

01;08;12

## Брэгговская акустооптическая дифракция без перемодуляции при фазированном преобразователе

© 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@yandex.ru

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

(Поступило в Редакцию 24 августа 2009 г. В окончательной редакции 17 декабря 2009 г.)

Теоретически и экспериментально исследована брэгговская акустооптическая дифракция без режима перемодуляции — появление протяженной области высокой эффективности на зависимости „амплитуда звука — эффективность дифракции“. Установлено, что явление возникает в случае симметрично-неоднородного акустического поля и связано с равенством модулей и противоположностью по знаку дополнительных фазовых набегов световых лучей, проходящих симметричные части звукового поля. Рассматривается ситуация, когда возбуждение акустического поля осуществляется трехсекционным фазированным пьезопреобразователем. Найдены условия, при которых существенным образом ослабевает обратная передача световой мощности из дифрагированного луча в проходящий (перемодуляция) в режиме высокой эффективности дифракции (близкой к 100%). Существенно, что при использовании фазированной решетки эффект слабо зависит от частоты звука и размера секций преобразователя, что позволяет наблюдать его в большом диапазоне параметров акустооптического взаимодействия.

### Введение

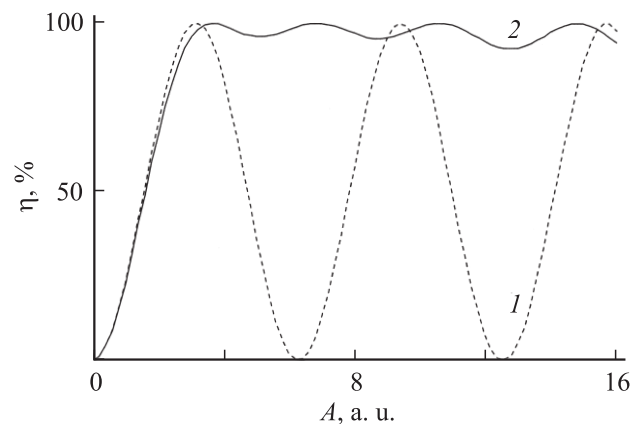
Одним из основных параметров брэгговской акустооптической (АО) дифракции является зависимость эффективности дифракции  $\eta$  от индекса фазовой модуляции  $\nu$ . Строго говоря, индекс фазовой модуляции определен лишь для однородного акустического поля. В силу этого (при неоднородном поле) будем использовать параметр  $A$ , пропорциональный амплитуде подаваемого на пьезопреобразователь электрического сигнала, который при однородном поле строго равен  $\nu$ .

В классическом модельном случае монохроматического однородного звукового столба и плоской световой волны при точном соблюдении условия синхронизма эффективность дифракции синусоидально зависит от амплитуды сигнала:  $\eta = \sin^2(A/2)$  (рис. 1, кривая 1). Увеличение амплитуды приводит к периодическому энергообмену между нулевым и брэгговским дифракционными порядками, причем эффективность дифракции изменяется от нуля до предельно возможной величины — 100%.

В работе [1] впервые теоретически показано, что эта зависимость существенно меняет свой вид в случае определенной неоднородности акустического поля вдоль пути распространения света. В работе [2] экспериментально обнаружен новый эффект — брэгговская АО-дифракция без режима перемодуляции. Эффект заключается в том, что по мере увеличения интенсивности акустической волны эффективность дифракции, достигнув максимального значения (порядка 100%), далее практически не изменяется — кривая 2 на рис. 1. В описанном эксперименте использовался плоский односекционный преобразователь. В этом случае эффект наблюда-

ется только на больших расстояниях от преобразователя:  $x \geq 0.4x_0$ ,  $x_0 = (\pi l^2)/(\Lambda B)$ ,  $l$  — размер преобразователя в плоскости дифракции,  $\Lambda$  — длина волны звука,  $B$  — фактор акустической анизотропии АО-среды. Чтобы снизить необходимое расстояние до доступного, приходится использовать узкие преобразователи и низкую частоту звука. Эффект наблюдался в кристалле  $\text{TeO}_2$ , на частоте звука 6 МГц, ширине преобразователя  $l \approx 2.5$  мм на расстоянии от преобразователя  $x \approx 7$  мм.

