

01;08

Обратная акустооптическая задача — когерентное сложение нескольких оптических лучей в один оптический канал

© С.Н. Антонов,¹ А.В. Вайнер,¹ В.В. Проклов,¹ Ю.Г. Резвов²¹ Институт радиотехники и электроники РАН,
141190 Фрязино, Московская область, Россия² Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева,
301650 Новомосковск, Тульская область, Россия

(Поступило в Редакцию 6 декабря 2005 г. В окончательной редакции 18 августа 2006 г.)

Исследована обратная акустооптическая задача — объединение нескольких взаимно-когерентных оптических лучей (каналов) в один путем дифракции на брэгговской ячейке, при сохранении расходимости и апертуры суммарного луча и принципиально высокой эффективности сложения. Изучен случай, когда многолучевое сводимое поле сформировано дифракцией (расщеплением) одного исходного лазерного луча. Теоретически обоснована и экспериментально подтверждена возможность повторной дифракции, которая обеспечивает высокую эффективность (в пределе 100%) восстановления параметров исходного луча. Эксперименты проводились с одномодовым лазерным излучением на длине волны 0.63 и с многомодовым на 0.96 мкм. Практически достигнутая эффективность сложения нескольких лучей в один с исходной апертурой и расходимостью составила порядка 70%. Обсуждаются факторы, ограничивающие практически достигнутую эффективность когерентного акустооптического объединения лучей, методы ее повышения и возможные применения результатов данной работы.

PACS: 78.20.Nr, 42.79. Jq

Введение

Известны различные области применения акустооптического (АО) взаимодействия, связанные с управлением параметрами прошедшего через ОА-среду светового луча — модуляцией его интенсивности и фазы, сдвигом частоты, изменением направления распространения, формированием многолучевой диаграммы направленности и т.п. Постановки таких задач и их решения, связанные с трансформацией одного входного оптического луча в многолучевое распределение дифракционных порядков на выходе, могут быть классифицированы как прямые АО-задачи.

В настоящей работе впервые теоретически и экспериментально изучается возможность решения одной из обратных АО-задач — максимально эффективного сложения нескольких взаимно-когерентных падающих оптических лучей (каналов) в один выходной. Это актуально для многих практических приложений — в системах оптического канального демультиплексирования, в оптических антенных усилителях и т.п. Действительно, представляется весьма перспективным управляемое расщепление лазерного излучения на несколько независимых каналов, управляемое изменение характеристик каждого из каналов (например, их раздельная модуляция и усиление в независимых квантовых усилителях), и последующее объединение в один канал с минимальными потерями света.

Решение аналогичной задачи в области классической оптики хорошо известно — взаимно-когерентное многолучевое лазерное излучение, полученное из одного луча одним транспарантом (расщепителем), вновь собирают в один луч пространственно согласованным другим опти-

ческим транспарантом, являющимся комплексно сопряженным первому (расщепителю). Известно, что такие пары транспарантов изготавливают, например, методом голографической записи в фоторефрактивной среде или их цифровым синтезом и записью на соответствующем носителе [1].

Существенно, что преобразования света в оптически активных АО-системах (в отличие от пассивных) имеют характерную особенность, связанную с движением дифракционной решетки. Очевидно, что возникающий при этом пространственно-временной характер преобразования света существенно усложняет рассматриваемый процесс когерентного сложения лучей и делает неочевидной возможность важной для практики эффективности реализации процесса восстановления. Таким образом, целью работы явилось теоретическое и экспериментальное изучение условий и возможности реализации максимально эффективного АО когерентного сложения (восстановления) света в один луч с параметрами, близкими к исходным.

1. Теоретическая часть

1.1. Общая оценка возможности решения задачи

Рассмотрим возможную эффективность АО-объединения световых пучков, полученных в результате предшествующей АО-дифракции. Для этого проведем последовательный анализ процессов АО дифракционного расщепления лазерного луча в первой (вспомогательной) АО-ячейке и последующего объединения лучей во второй.

