

01;08;12

## Новый акустооптический эффект — брэгговская дифракция без перемодуляции

© С.Н. Антонов,<sup>1</sup> А.В. Вайнер,<sup>1</sup> В.В. Проклов,<sup>1</sup> Ю.Г. Резвов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
141190 Фрязино, Московская область, Россия  
e-mail: olga-ant@ya.ru

<sup>2</sup> Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева,  
301665 Новомосковск, Тульская область, Россия

(Поступило в Редакцию 2 июня 2008 г.)

Теоретически предсказан и экспериментально обнаружен новый эффект — акустооптическая брэгговская дифракция без режима перемодуляции, заключающийся в том, что по мере увеличения интенсивности акустической волны эффективность брэгговского порядка, достигнув максимального значения (порядка 100%), далее практически не меняется. Эффект возникает при существенном искривлении фазовых фронтов звукового поля в плоскости акустооптической дифракции и наиболее значителен при относительно низкой частоте звука, малой ширине пьезопреобразователя, большой акустической анизотропии среды и прохождения света на удалении от пьезопреобразователя.

PACS: 43.35.Sx, 78.20.Nr

### Введение

Брэгговский режим акустооптического (АО) взаимодействия, при котором возникает единственный дифракционный порядок, описан всесторонне. В плосковолновом приближении и модели неискаженного звукового столба (при выполнении условия синхронизма) относительная интенсивность дифрагированного света подчиняется классическому соотношению

$$I_d = \sin^2(v/2),$$

где  $v$  — индекс фазовой модуляции, пропорциональный амплитуде звука. Соответственно рост амплитуды акустической волны вызывает периодический полный обмен мощностью между нулевым и дифракционным порядками. В частности, увеличение амплитуды звука в диапазоне  $\pi \leq v \leq 2\pi$  приводит к снижению эффективности дифракции от 100% до нуля (режим перемодуляции).

Картина периодического энергообмена объясняется тем, что процессы дифракции из нулевого порядка в дифракционный и обратно равновероятны независимо от мощности звука.

В реальности неидеальность брэгговского режима, искажения периодической структуры акустического поля по апертуре света, тепловые эффекты и др. факторы несколько смазывают картину. Типичные экспериментальные результаты демонстрируют несколько циклов энергообмена между нулевым и дифракционным порядками. Однако, как установлено в настоящей работе, эта картина справедлива, если можно пренебречь искривлением фазовых фронтов акустического поля (в том числе вследствие дифракционных эффектов) в плоскости АО-дифракции. Дифракционное искривление становится существенным в сумме ряда факторов: относительно

невысокая частота звука, небольшая ширина пьезопреобразователя, значительная акустическая анизотропия АО-среды, дифракция на достаточном удалении от преобразователя. В этих условиях традиционное описание процесса брэгговской дифракции становится неадекватным.

Тем самым в рамках данных условий был предсказан и обнаружен эффект отсутствия перемодуляции при брэгговской АО-дифракции, изложению которого посвящена настоящая работа.

Следует отметить, что результаты исследования подтверждают сформулированный в работе [1] вывод о возможной трансформации классической картины энергообмена в фазово-неоднородном акустическом столбе.

### Теоретический анализ

Рассматриваемая геометрия взаимодействия представлена на рис. 1. Прямоугольный пьезопреобразователь АО-ячейки со сторонами  $l_y$  (высота) и  $l_z$  (ширина) занимает на плоскости  $x = 0$  область  $-l_y/2 \leq y \leq l_y/2$ ,  $-l_z/2 \leq z \leq l_z/2$ .

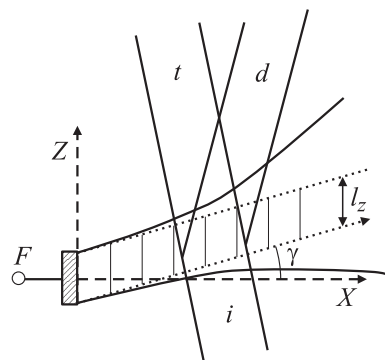


Рис. 1. Геометрия брэгговского взаимодействия.