В работах [1,2] отмечено, что этот эффект проявляется при симметричной неоднородности фазы звукового поля. В случае плоского односекционного преобразователя эта неоднородность связана с дифракционной (естественной) расходимостью звука.



**Рис. 1.** Эффективность акустооптической дифракции  $\eta$  на различных расстояниях от преобразователя: 1 —  $x = 0$ ; 2 —  $0.4x_0$ .

Одним из способов создания такой неоднородности на малом расстоянии от места возбуждения звука является использование многосекционного преобразователя. При этом независимое управление амплитудой и фазой в каждой секции позволяет реализовать широкий диапазон амплитудно-фазовой неоднородности.

Целью настоящей работы, продолжающей тематику [2], явилось:

— наблюдение эффекта в специально синтезированном акустическом поле без ограничений параметров звука (частоты, размеров преобразователя), связанных с естественным дифракционным искажением фазового фронта;

— формулировка физического объяснения (интерпретации) эффекта отсутствия перемодуляции.

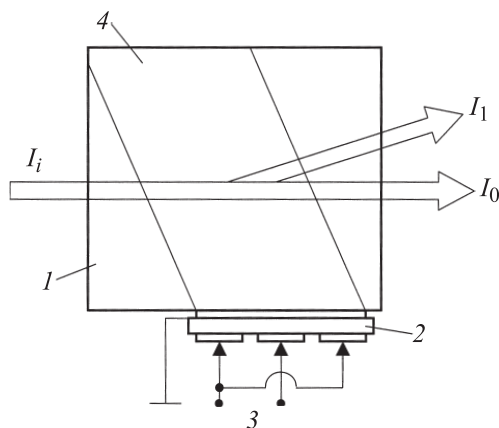
## Фазированный пьезопреобразователь

В настоящей работе предложен и реализован способ создания симметричной неоднородности фазы звукового поля путем использования пьезопреобразователя в виде фазированной решетки, в нашем случае состоящей из трех секций (рис. 2). Очевидно, что если крайние секции синфазны, а центральная сдвинута по фазе, то фазовый фронт будет иметь данную симметричную неоднородность в непосредственной близости от преобразователя.

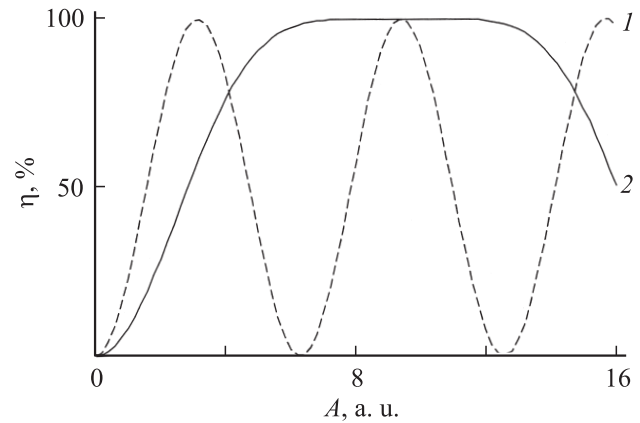
Для анализа АО-дифракции на неоднородном акустическом поле воспользуемся общепринятыми уравнениями связанных волн [3], добавив в них зависимость акустического поля от координат [2]:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dz} = -\frac{A}{2} H^*(z) C_1, \\ \frac{dC_1}{dz} = -\frac{A}{2} H(z) C_0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $C_{0,1}$  — комплексные амплитуды нулевого и брэгговского световых порядков,  $z$  — нормированная координата в направлении распространения света



**Рис. 2.** Экспериментальная акустооптическая ячейка: 1 — светозвукопровод, 2 — пьезопреобразователь, 3 — электрические входы, 4 — акустическое поле,  $I_i$  — исходный световой луч,  $I_0$  — прошедший,  $I_1$  — дифрагированный.



**Рис. 3.** Зависимость эффективности акустооптической дифракции от амплитуды сигнала при фазированном трехсекционном преобразователе: 1 — фазы секций равны; 2 — фаза центральной секции сдвинута на  $120^\circ$  относительно боковых.