Для оценки общей перспективы решения данной задачи предположим, что на монохроматическую акустическую волну с шириной фронта l , распространяющуюся вдоль оси X , под небольшим углом к ее нормали (ось Z), падает плоская световая волна. Рассмотрение методом связанных волн в этом случае приводит к системе уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dC_p}{dz} &= (v/2)C_{p-1} \exp(2j\Delta_{p-1,p}z + j\varphi) \\ &- (v/2)C_{p+1} \exp(-2j\Delta_{p,p+1}z - j\varphi), \end{aligned} \quad (1)$$

где функции $C_p(z)$ определяют комплексные амплитуды p -х дифракционных порядков из соотношений $E_p(z) = C_p(z)E_i$, E_i — амплитуда падающей волны, v — индекс фазовой модуляции, φ — фаза звуковой волны, $z = Z/l$ — безразмерная координата. Безразмерные параметры $\Delta_{p-1,p} = (k_{p-1,z} - k_{p,z})l/2$ и $\Delta_{p,p+1} = (k_{p,z} - k_{p+1,z})l/2$ описывают фазовое рассогласование между соседними порядками.

Из симметрии поставленной задачи вторая ячейка должна иметь характеристики, идентичные первой, и располагаться на оптической оси системы либо в непосредственной близости к первой, либо в „плоскости изображения“ на оси оптической системы. При этих условиях параметры рассогласования Δ в обеих ячейках будут одни и те же и, согласно (1), когерентное сведение порядков АО-методом будет возможно, если в ячейках индексы фазовой модуляции одинаковы, а фазы звука противоположны ($\varphi_2 = \pi + \varphi_1$, где φ_i — фаза акустической волны в i -й ячейке). При этом эволюция амплитуд пучков как в первой АО-ячейке, так и во второй, описываются одинаковыми соотношениями (1) с противоположными знаками. В результате получаем ответ на главный вопрос — при определенных условиях после двукратной АО-дифракции лазерного луча на выходе можно получить луч, идентичный падающему.

1.2. Основные закономерности процесса восстановления

Рассмотрим пример двукратной изотропной брэгговской дифракции, когда в двух идентичных последовательно расположенных АО-ячейках на выходе образуются только два порядка — проходящий (обозначается индексом „ t “) и 1-й дифракционный (с индексом „ d “). В этом случае система (1) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} dC_d/dz &= (v/2)C_t \exp(2j\Delta z + j\varphi); \\ dC_t/dz &= -(v/2)C_d \exp(-2j\Delta z - j\varphi). \end{aligned} \quad (2)$$

При настройке брэгговского синхронизма ($\Delta = 0$) на выходе первой ячейки имеем два порядка (луча) вида:

$$\begin{aligned} C_{d,out} &= \sin(v_1/2) \exp(j\varphi_1), \\ C_{t,out} &= \cos(v_1/2). \end{aligned}$$

Эти лучи являются входными для второй ячейки. Решения (2) для 2-й ячейки с учетом начальных условий вновь дают на выходе два порядка (луча) вида

$$\begin{aligned} C_{d,out} &= \cos(v_2/2) \sin(v_1/2) \exp(j\varphi_1) \\ &+ \cos(v_1/2) \sin(v_2/2) \exp(j\varphi_2), \\ C_{t,out} &= \cos(v_1/2) \cos(v_2/2) \\ &- \sin(v_1/2) \sin(v_2/2) \exp(j(\varphi_1 - \varphi_2)). \end{aligned} \quad (3)$$

Отсюда следует первый важный вывод — при условии „противофазной“ работы двух ячеек, когда $v_1 = v_2$ и $\varphi_2 = \pi + \varphi_1$, на выходе второй ячейки имеем $C_{t,out} = 1$, $C_{d,out} = 0$, что означает принципиальную возможность восстановления одного луча, подобного исходному. Условие достижения этого эквивалентно подаче на 2-ю ячейку аналогичного ВЧ-сигнала с задержкой на половину периода его несущей частоты. Заметим, что выполнение условия $\varphi_2 = \pi + \varphi_1$ может быть достигнуто двумя путями — либо подстройкой времени задержки, либо механическим сдвигом одной из ячеек вдоль оси X на половину периода акустической волны.

Далее, важно отметить, что имеется второй критический по остроте настройки случай, когда $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$, и согласно (3) имеем

$$\begin{aligned} C_{d,out} &= \sin(v_1/2 + v_2/2) \exp(j\varphi), \\ C_{t,out} &= \cos(v_1/2 + v_2/2), \end{aligned}$$

т.е. обе ячейки работают „в фазе“, как одна составная ячейка.