Пусть на преобразователь подается монохроматический сигнал, и частицы среды в плоскости  $x = 0$  совершают колебания с амплитудой  $A$ , начальной фазой  $\varphi_s$  и циклической частотой  $\omega_B$ , соответствующей условию брэгговского синхронизма в плосковолновом приближении АО-дифракции. С учетом сноса звука в плоскости АО-дифракции  $xz$  и двумерного дифракционного искажения поле возбуждаемого акустического пучка имеет вид

$$s(x, y, z, t) = \operatorname{Re} \left\{ AH_y(x, y) H_z(x, z - x \operatorname{tg} \gamma) \times \exp j \left( \frac{\omega_B}{v_s} x - \omega_B t - \varphi_s \right) \right\},$$

где  $v_s$  — фазовая скорость центральной акустической волны,  $\gamma$  — угол сноса пучка.

В параболическом приближении теории дифракции комплексные профили  $H_{y,z}$  имеют одинаковую структуру:

$$H_y(x, y) = H_1(X_y, y/l_y), \quad H_z(x, z) = H_1(X_z, z/l_z),$$

$$X_{y,z} = 2 \frac{v_s}{\omega_B} \frac{B_{y,z}}{l_{y,z}^2} x,$$

$$H_1(a, b) = \frac{1}{2} \left( \operatorname{erf} \left( \frac{b + 1/2}{\sqrt{ja}} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{b - 1/2}{\sqrt{ja}} \right) \right). \quad (1)$$

Здесь  $B_{y,z}$  — безразмерные коэффициенты квадратичной анизотропии, характеризующие кривизну поверхности фазовой скорости звука. Они определяют усиление дифракционных эффектов при распространении звукового пучка в анизотропной среде по сравнению с изотропной, для которой  $B_{y,z} = 1$ .

Пусть под углом брэгговского синхронизма падает монохроматический световой пучок (индекс „i“), распределение амплитуды которого  $E_i(x, y)$ . В результате АО-взаимодействия световое поле есть сумма проходящего (индекс „t“) и дифрагированного (индекс „d“) световых пучков с распределениями  $E_t(x, y, z)$  и  $E_d(x, y, z)$  соответственно. На входе в возмущенную звуком среду дифрагированный свет отсутствует, т.е.  $E_t(x, y, -\infty) = E_i(x, y)$ ,  $E_d(x, y, -\infty) = 0$ .

Предположим, что выполняется ряд условий:

1) можно пренебречь дифракционным расплыванием оптических пучков на длине взаимодействия (порядка  $l_z$ );

2) проходящий и дифрагированный пучки распространяются почти вместе;

3) можно пренебречь ограниченностью полосы АО-синхронизма;

4) неоднородность звукового поля по оси  $x$  невелика в пределах апертуры света.

В этом случае стандартный метод вывода укороченных уравнений связанных волн приводит к упрощенной системе уравнений, аналогичной использованной в [2]

(переменная  $z$  нормирована на длину  $l_z$ ):

$$\frac{\partial E_d(x, y, z)}{\partial z} = V H_y(x_0, y) H_z(x_0, l_z z) E_t(x, y, z),$$

$$\frac{\partial E_t(x, y, z)}{\partial z} = -V^* H_y^*(x_0, y) H_z^*(x_0, l_z z) E_d(x, y, z). \quad (2)$$

Здесь

$$V = (v/2) \exp j\varphi_s,$$

$v \sim Al_z$  — индекс фазовой модуляции, рассчитанный в приближении неискаженного звукового столба;  $x_0$  — координата центра падающего светового пучка, отнесенная к плоскости  $z = 0$ . Можно отметить, что в пределах сформулированных приближений система (2) и результат дифракции не зависят от сноса звука.

Решение системы можно представить в виде разложения по уровню звуковой мощности:

$$E_d(x, y, z, t) = W_y (f_1 - f_3 |W_y|^2 + f_5 |W_y|^4 - f_7 |W_y|^6 + \dots) E_i(x, y),$$

$$E_t(x, y, z, t) = (1 - f_2 |W_y|^2 + f_4 |W_y|^4 - f_6 |W_y|^6 + \dots) E_i(x, y),$$

$$W_y = V H_y(x_0, y). \quad (3)$$

При этом функции  $f_i(z)$  определяются профилем звука в плоскости дифракции:

$$f_1(z) = \int_{-\infty}^z H_z(x_0, z_1) dz_1,$$

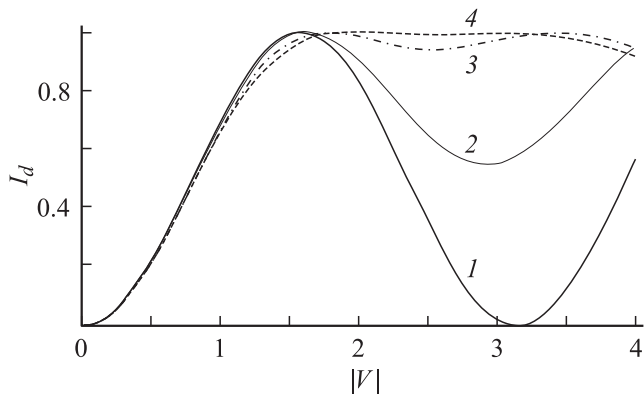
$$f_2(z) = \int_{-\infty}^z dz_1 H_z^*(x_0, z_1) f_1(z_1),$$

$$f_3(z) = \int_{-\infty}^z dz_1 H_z(x_0, z_1) f_2(z_1), \dots$$

В модели неискаженного акустического столба (при  $X_{y,z} \ll 1$ ) звуковое поле однородно. Из (2) следует (считаем, что апертура света полностью попадает в звуковой столб), что существует аналитическое решение, при этом эффективность дифракции  $I_d(V) = \sin^2 |V|$ , т.е. периодически изменяется от 0 до 100%.

Учет дифракционного искажения только в плоскости  $xu$ , перпендикулярной плоскости дифракции, приводит к следующему: максимальная эффективность дифракции в случае достаточно тонкого светового пучка близка к 100%, при дальнейшем увеличении звуковой мощности сохраняется периодический энергообмен между порядками. Можно отметить, что знание структуры акустического поля помогает выбрать энергетически наиболее выгодные положения входной апертуры света [3].

Дополнительный учет модификации акустического поля в плоскости дифракции  $xz$  вносит новые черты. Если



**Рис. 2.** Зависимость эффективности дифракции от амплитуды звука с учетом расходимости только в плоскости дифракции при различных  $X_z$ : 0 (1), 0,2 (2), 0,4 (3), 0,6 (4).

апертура светового пучка заметно меньше характерного размера  $l_y$  звукового поля „по высоте“, то можно добиться практически полного отклонения светового потока в дифрагированный свет подбором уровня звуковой мощности. Однако результат при дальнейшем увеличении мощности (режим перемодуляции) существенно зависит от параметра  $X_z$ .

Пока  $X_z \ll 1$ , возможно уменьшение эффективности опять до нуля. С увеличением  $X_z$  ухудшается степень передачи потока мощности обратно в проходящий свет. Начиная с  $X_z \sim 0.5$  эффективность дифракции после достижения максимальной (близкой к 100%) остается примерно на достигнутом уровне. Таким образом, дифракционная модификация акустического поля в плоскости дифракции коренным образом трансформирует вид кривой  $I_d(V)$ , вплоть до полного исчезновения перемодуляции, т. е. подавление передачи мощности обратно в проходящий свет.

На рис. 2 иллюстрируется эта трансформация при  $X_y = 0$ . Из (1) следует, что обратный энергообмен практически отсутствует при условии

$$(v_s B_z / \omega_B l_z^2) x_0 > \frac{1}{4}.$$

Дадим качественную интерпретацию такого явления. Выражения (3) отражают процессы многократного рассеяния света. В дифрагированном свете слагаемое с  $f_1$  соответствует однократному рассеянию фотонов из падающего пучка по схеме  $t \rightarrow d$ , слагаемое с  $f_3$  — трехкратному рассеянию по схеме  $t \rightarrow d \rightarrow t \rightarrow d$  и т. д. Аналогично проходящий свет модифицируется по схеме двукратного рассеяния  $t \rightarrow d \rightarrow t$  (слагаемое с  $f_2$ ), четырехкратного рассеяния (слагаемое с  $f_4$ ) и т. д.

Анализ поведения функций  $f_i$  с учетом существенного свойства  $H_z(-z) = H_z(z)$  приводит к следующим выводам. Конечные значения функций с четными номерами вещественны, поэтому все составляющие, образующие проходящий свет, синфазны независимо от уровня звуковой мощности. Напротив, конечные значения функций с нечетными номерами — комплексные с

различными фазами. Следовательно, вклады возможных путей многократного рассеяния в дифрагированное поле имеют разную фазу, и различие фаз нарастает с ростом мощности звуковой волны.