( $-1/2 \leq z \leq 1/2$ ),  $H$  — комплексная огибающая акустического поля, описывающая его отличие от однородного столба. Само поле имеет следующий вид:

$$s(t, \mathbf{r}) = \text{Re}[H(z) \exp(j\omega t - j\mathbf{K}\mathbf{r})], \quad (2)$$

где  $\omega$ ,  $\mathbf{K}$  — частота и центральный волновой вектор акустической волны,  $j$  — мнимая единица.

Будем считать, что световые пучки находятся в точном АО-синхронизме с волновым вектором  $\mathbf{K}$ . Уравнения (1), (2) не учитывают расходимость световых пучков и неоднородность акустического поля по апертуре света, однако из них должны следовать все эффекты, связанные с неоднородностью поля вдоль пути распространения света.

Для случая трех равных по ширине секций преобразователя был проведен расчет с помощью численного интегрирования уравнений (1). Расчет соответствует поршневой зоне акустического поля, где распределение фазы акустической волны вдоль пути света повторяет распределение по поверхности преобразователя. Полученные зависимости эффективности дифракции от амплитуды сигнала приведены на рис. 3. При сдвиге фазы центральной секции относительно боковых зависимость переходит от синусоидальной (рис. 3, кривая 1) к имеющей протяженную область высокой эффективности (рис. 3, кривая 2). Для этого необходим сдвиг фаз  $\sim 120^\circ$ . Фаза акустического поля в этом случае имеет требуемую симметричную неоднородность уже у самого преобразователя, поэтому ограничений на расстояние от преобразователя, частоту звука и размеры секций нет. Небольшие зазоры между секциями также не оказывают заметного влияния.

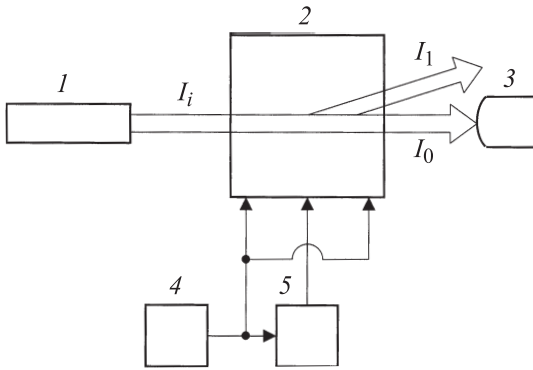
## Эксперимент

Для наблюдения эффекта была изготовлена АО-ячейка из парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ), в которой возбуждалась

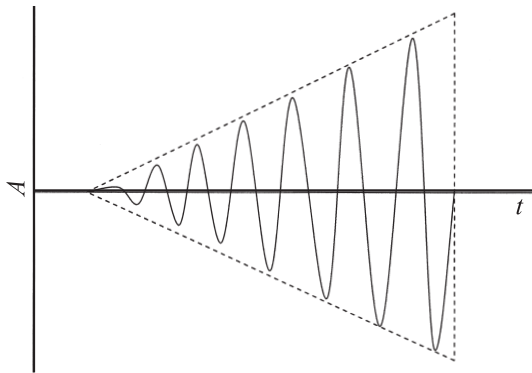
медленная сдвиговая волна в направлении, составляющем  $4^\circ$  с кристаллографической осью  $[110]$ . Исходный световой луч с длиной волны  $1.07 \mu\text{m}$  распространялся в кристалле под углом  $\sim 3^\circ$  к оптической оси и имел поляризацию необыкновенной моды (так называемая геометрия взаимодействия широкополосного анизотропного дефлектора).

Пьезопреобразователь был выполнен из одной пластины ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) (см. рис. 2). Внутренняя обкладка преобразователя представляла собой единый электрод — „землю“ генератора; внешняя состояла из трех электродов шириной  $1.8 \text{ mm}$  и с зазорами  $0.3 \text{ mm}$ . Боковые электроды были соединены между собой, тем самым были образованы два электрических входа АО-ячейки, на которые подавались сигналы с заданной разностью фаз.