Если сигналы, подаваемые на разные АО-ячейки, идентичны во всем, кроме их взаимной фазы (например, $v_1 = v_2 = v$, $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \varphi$), то из (3) несложно получить

$$C_{t,out} = \cos^2(v/2) - \sin^2(v/2) \exp(-j\varphi),$$

а отсюда определить эффективность восстановления луча, т.е. долю энергии падающего света, возвращенную в проходящий пучок

$$I_{t,out} = |C_{t,out}|^2 = 1 - \sin^2(v) (1 + \cos(\varphi)) / 2. \quad (4)$$

Эта зависимость изображена на рис. 1. Видно, что полное восстановление луча ($I_{t,out} = 1$) может быть достигнуто в целом ряде случаев:

- 1) $v = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$, независимо от параметра φ ;
- 2) $\varphi = \pi, 3\pi$ и т.д. \dots , независимо от индекса фазовой модуляции v .

Рассмотрим более подробно процессы в первом случае:

а) процессы при $v = 2\pi$ известны и физически понятны — каждая идеальная брэгговская ячейка при этом условии восстанавливает проходящий луч, добавляя к падающему лишь известный фазовый сдвиг [2];

б) при $v = \pi$ (3π и т.д.) в первой ячейке свет дифрагирует полностью, а вторая ячейка также полностью

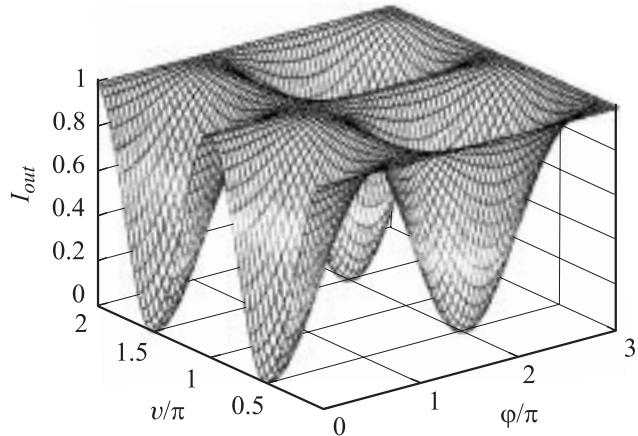


Рис. 1. Зависимость эффективности восстановления выходного луча при двойной брэгговской дифракции от индексов фазовой модуляции ($v_1 = v_2 = v$) и разности фаз между АО-ячейками φ .

возвращает свет в проходящую волну, добавляя в него лишь соответствующий сдвиг фазы: $C_{t,out} = -\exp(-j\varphi)$. При такой мощности звука эффективность восстановления при работе ячеек как „в фазе“ (при $\varphi = 0$), так и „в противофазе“ ($\varphi = \pi$), и в любом промежуточном случае будет максимальной.

Рассмотрим также влияние на рассматриваемый эффект неточности угловой настройки ячеек в плоскости XZ . Вследствие известной чувствительности брэгговской дифракции к углу падения света на звук каждая из ячеек должна быть первоначально наклонена по отношению к падающему свету под рассчитанным брэгговским углом. В таком положении, как отмечалось, можно достичь максимальной эффективности восстановления луча. Теперь при повороте 2-й ячейки в плоскости будет происходить расстройка брэгговского синхронизма волн звука и света ($\Delta \neq 0$), при которой система уравнений (2) дает для проходящего света следующее решение:

$$C_t = \exp(-j\Delta) [\cos(v/2) \cos(B) + ((v/2) \sin(v/2) + j\Delta \cos(v/2)) \sin(B)/B], \quad (5)$$

где $B = \sqrt{(v/2)^2 + \Delta^2}$.

Анализ (5) показывает, что возникновение угловой расстройки всегда приводит к уменьшению достижимой эффективности восстановления. В частном случае, $v = \pi$, из (5) получим выражение, характерное для многих АО-задач:

$$C_t = (\pi/2) \exp(-j\Delta) \sin\left(\frac{\sqrt{(\pi/2)^2 + \Delta^2}}{\sqrt{(\pi/2)^2 + \Delta^2}}\right) / \sqrt{(\pi/2)^2 + \Delta^2}.$$

При $\Delta \cong \pm 1.255$ эффективность проходящего света снизится до 50%. Полоса пропускания, как и при сильной брэгговской дифракции плоских волн на одной ячейке, отражает угловую диаграмму направленности излучения пьезопреобразователя.