На начальном участке кривой  $I_d(V)$  существенны несколько первых слагаемых в (3), и процесс идет почти так же, как в однородном поле (кривые на рис. 2 близки). Синфазность составляющих проходящего света гарантирует его исчезновение, что соответствует достижению максимальной эффективности 100%. Но нарастающая рассинхронизация составляющих дифрагированного света приводит к сдвигу максимума влево с увеличением параметра  $X_z$ . При дальнейшем увеличении АО-связи эффективность передачи энергии в направлении  $t \rightarrow d$  ухудшается, а в направлении  $d \rightarrow t$  остается прежней. Следовательно, после достижения эффективности 100% (что гарантировано) кривая  $I_d(V)$  будет заключена в диапазоне от некоторого уровня  $I_{\min}$  до 100%. Увеличение  $X_z$  сужает диапазон, вплоть до того что эффективность дифракции выходит на предельный неизменный уровень 100%.

## Экспериментальная часть

При выборе экспериментальных условий (параметров АО-ячейки) ставилась цель при обеспечении брэгговского режима достигнуть возможно большего значения  $X_z$ . Для этого необходимы минимальная ширина преобразователя, большая величина акустической анизотропии и небольшая частота звука. В качестве АО-среды был выбран монокристалл парателлурита  $\text{TeO}_2$ , который обладает уникальными АО-свойствами и проявляет значительную акустическую анизотропию [4,5].

Размеры АО-ячейки в форме параллелепипеда были следующими: 6 mm — по оси [001] (вблизи которой распространялся свет), 17 mm — по [110] (направление распространения звука), 13 mm — по оси [110] (поляризация звука). При этом скорость медленной сдвиговой волны в  $\text{TeO}_2$   $v_s = 616$  m/s, коэффициенты квадратичной анизотропии  $B_y = 52$ ,  $B_z = 12$ .

Отметим важные для сопоставления теоретических и экспериментальных данных особенности пьезопреобразователя. Пластина из  $\text{LiNbO}_3$  толщиной 0,28 mm генерировала звук на частоте 6 MHz (первая гармоника). Физические размеры пластины соответствовали размеру торца звуковой грани  $\text{TeO}_2$  (6 × 13 mm), при этом внутренний электрод был равен размеру всей пластины, а внешний имел высоту  $l_y = 5.5$  и ширину  $l_z = 2.3$  mm. Так как толщина преобразователя соизмерима с шириной электрода, реальное звуковое поле (в силу краевых эффектов) будет несколько шире чем 2,3 mm. Оценки показывают, что начальная ширина звукового поля лежит в пределах 2,5–3 mm.

Существенным является выбранный вид АО-взаимодействия — анизотропная дифракция типа far-of-axis [6], что иллюстрирует в плосковолновом приближении рис. 3. Здесь  $\mathbf{k}$  — волновой вектор проходящего света,

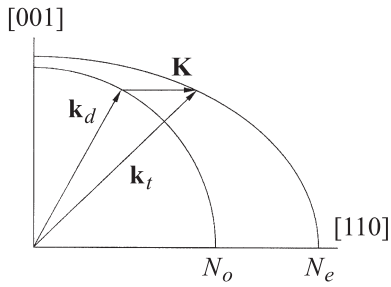


Рис. 3. Векторная диаграмма АО-дифракции, использованной в эксперименте.

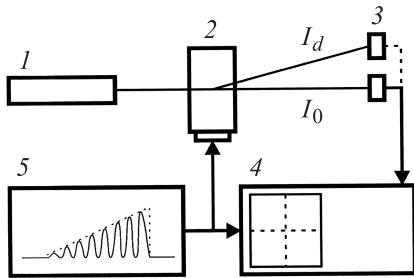


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

$k_d$  — дифрагированного,  $K$  — звуковой волны. В условиях эксперимента синхронизм реализуется при угле падения света на звук  $2^\circ$  (в кристалле).