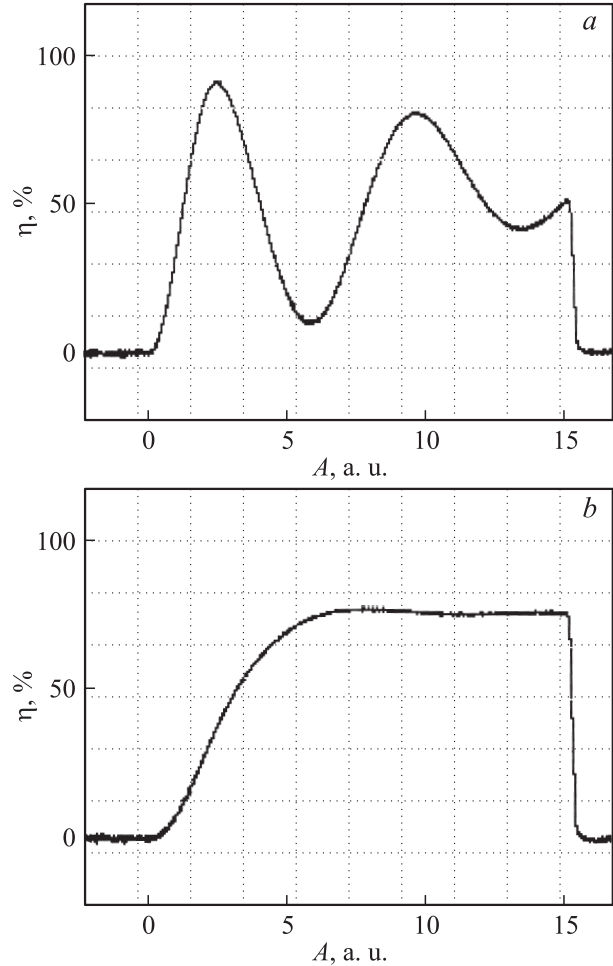
Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. Лазер 1 освещал экспериментальную ячейку 2. Интенсивность проходящего света (эффективность дифракции) измерялась фотоприемником 3. Управляющий сигнал генерировался цифровым синтезатором сигналов 4. На крайние электроды преобразователя сигнал подавался непосредственно с выхода генератора, а на центральный — через фазовращатель 5. Равенство амплитуд этих сигналов обеспечивалось с точностью



**Рис. 4.** Схема установки.  $I_i$  — исходный световой луч,  $I_0$  — прошедший,  $I_1$  — дифрагированный. 1 — лазер, 2 — экспериментальная ячейка, 3 — фотоприемник, 4 — цифровой синтезатор сигналов, 5 — фазовращатель.



**Рис. 5.** Управляющий сигнал.



**Рис. 6.** Измеренные зависимости эффективности дифракции  $\eta$  от амплитуды сигнала  $A$ . Сдвиг фазы сигнала центральной секции относительно боковых секций на:  $a$  —  $0^\circ$ ,  $b$  —  $130^\circ$ . Одна клетка по вертикали соответствует напряжению  $26 \text{ mV}$ , по горизонтали — времени  $25 \mu\text{s}$ .

не хуже 10%. Сигнал представлял собой импульсы длительностью  $200 \mu\text{s}$ , частотой заполнения  $27 \text{ MHz}$  и линейно возрастающей от нуля до максимального значения амплитудой (рис. 5). Сквозность импульсов равнялась 20, что устраняло тепловые эффекты, связанные с поглощением звука в АО-ячейке. Таким образом, сигнал с фотоприемника представлял собой временную развертку зависимости эффективности АО-дифракции от амплитуды сигнала.

Существенно, что при данных параметрах (размере секций, чистоте заполнения сигнала и акустических свойствах среза кристалла) поршневая зона акустического поля продолжалась вплоть до расстояний от преобразователя порядка  $15\text{--}30 \text{ mm}$ , т.е. по всему использованному образцу. Следовательно, сравнение результатов эксперимента с графиками на рис. 3 корректно.

Измеренные зависимости приведены на рис. 6 в виде осциллограмм сигнала с фотоприемника. Так как фотоприемник измерял интенсивность проходящего света, то шкалы напряжения и эффективности дифракции на-

правлены в противоположные стороны. Для наглядности осциллограф был включен в режим отображения инвертированного сигнала, чтобы шкала эффективности дифракции была направлена вверх. По оси абсцисс отложено время, с которым линейно связана амплитуда подаваемого сигнала (см. рис. 5). Нормировка абсциссы к величине параметра  $A$  (амплитуде сигнала) производилась в режиме синфазной работы секции преобразователя (рис. 6, *a*), при которой полагалось, что первый максимум соответствует  $A = \pi$ . Рис. 6, *a* соответствует нулевому сдвигу фаз центральной и боковых секций, рис. 6, *b* — сдвигу в  $130^\circ$ , при котором была зафиксирована наиболее однородная и протяженная область высокой эффективности.