2. Экспериментальные исследования

2.1. Экспериментальная методика и установка

Для изучения эффектов сложения нескольких когерентных лучей в один была разработана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 2. Основой установки являлись две АО-ячейки 1 и 2 с одинаковыми характеристиками, которые располагались в фокусах двух конфокально расположенных линз 3 и 4 с одинаковым фокусным расстоянием $F = 80$ мм; источником света являлся лазер 5. Свет с выхода второй ячейки регистрировался фотоприемной линейкой 6. Электрические сигналы, подаваемые на ячейки, формировались одним ВЧ-генератором 7 с возможностью независимой регулировки мощности в ячейках соответствующими аттенюаторами 8 и 9.

Угловое и пространственное положение модуляторов было симметрично оптической оси системы с учетом разворота второго модулятора на 180° относительно первого. Такая геометрия установки вследствие симметрии могла обеспечивать одинаковые угловые и координатные соотношения между звуковыми волнами и взаимодействующими с ними лучами света в обеих ячейках. Таким образом, в первой ячейке осуществлялось расщепление одного светового луча на несколько дифракционных порядков, на второй — когерентное сложение (восстановление) исходного луча.

АО-ячейки изготавливались из монокристаллического TeO_2 , в котором вдоль направления $[110]$ возбуждалась медленная сдвиговая акустическая волна, а свет от лазерного источника направлялся под некоторым углом к оптической оси $[001]$. В такой геометрии реализуется эффективная анизотропная дифракция, сопровождающаяся сменой одной собственной поляризационной моды оптических колебаний на другую ортогональную. При этом для одной частоты звука возможны два брэгговских условия дифракции. Первый при малых углах между падающим световым лучом и оптической осью кристалла, когда анизотропный характер дифракции связан с оптической активностью кристалла TeO_2 и собственными модами являются циркулярно (эллиптически) поляризованные волны света, и второй — при относительно больших углах между падающим светом и оптической осью,

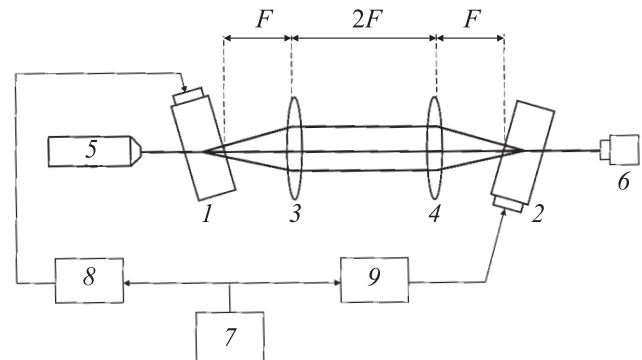


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

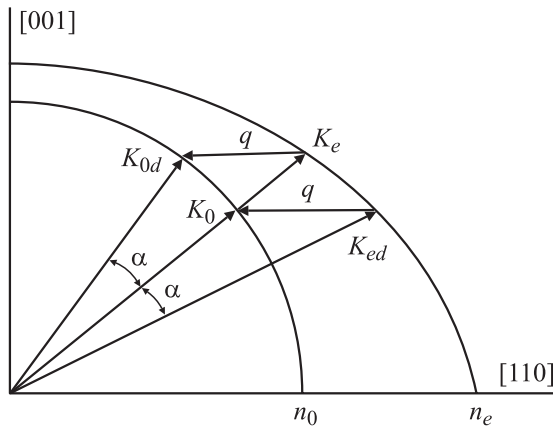


Рис. 3. Схема АО-дифракции; q — волновой вектор звука, K_0 и K_e — ортогонально-поляризованные составляющие падающего света, K_{0d} и K_{ed} — дифракционные порядки, n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн.

когда проявляется анизотропия эффекта линейного двулучепреломления кристалла и собственными являются плоско-поляризованные волны (дифракция типа „far-off-axis“) [3]. Помимо этого в данных ячейках при определенных частотах звука брэгговская дифракция может происходить одновременно с двумя входными лучами — с одной длиной волны и направлением распространения, но с ортогональными поляризациями (а следовательно, и для неполяризованного оптического излучения) [4]. При этом дифрагированное поле помимо нулевого порядка (прошедший свет) содержит два порядка дифракции (+1-й и 1-й), симметрично отстоящих от нулевого. На рис. 3 показана векторная диаграмма такого типа дифракции.

