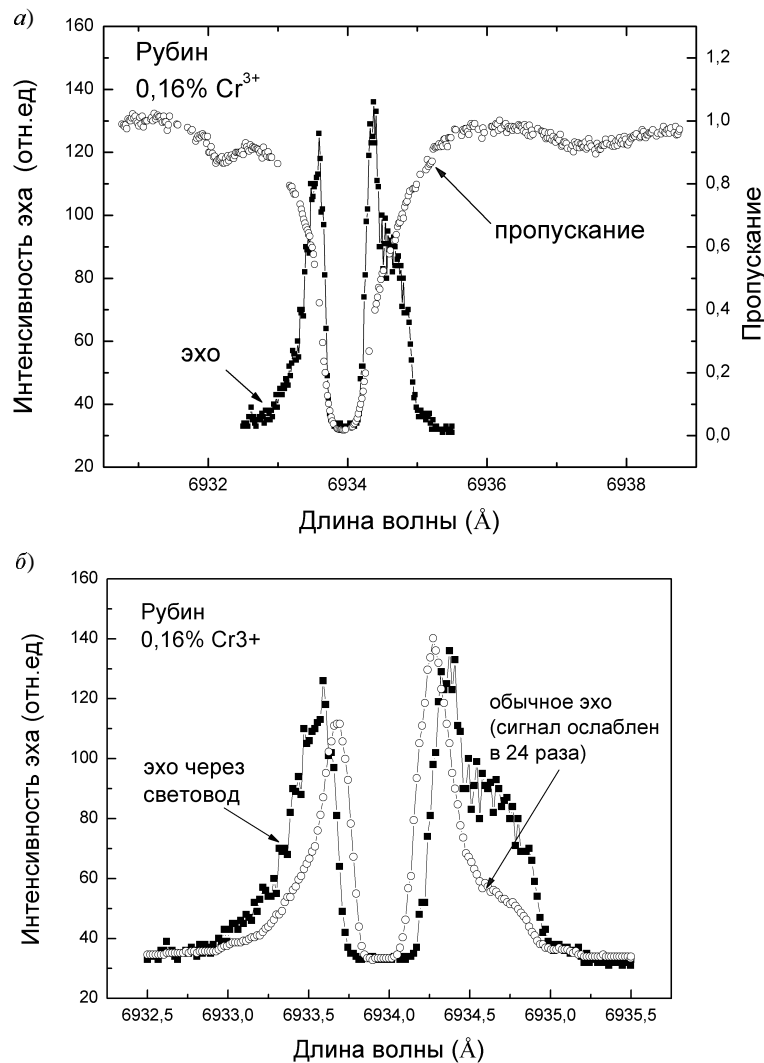


Рис. 4. Зависимость относительной интенсивности отраженного НФЭ в высококонцентрированном рубине ( $C = 0.16$  ат.%) от длины волны: *а*) на фоне спектра пропускания; *б*) на фоне спектра ослабленного в 24 раза сигнала обычного отраженного ФЭ (то есть без использования оптоволокну). Время задержки второго импульса относительно первого –  $t_{12} = 18$  нс. Диаметр оптоволокну – 100 мкм, длина оптоволокну – 3 м

Представляют интерес результаты исследования спектра НФЭ на фоне спектра пропускания, приведенные на рис. 4, *а*. Четко виден «провал» в спектрах, появление которого обязано тому обстоятельству, что энергия второго импульса в ходе формирования стоячей волны практически полностью поглощается ионами хрома в центре  $R_1$ -линии, причем настолько, что второй импульс и, тем более, эхо-сигнал не могут «выбраться» из образца. Фактически мы фиксировали НФЭ от ионов хрома за пределами «провала». Ниже, на рис. 4, *б* приведены результаты эксперимента по сравнению спектров НФЭ и обычного отраженного фотонного эха (ослабленного в 24 раза). Для обоих спектров характерен центральный «провал» разной спектральной ширины. Однако крылья спектров существенно различают-

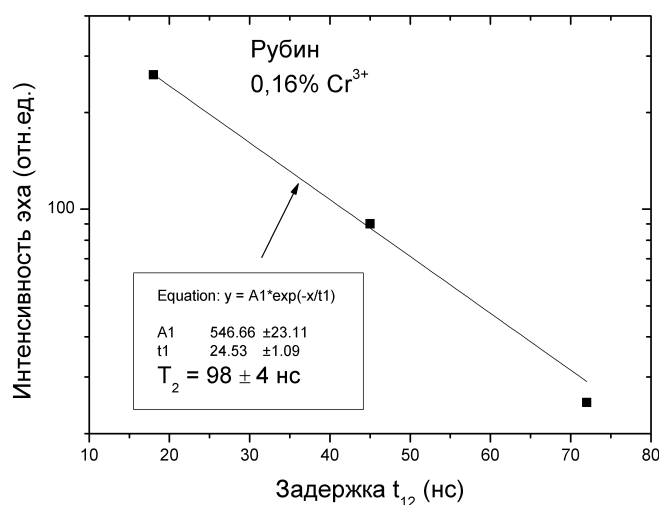


Рис. 5. Зависимость относительной интенсивности обращенного НФЭ в высококонцентрированном рубине ( $C = 0.16$  ат.%) от задержки  $t_{12}$  второго импульса относительно первого. Измерения сделаны в слабом продольном магнитном поле (200 Гаусс)

ся. Исследование физических причин уширения спектра НФЭ будет предметом дальнейших исследований.