Необходимо отметить следующие количественные отличия измеренных зависимостей от расчетных:

- первый минимум кривой на рис. 6, *a* не достигает нулевой эффективности, а второй — превосходит 40%;
- при внесении сдвига фаз предельная эффективность упала с 91 до 78%, в то время как расчет дает одинаковые значения эффективности в обоих режимах;
- расчет предсказывает максимально протяженную область высокой эффективности при сдвиге фазы центральной секции, равном  $120^\circ$ , а не  $130^\circ$ ;
- эффективность должна начать снижаться при  $A > 12$ , а измеренная эффективность не снижается вплоть до  $A = 15$ .

Эти отличия нами связываются с расходимостью света и отличием реального акустического поля от использованного в расчете. В частности, отличие может состоять в практически наблюдаемой (измеренной) асимметрии диаграммы направленности акустического поля.

В целом, можно говорить о неплохом согласии результатов эксперимента с расчетом, что подтверждает адекватность теоретической модели и верность сделанных из нее выводов.

## Интерпретация эффекта отсутствия перемодуляции

Данный раздел посвящен качественному описанию эффекта брэгговской дифракции без перемодуляции.

Будем использовать модель акустического поля (рис. 7), имеющего симметрию относительно плоскости  $z = 0$ .

Формализм рассмотрения процесса дифракции иллюстрируется на рис. 8 и заключается в том, что результат дифракции представляется как сумма процессов, произошедших на частях поля, разделенных плоскостью  $z = 0$ . На входную плоскость  $z = -1/2$  падает исходный луч света  $I_i$ . В плоскости  $z = 0$  лучей уже два — это луч  $I_0$ , распространяющийся в том же направлении, что и исходный (нулевой порядок дифракции), и луч  $I_1$ , отклоненный в результате дифракции (брэгговский порядок). Каждый из этих лучей входит во вторую половину акустического поля и, претерпевая дифракцию, разделяется еще на два луча. Для обозначения этих

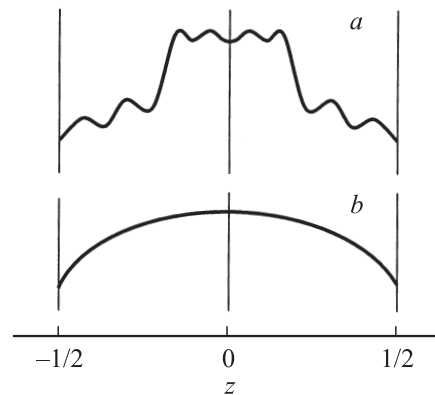


Рис. 7. Пример симметричного профиля акустического поля вдоль пути света: *a* — амплитуда, *b* — фаза.

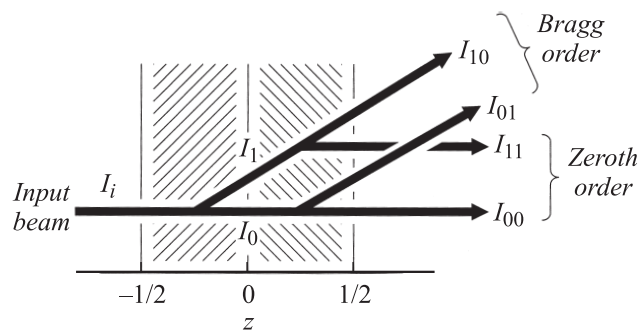


Рис. 8. Диаграмма образования дифракционных порядков.

лучей добавим еще одну цифру в индексе:  $I_{00}$  — нулевой порядок дифракции луча  $I_0$ ,  $I_{11}$  — дифрагировавший дважды луч (один раз в первой и один раз во второй половине акустического поля) и т.п. Финальный (выходной) брэгговский порядок дифракции при таком рассмотрении есть сумма лучей  $I_{01}$  и  $I_{10}$ , а нулевой порядок — сумма лучей  $I_{00}$  и  $I_{11}$ .