Процедуры настройки установки и измерений были общими для всех последующих экспериментов и заключались в следующем. Первоначально первый АО-модулятор настраивался на режим максимальной эффективности дифракции (т.е. минимальной интенсивности нулевого порядка) путем настройки углового и координатного положения ячейки относительно оптической оси системы и подбором оптимальной акустической мощности. Затем производилась такая же настройка второго АО-модулятора по критерию максимальной эффективности нулевого порядка дифракции на его выходе (т.е. восстановления исходного луча). Проводились измерения распределения света на выходе установки с включенным только первым модулятором и только со вторым, а также при их совместной работе. Относительная ошибка всех измерений — 6%.

2.2. Красный однододовый He–Ne-лазер

На данном этапе экспериментов использовался однододовый газовый He–Ne-лазер ($\lambda_0 = 0.63 \mu\text{m}$) с линейно-поляризованным излучением на выходе. АО-ячейки работали на частоте звука $f_s = 10 \text{ MHz}$.

Апертура звука в дифракционной плоскости была равна 5 мм, что соответствовало расходимости акустической волны $\sim 0.7^\circ$, угол между оптической осью кристалла и падающим лучом света — $\Theta \sim 6^\circ$. При этом

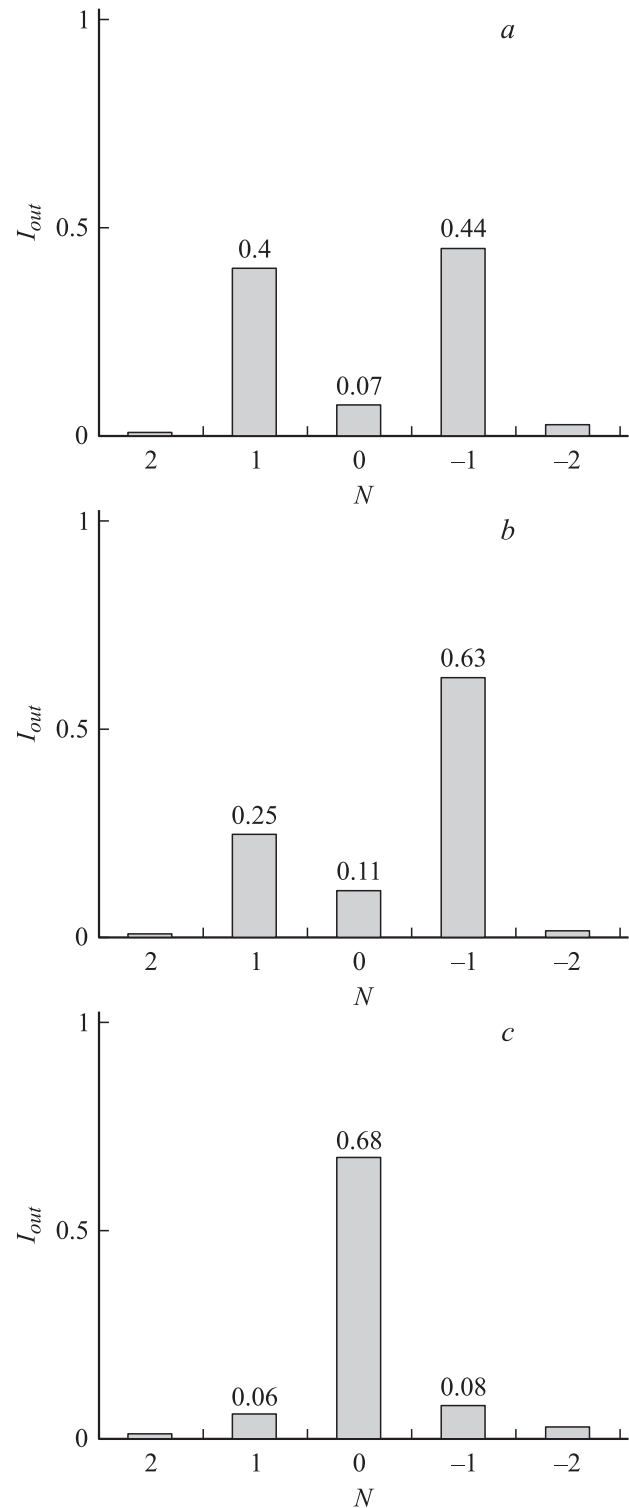


Рис. 4. Распределение относительных интенсивностей дифракционных порядков: *a* — на выходе первой АО-ячейки; *b* — на выходе второй АО-ячейки при выключенной первой; *c* — на выходе второй АО-ячейки при включенной первой.