Формально рассчитанный (без учета анизотропного характера АО-взаимодействия) параметр Кляйна–Кука  $Q = K^2 l_z / 2k_t$  составил бы величину  $\sim 0.7$ , что в оптически изотропной среде привело бы к дифракции Рамана–Ната. Однако в рассматриваемой геометрии АО-взаимодействия высшие порядки дифракции существенно ослаблены вследствие оптической анизотропии. Тем самым, как показывают расчеты, в экспериментальных условиях для ближайших высших порядков рассогласование синхронизма соответствует значению  $Q \sim 8$  в изотропной среде, и режим дифракции является в основном брэгговским. Это важное положение подтверждает рассчитанная (в модели плосковолнового

приближения и для звукового столба с плоскими фазовыми фронтами) зависимость эффективности первого порядка дифракции от индекса фазовой модуляции  $v$ . Результат моделирования дает близкую к классической брэгговскую картину: эффективность при  $v \sim \pi$  достигает уровня 90%, далее происходит практически полная перемодуляция и эффективность падает до уровня не выше 10%.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4. Излучение одномодового поляризованного волоконного лазера 1 (длина волны  $1.07 \mu\text{m}$ , диаметр пучка  $0.6 \text{ mm}$ ) поступало на АО-ячейку 2. Значения интенсивности дифракционного  $I_d$  и нулевого  $I_0$  порядков независимо измерялись фотоприемником 3, сигнал с которого регистрировался цифровым двухканальным осциллографом 4. Радиосигнал с генератора 5 подавался на АО-ячейку (параллельно на осциллограф) и имел вид импульса с частотой заполнения 6 МГц и изменяемой по линейному закону амплитудой. Длительность импульса 1 ms, период повторения 13 ms, максимальная мощность сигнала на входе АО-ячейки равнялась 6.2 W. Отметим, что данное соотношение длительности радиоимпульса и периода повторения устраняло тепловые эффекты (нагрев пьезопреобразователя, АО-кристалла), которые могли бы возникнуть при непрерывной подаче сигнала.

Измерение количественных параметров эффекта отсутствия перемодуляции проводилось трансляцией (перемещением) АО-ячейки в плоскости дифракции поперек оптического луча от преобразователя до конца кристалла без изменения его вертикального и углового положения. Расстояние  $x_0$  между лучами света и пьезопреобразователем измерялось по временной задержке между подаваемым радиоимпульсом и откликом фотоприемника.

На рис. 5 показано, как во времени изменялись амплитуда радиоимпульса (нижняя осциллограмма) и сигнал с фотоприемника (верхняя), соответствующая эффективность дифракции. По горизонтальной оси (шкала нелинейная) отложены уровни напряжения на входе АО-ячейки  $U$  (при этом индекс фазовой модуляции  $v \sim U$ ). По вертикальной — абсолютная эффективность

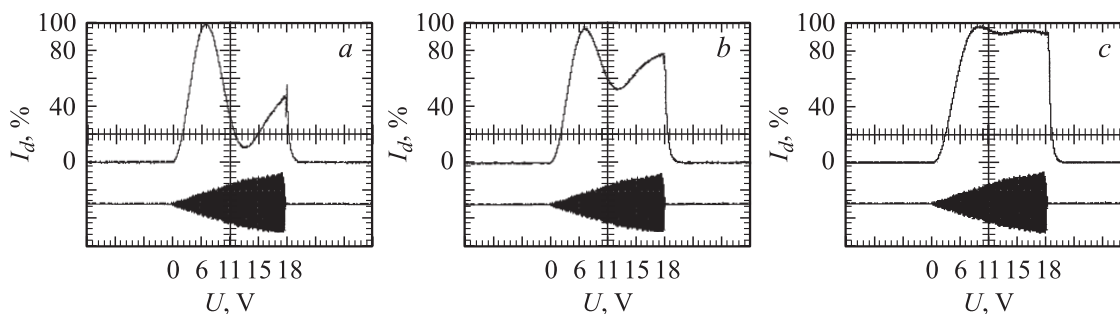


Рис. 5. Экспериментальные зависимости эффективности дифракции от управляющего напряжения на различных расстояниях от преобразователя: 1.4 (a), 4 (b), 12.5 mm (c).