Обозначим интенсивность лучей, приняв интенсивность исходного луча  $I_i$  за единицу. Интенсивность лучей  $I_1$  и  $I_0$  равны  $\chi$  и  $1 - \chi$  соответственно, где  $\chi$  — эффективность дифракции на первой половине поля. В силу симметрии эффективность дифракции на второй половине поля равна эффективности в первой. Следовательно, интенсивности лучей  $I_{01}$  и  $I_{10}$  равны  $\chi(1 - \chi)$ , так как каждый из них один раз дифрагировал и один раз был нулевым порядком.

Важно, что лучи, образующие выходные дифракционные порядки, имеют одинаковую частоту и направление распространения. Поэтому финальная эффективность дифракции определяется не только их интенсивностью, но и разностью их фаз  $\Delta\varphi$ :

$$\eta = 4\chi(1 - \chi) \cos(\Delta\varphi). \quad (3)$$

Рассмотрим фазы этих лучей. Как известно [4,5], нулевой порядок дифракции приобретает дополнительный фазовый сдвиг.

„Источником“ луча  $I_{10}$  является исходное излучение с нулевой начальной фазой, а „источником“ луча  $I_{01}$  — нулевой порядок акта дифракции в первой половине акустического поля, что вызывает его дополнительный фазовый сдвиг. В то же время, луч  $I_{10}$  является нулевым порядком акта дифракции во второй половине, что уже в этом луче вызывает сдвиг фазы. В одном случае имела место дифракция стоксовского типа, а во втором — антистоксовского, и только в силу этого сдвиги имели бы противоположные знаки. Однако эти акты дифракции проходили не на одинаковых акустических полях, а на зеркально симметричных. Как показано в Приложении, симметричные поля создают равные по модулю и противоположные по знаку дополнительные сдвиги.

Таким образом, лучи  $I_{10}$  и  $I_{01}$  в выходной плоскости дифракции  $z = 1/2$  имеют равную фазу, т.е.  $\Delta\varphi = 0$ . График зависимости (3) для этого случая приведен на рис. 9, он иллюстрирует два важных вывода. Во-первых, при  $\chi = 50\%$  суммарная эффективность дифракции достигает максимума, равного  $\eta = 100\%$ , т.е. при симметричном акустическом поле достигается 100%-ная эффективность дифракции, даже если АО-взаимодействие имеет неполный синхронизм (переменный по длине взаимодействия). Во-вторых, вблизи своего максимума  $\eta$  меняется медленно. Пусть, например, под высокой эффективностью дифракции будем понимать  $\eta \geq 95\%$ . Как видно из рис. 9, интервалу в 5% выходной эффективности ( $95 \geq \eta \geq 100\%$ ) соответствует достаточно широкий диапазон  $40 \geq \chi \geq 60\%$ . Предположим, что вследствие неоднородности поля вдоль оси  $z$  максимальная величина  $\chi$  равна 60%, как это для примера изображено на рис. 10, *a* (кривая 1). В этом случае во всем диапазоне амплитуд сигнала  $\Delta A_1$  будет наблюдаться  $\eta \geq 95\%$  (рис. 10, *b*, кривая 1), т.е. суммарная выходная эффективность дифракции, достигнув максимума, будет оставаться на высоком уровне. Для сравнения на рис. 10 приведены штриховые кривые 2, соответствующие однородному звуковому полю. В этом случае диапазон высокой эффективности  $\Delta A_2$  существенно меньше.

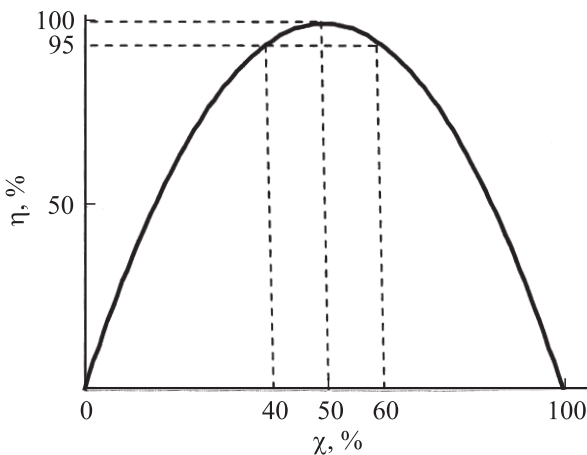


Рис. 9. Суммарная (выходная) эффективность акустооптической дифракции на центрально-симметричном звуковом поле.