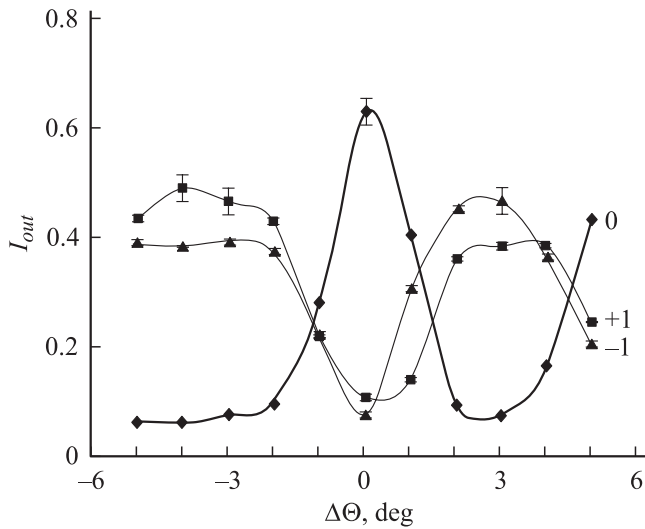


Рис. 5. Зависимости интенсивностей основных дифракционных порядков на выходе второй АО-ячейки от ее углового положения.

плоскость поляризации входного лазерного излучения составила 45° с дифракционной плоскостью, что обеспечивало формирование двух ортогонально поляризованных оптических мод в кристалле первого модулятора и, как следствие, образование двух брэгговских дифракционных порядков.

Результаты экспериментов (рис. 4) представлены гистограммами интенсивностей дифракционных порядков, где I_{out} — относительная интенсивность, N — номер порядка. На рис. 4, *a* показано распределение дифракционных порядков на выходе АОЯ-1. Видно, что эффективность составляла $\sim 93\%$ (боковые порядки были достаточно симметричны, а мощность нулевого порядка — 7% от мощности всего излучения). Вторая ячейка собирала в нулевой порядок 68% световой мощности (рис. 4, *c*). Существенно, что размер лучей в зоне регистрации соответствовал дифракционной расходимости, что подтверждает когерентную природу процесса сложения. Отметим наблюдаемую несимметричность в интенсивностях дифракционных порядков при включении только второго АО-модулятора (рис. 4, *b*). Данная асимметрия, по-видимому, связана с влиянием оптической активности на проходящий свет в первой ячейке, приводящей к вращению плоскости поляризации света (даже без включения звука в ней). Именно это, по-видимому, и приводит к наблюдаемому снижению эффективности когерентного АО-сложения падающих лучей от 100 до 68% .

Помимо подтверждения эффекта было проведено экспериментальное исследование его зависимости от точности угловой настройки АО-ячейки. На рис. 5 представлены интенсивности трех основных порядков на выходе системы в зависимости от угла поворота АОЯ-2 в плоскости дифракции $\Delta\Theta$ (нулевой угол соответствует положению, при котором максимальна эффективность восстановления). Видно, что существенное снижение

эффективности сложения происходит при угловом отклонении $\sim 1^\circ$, что находится в удовлетворительном соответствии с дифракционной расходимостью акустической волны в плоскости дифракции на частоте 10 MHz при апертуре $d = 5$ mm.

2.3. Инфракрасный многомодовый лазер

Данный этап связан с использованием многомодового лазерного источника — инфракрасного полупроводникового лазера с длиной волны света $\lambda_0 = 0.96 \mu\text{m}$, апертурой 3.4 mm и межмодовой расходимостью, превышающей дифракционную \sim в 12 раз [2].