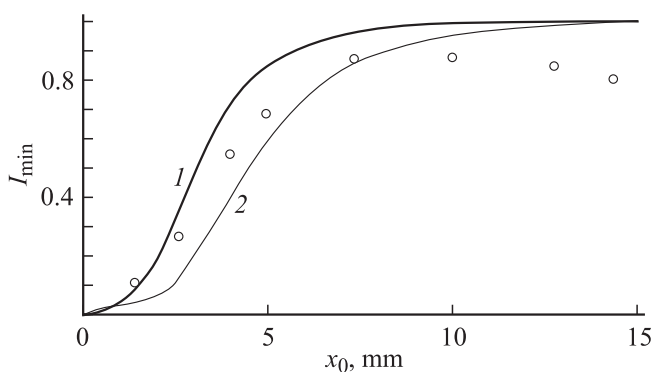
первого дифракционного порядка  $I_d$ . Рис. 5, *a* соответствует случаю прохождения света вблизи пьезопреобразователя ячейки на минимальном в данном эксперименте расстоянии. Видно, что при изменении расстояния между пьезопреобразователем и световым лучом зависимость интенсивности дифрагированного света от амплитуды акустического сигнала значительно изменяется.

Далее будем оперировать минимальным значением интенсивности дифрагированного света  $I_{\min}$  при значениях амплитуды, которые соответствуют перемодуляции ( $v > \pi$ ). Из рис. 5, *a, b* однозначно видно, что имеет место предсказанный эффект — увеличение значения  $I_{\min}$  по мере удаления светового луча от преобразователя вплоть до неизменного высокого уровня. Наиболее близкую к расчетной картине подавления обратного энергообмена демонстрирует рис. 5, *c*, некоторое отклонение на рис. 5, *c* обсуждается далее.

## Результаты и их обсуждение

На рис. 6 приведены расчетные и измеренные зависимости  $I_{\min}$  от расстояния до преобразователя. Расчетные кривые соответствуют крайним значениям начальной ширины акустического поля, диапазон которой был определен выше. Расчет проводился по выражениям (3), исходя из условий эксперимента, гауссовой структуры падающего светового поля и с учетом дифракционной модификации звукового пучка в обеих плоскостях.

Видно, что существует хорошее качественное совпадение при некотором количественном расхождении. Заметное несоответствие (уменьшение значения  $I_{\min}$ ) возникает, когда расстояние от преобразователя до лучей более 8–10 мм. Очевидная причина этого состоит в следующем. Оценка с учетом размеров преобразователя и АО-ячейки в плоскости дифракции показывает, что на расстоянии порядка 8–10 мм от преобразователя (важно, что расходимость потока энергии в  $B_z = 12$  раз превышает дифракционную расходимость) существенная часть потока энергии акустического поля отражается от



**Рис. 6.** Зависимость минимальной эффективности дифракции в области перемодуляции  $I_{\min}$  от расстояния до преобразователя. Кружки — эксперимент, кривые — расчет, ширина преобразователя  $l_z = 2.5$  (1), 3 мм (2).

оптических граней и структура поля не подчиняется соотношениям (1). Напротив, на максимальном удалении (см. рис. 5, *c*) часть акустического поля, ограниченная плоскостями, становится все более однородной и эффект уменьшается, что дополнительно подтверждает качественную интерпретацию эффекта. В целом можно утверждать, что получено адекватное экспериментальное подтверждение теоретических положений.

## Заключение

В рамках рассмотренного приближения результаты работы состоят в следующем.

1. Предсказано новое свойство брэгговской АО-дифракции — подавление обратной передачи энергии из дифрагированного света в проходящий в случае существенного искривления фазовых фронтов звука в плоскости дифракции.

2. В случае естественного дифракционного искривления эффект максимален (вплоть до стабилизации эффективности дифракции на уровне, близком к 100%) при характеристиках акустического пучка, соответствующих условию

$$\frac{v_s}{\omega_B} \frac{B_z}{l_z^2} x_0 > \frac{1}{4}.$$

3. Эффект отсутствия перемодуляции зарегистрирован экспериментально при удовлетворительном согласии с теоретическими представлениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-02-08019-офи, 07-02-00414-а, 08-02-13502-офи\_ц).

## Список литературы

- [1] Шарангович С.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 104–110.
- [2] Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 8. С. 93–100.
- [3] Григорьев М.А., Навроцкая Ю.Н., Прохоров В.В., Петров В.В., Толстиков А.В. // Опт. и спект. 1998. Т. 84. № 2. С. 307–311.
- [4] Антонов С.Н., Кузнецова Е.В., Миргородский В.И., Проклов В.В. // Акустич. журн. 1982. Т. 28. № 4. С. 433–437.
- [5] Волошинов В.Б., Макаров О.Ю., Поликарпова Н.В. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 8. С. 79–87.
- [6] Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 168–173.