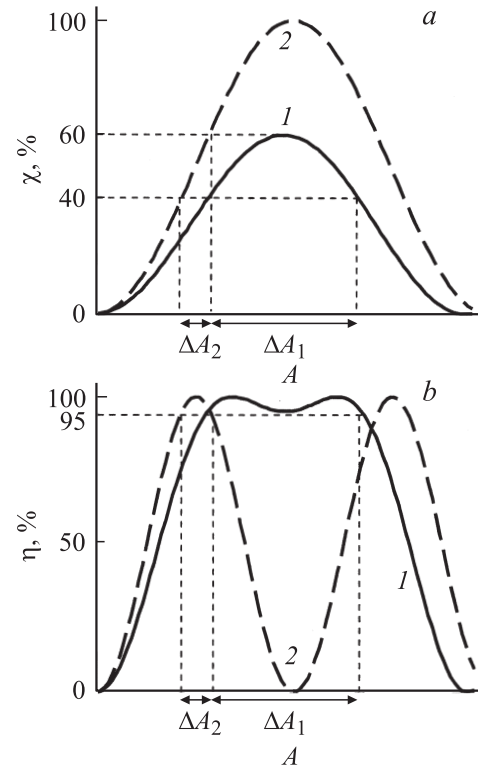


Рис. 10. Акустооптическая дифракция на центрально-симметричном звуковом поле:  $\chi$  — эффективность дифракции на одной половине поля (*a*).  $\eta$  — суммарная (выходная) эффективность (*b*). 1 — в неоднородном поле, 2 — в однородном.

Таким образом, для наблюдения протяженной области высокоэффективной дифракции достаточно выполнить два условия: создать зеркально-симметричное акустическое поле и иметь возможность регулировать неоднородность его фазы так, чтобы сделать максимум эффективности дифракции на одной его половине немного превосходящим 50%.

## Заключение

1. Теоретически показано, что физической причиной сохранения высокой эффективности АО-дифракции в большом диапазоне акустических амплитуд при симметрично-неоднородном акустическом поле является равенство модулей и противоположность знаков дополнительных фазовых набегов световых лучей, проходящих симметричные части акустического поля.

2. Для образования протяженной области (по амплитуде сигнала) высокой эффективности дифракции (более 95%) помимо симметрии поля необходимо выполнить единственное условие: неоднородность фазы поля должна ограничивать эффективность дифракции на одной половине поля уровнем порядка 60%. Этим условиям можно удовлетворить, как осуществляя АО-дифракцию на удалении от преобразователя, где изгибаются волновые фронты акустического поля (см. [2]),

так и используя фазированную решетку преобразователей. Существенно, что при использовании фазированной решетки эффект слабо зависит от частоты звука и размера секций преобразователя, что позволяет наблюдать его в большом диапазоне параметров АО-взаимодействия.

3. Экспериментально исследована зависимость эффективности АО-дифракции от амплитуды звука при фазированном преобразователе из трех секций. Получена постоянная высокая эффективность (~ 80%) в диапазоне изменения амплитуд в 2.3 раза при хорошем согласии с численным расчетом.

## Приложение

Рассмотрим слой акустического поля, заключенный между плоскостями  $z_0$  и  $z$ . Амплитуды световых лучей на выходе из этого слоя  $C_{0,1}(z)$  связаны с входными амплитудами лучей  $C_{0,1}(z_0)$  линейным образом (задача АО-дифракции линейна по свету). Выразим эту зависимость с помощью матрицы  $M$ :

$$\begin{pmatrix} C_0(z) \\ C_1(z) \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} C_0(z_0) \\ C_1(z_0) \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} a(z) & b(z) \\ c(z) & d(z) \end{pmatrix}.$$