Мы также сделали попытку исследовать кривую временного спада НФЭ (то есть зависимости его интенсивности от интервала  $t_{12}$  между импульсами). Ее результаты приведены на рис. 5. К сожалению, из-за слабости НФЭ нам удалось снять лишь три точки на кривой спада. Тем не менее, мы получили значение времени фазовой релаксации:  $T_2 = 98 \pm 4$  нс. Анализ показал, что, скорее всего, она обязана процессу спектральной диффузии [6].

Отметим, что в ходе эхо-эксперимента с одиночными лазерными вспышками было замечено, что временная форма НФЭ является обращенной к форме первого лазерного импульса, прошедшего через оптоволокно с полной или частичной потерей контролируемой разности фаз между возбуждающими импульсами.

### Заключение

Таким образом, в данной работе осуществлено наблюдение и исследование НФЭ в концентрированном рубине в условиях, когда один из возбуждающих широкополосных лазерных импульсов прошел через оптоволокно, из-за чего обычно контролируемая разность фаз между импульсами [1] оказалась необратимо нарушенной. Этот импульс может быть, в принципе, объектным и нести кодированную информацию о результатах зондирования какой-либо среды или поверхности. В работе [7] обсуждалось использование для решения таких задач волоконно-оптических головок считывания. Перспективно также использование оптоволокон для многократной повторной подачи эхо-сигналов на образец в режиме обращения волнового фронта.

Данное исследование проведено при поддержке гранта Президиума РАН «Квантовая макрофизика», грантов ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и «Когерентные акустические поля и сигналы», а также грантов РФФИ № 05-02-16003-а, 04-02-81009-Бел-2004а и 05-02-16169-а.

### Summary

V.A. Zuykov, K.R. Karimullin, T.G. Mitrofanova, V.V. Samartsev, A.M. Shegeda, A.V. Shkalikov. Incoherent photon echo in ruby using optical fiber for transportation of exciting pulses.

The experimental results of investigation of the incoherent photon echo (IPE) in ruby (with  $\text{Cr}^{3+}$  concentration equal to 0.16 wt.%) at  $T = 1.7$  K are presented. The first exciting laser pulse was directed to the sample by means of optical fiber (diameter – 100  $\mu$  and length – 3 m). The dependence of the IPE intensity on the excitation wavelength, which is varied within the width of  $R_1$  absorption line, was studied. The IPE decay curve was obtained and the phase relaxation time was determined.

### Литература

1. Kurnit N.A., Abella I.D., Hartmann S.R. Observation of a photon echo // Phys. Rev. Lett. – 1964. – V. 13. – P. 567–570.
2. Калачев А.А., Самарцев В.В. Когерентные явления в оптике. – Казань: Казан. гос. ун-т, 2003. – 281 с.
3. Beach R., Hartmann S.R. Incoherent photon echoes // Phys. Rev. Lett. – 1984. – V. 53. – P. 663–666.
4. Asaka S., Nakatsuka H., Fujiwara M., Matsuoka M. Accumulated photon echoes with incoherent light in  $\text{Nd}^{3+}$ -doped silicate glass // Phys. Rev. A. – 1984. – V. 29. – P. 2286–2289.
5. Вайнер Ю.Г. Динамика неупорядоченных молекулярных твердотельных сред: исследование методами фотонного эха и спектроскопии одиночных молекул: Дис. . . д-ра физ.-мат. наук. – Троицк: ИС РАН, 2005. – 250 с.
6. Liao P.F., Hartmann S.R. Magnetic field- and concentration-dependent echo-relaxation in ruby with simple exponential decay // Opt. Commun. – 1973. – V. 8. – P. 310–311.
7. Андрианов С.Н., Зуйков В.А., Шегеда А.М. и др. Волоконно-оптические системы технического зрения для применения в науке, промышленности и делопроизводстве // Изв. РАН. Сер. Физическая. – 2002. – Т. 66. – С. 369–372.

Поступила в редакцию  
11.01.07

---

**Зуйков Владимир Александрович** – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: [zuykov@mail.knc.ru](mailto:zuykov@mail.knc.ru)

**Каримуллин Камиль Равкатович** – аспирант кафедры оптики и нанофотоники Казанского государственного университета, инженер-исследователь лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: [qamil@inbox.ru](mailto:qamil@inbox.ru)

**Митрофанова Татьяна Геннадьевна** – научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: [mitrofanova@kfti.knc.ru](mailto:mitrofanova@kfti.knc.ru)

**Самарцев Виталий Владимирович** – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: [samartsev@kfti.knc.ru](mailto:samartsev@kfti.knc.ru)

**Шегеда Анатолий Михайлович** – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории магнитоакустики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *shegeda@kfti.knc.ru*

**Шкаликow Андрей Викторович** – младший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *Shkalikov@mail.knc.ru*