При этом применялись аналогичные ранее описанным ячейки из TeO_2 , но с меньшей центральной частотой 7 MHz и апертурой преобразователя $d = 7.5$ mm (расходимость звука $\sim 0.7^\circ$).

Результаты экспериментов с инфракрасным лазером при наклонном падении света на частоте звука $f_s = 7$ MHz качественно аналогичны и близки по количественным данным к результатам с He–Ne-лазером.

Первая ячейка обеспечивала эффективную дифракцию (до 94%) в достаточно симметричные боковые порядки, а включение второй ячейки, имеющей, как и в экспериментах с одномодовым плоско-поляризованным лазером, несимметричную картину дифракции, собирало в ее нулевой порядок до 64% света. Размеры выходного луча соответствовали величине межмодовой расходимости исходного лазерного луча. Объяснение качественной схожести наблюдаемых процессов для одно- и многомодовых лазеров с различными длинами волн излучения может иметь следующее объяснение — с точки зрения анизотропной АО-дифракции оба случая идентичны, так как статистически неполяризованный свет многомодового лазера с многими десятками поперечных мод можно представить в виде совокупности двух ортогонально-поляризованных лучей с многомодовой расходимостью, величина которой, хотя и превышает одномодовую, но остается на порядок меньше, чем расходимость звука, и следовательно, все моды одновременно удовлетворяют условию брэгговского синхронизма.

Как уже отмечалось, геометрия АО-взаимодействия в данных исследованиях допускала возможность не только описанной анизотропной брэгговской дифракции с заметно наклонным падением света на звук, при которой побочно проявлялось наличие оптической активности кристаллов, но и дифракции при падении света, близком к нормальному (брэгговский угол 1.5°), с прямым участием этого эффекта, при котором дифракция заключается в изменении пространственно-временного спектра собственных эллиптически-поляризованных волн в среде с изменением направления вращения на противоположное.

Результаты исследований при нормальном падении света с многомодовым инфракрасным лазером показали, что в этом случае обе АО-ячейки работают в схеме существенно более симметрично, но результирующая максимальная эффективность когерентного „объединения

лучей“ оказывается практически на том же уровне — $\sim 69\%$. Объясняется это, вероятно, зависимостью силы оптической активности от направления распространения света, приводящей к неравенству индексов фазовой модуляции для нулевого порядка, идущего почти вдоль оптической оси кристалла, и дифрагированных порядков, отклоненных на угол $\sim 1.5^\circ$.

Заключение

1. Теоретически и экспериментально исследована возможность достижения максимально эффективного решения одной обратной АО-задачи — когерентного объединения многолучевого излучения, сформированного в результате предварительной АО-дифракции одного исходного лазерного луча.

2. Разработана методика исследования и создана экспериментальная установка, состоящая из двух идентичных брэгговских ячеек, расположенных на общей оптической оси в фокусах двух одинаковых, конфокально расположенных линз, позволившая детально изучить процессы восстановления. Показано, что при выполнении условий пространственного, углового и временного согласования первой (расщепляющей) и второй (объединяющей) АО-ячеек энергетическая эффективность восстановления исходного лазерного луча составляет $\sim 70\%$. Установлено, что такая же эффективность процесса восстановления может быть реализована при вариации в достаточно широких пределах как параметров исходного лазерного луча (при изменении длины волны в диапазоне $\lambda = 0.63\text{--}0.96\ \mu\text{m}$ и различном модовом составе излучения), так и различной сложности диаграммы направленности объединяемого многолучевого поля (3–5 лучей), и даже при различных механизмах АО-взаимодействия (на эффекте оптической активности или эффекте анизотропии).

3. Экспериментальные результаты имеют удовлетворительное качественное согласие с развитым теоретическим описанием эффекта. Достигнутая максимальная эффективность „обратного сложения лучей“ при двойной АО-дифракции, по-видимому, не является предельной, так как в конкретных условиях экспериментов имели место ограничивающие ее технические и технологические факторы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-02-08019 и 07-02-00414).

Список литературы

- [1] *Korpel A.* Acousto-optics. New York and Basel: Marsel Dekker, Inc. 1988.
- [2] *Yano T. and Watanabe A.* // Appl. Opt. 1976. V. 15. N 9. P. 2250–2258.
- [3] *Антонов С.Н.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 10. С. 84.
- [4] *Uchida N.* // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 4. N 10. P. 3736–3744.