Элементы матрицы  $a(z), b(z), c(z), d(z)$  описывают АО-взаимодействие и определяются параметрами акустического поля. Из уравнений связанных волн (1) нетрудно получить следующие соотношения:

$$\frac{d}{dz} (|a|^2 + |c|^2) = 0, \quad \frac{d}{dz} (|b|^2 + |d|^2) = 0,$$

$$\frac{d}{dz} (ad - bc) = 0.$$

Учитывая, что

$$a(z_0) = d(z_0) = 1, \quad b(z_0) = c(z_0) = 0,$$

получим

$$a = d^*, \quad b = -c^*, \quad |a|^2 + |c|^2 = 1.$$

Таким образом, четыре комплексных элемента матрицы  $M$  выражаются через три действительных параметра:

$$M = \begin{pmatrix} \sqrt{\eta} \exp(j\varphi) & -\sqrt{1-\eta} \exp(-j\psi) \\ \sqrt{1-\eta} \exp(j\psi) & \sqrt{\eta} \exp(-j\varphi) \end{pmatrix}.$$

Смысл этих параметров следующий. Если во входной плоскости присутствует только луч  $C_0$ , то на входе его интенсивность изменится в  $1 - \eta$  раз и он приобретет фазовый сдвиг  $\varphi$ ; кроме того, он создаст луч  $C_1$  с интенсивностью  $\eta$  и фазой  $\psi$ . Если, наоборот, во входной плоскости присутствует только луч  $C_1$ , то эффективность его дифракции также составит  $\eta$ , а вот фазовый сдвиг будет иметь противоположный знак. Эти два случая соответствуют стоксовскому и антистоксовскому

типам дифракции: показано, что дополнительный фазовый набег в этих случаях противоположный.

Проанализируем теперь дифракцию на акустическом поле, зеркально симметричном рассмотренному:

$$\begin{cases} \frac{dC_0^{\text{sym}}}{dz} = -H^*(-z)C_1^{\text{sym}}(z) \\ \frac{dC_1^{\text{sym}}}{dz} = H(-z)C_0^{\text{sym}}(z) \end{cases};$$

$$\begin{pmatrix} C_0^{\text{sym}}(z) \\ C_1^{\text{sym}}(z) \end{pmatrix} = M^{\text{sym}} \begin{pmatrix} C_0^{\text{sym}}(z_0) \\ C_1^{\text{sym}}(z_0) \end{pmatrix}.$$

Эта система превращается в (1) заменой переменных:

$$\begin{cases} C_0^{\text{sym}}(z) = B_1^*(-z) \\ C_1^{\text{sym}}(z) = B_0^*(-z) \end{cases}; \quad \begin{cases} \frac{dB_1}{dz}(z) = H(z)B_0(z), \\ \frac{dB_0}{dz}(z) = -H^*(z)B_1(z). \end{cases}$$

Следовательно,

$$\begin{pmatrix} C_0^{\text{sym}}(z) \\ C_1^{\text{sym}}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\eta} \exp(-j\varphi) & -\sqrt{1-\eta} \exp(-j\psi) \\ \sqrt{1-\eta} \exp(j\psi) & \sqrt{\eta} \exp(j\varphi) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} C_0^{\text{sym}}(z_0) \\ C_1^{\text{sym}}(z_0) \end{pmatrix},$$

т. е. зеркально симметричные акустические поля имеют равные параметры АО-дифракции, за исключением знака дополнительного фазового сдвига:

$$\eta^{\text{sym}} = \eta, \quad \psi^{\text{sym}} = \psi, \quad \varphi^{\text{sym}} = -\varphi.$$

На основании именно этих равенств построены рассуждения в разделе „Интерпретация эффекта“, приводящие к выводу о том, что симметрия акустического поля и определенная степень неоднородности его фазы создают на зависимости амплитуда сигнала–эффективность АО-дифракции протяженную область практически постоянной высокой эффективности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 08-02-13502-офи\_ц, 08-07-00405-а).

## Список литературы

- [1] Шарангович С.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 104–110.
- [2] Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 6. С. 119–123.
- [3] Корпел А. Акустооптика. М.: Мир, 1993.
- [4] Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 5. С. 901.
- [5] Антонов С.Н., Проклов В.В. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 2. С. 306.