

01;07;08;12

Дифракция импульсного лазерного излучения на акустической волне с частотной и фазовой манипуляцией

© С.Н. Антонов,¹ А.В. Вайнер,¹ В.В. Проклов,¹ Ю.Г. Резвов²¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Московская область, Россия² Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева, 301665 Новомосковск, Россия

(Поступило в Редакцию 24 сентября 2008 г. В окончательной редакции 12 февраля 2009 г.)

Теоретически и экспериментально исследована брэгговская акустооптическая дифракция наносекундного импульсного лазерного излучения на акустической волне, манипулированной по частоте и/или фазе, при точной синхронизации лазерных импульсов и манипуляций сигнала. Показано, что при малой длительности импульса дифракционное поле практически стационарно и определяется положением манипуляций акустического сигнала на апертуре света. Рассмотрено применение сигналов такого типа для формирования многолучевого дифракционного поля импульсного излучения. На основе использования определенных форм манипуляций акустического сигнала предложен метод трансформации углового спектра интенсивности лазерного излучения от исходного гауссового до близкого к прямоугольному, что может существенно повысить эффективность использования мощных технологических лазеров при обработке материалов (лазерная резка, сварка, гравировка и т.д.), где воздействие излучения носит пороговый по интенсивности света характер. Экспериментально установлена возможность коррекции углового распределения интенсивности импульсного волоконного лазера, повышающая термическую эффективность его излучения.

PACS: 43.35.Sx, 78.20.Nr

Введение

Прогресс мощных высокоэффективных импульсных лазеров определяет их широкое использование в технологических методах обработки материалов — резка и сварка металлов, лазерная гравировка и маркировка и т.д. При этом акустооптическая (АО) дифракция света широко используется как метод управления параметрами излучения таких лазеров.

Важно, что обычное нормальное (гауссово) угловое распределение интенсивности лазерного излучения не является оптимальным для данных целей. Это обусловлено тем, что, как правило, эффект термического воздействия лазерного луча имеет пороговый характер по интенсивности. В результате воздействию (испарению, горению) подвергается лишь центральная часть области материала, на которую спроецирован лазерный луч, что определяет неэффективное использование лазерной мощности. В идеале оптимальное для данных целей угловое распределение света должно иметь вид меандра [1,2]. Это является физической абстракцией, однако приближение к этому методами АО возможно, что и является целью работы. Возможность коррекции углового распределения возникает в практически реализуемой ситуации, когда длительность лазерного импульса много меньше времени пробега акустической волны по апертуре света. Тогда, как следствие, в течение импульса света акустическая дифракционная решетка и соответственно угловой спектр дифрагированного света практически не изменяются. Это означает, что для формирования заданного стационарного

углового спектра излучения на выходе АО-модулятора возникают новые возможности на базе использования повторяющихся сложных манипулированных сигналов. При этом дискретная манипуляция по частоте и/или фазе акустического сигнала может использоваться для формирования требуемой формы углового спектра, а согласование периодов повторения лазерных и акустических сигналов обеспечит его стационарность во времени. В работе разработан теоретический подход к коррекции углового распределения импульсного лазерного излучения и приведены результаты эксперимента на базе АО-модуляторов на основе парателлурита [3,4].

Теоретическое описание

Рассмотрим задачу брэгговской АО-дифракции светового пучка на акустическом сигнале в модели, довольно точно описывающей условия брэгговского АО-взаимодействия во многих практически значимых условиях.

Пусть на пьезопреобразователь АО-ячейки (рис. 1), расположенный в плоскости $x = 0$ и имеющий размеры l_z (в плоскости дифракции xz) и l_y (вдоль оси y), подается квазигармонический сигнал, центральная циклическая частота которого ω_B соответствует условию брэгговского синхронизма. Комплексная амплитуда сигнала имеет спектр $A(\omega)$, так что

$$A(t) = \int A(\omega) \exp(-j\omega t) d\omega.$$

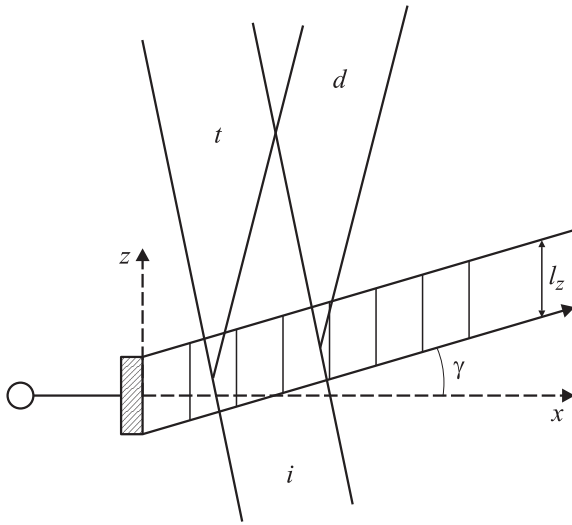


Рис. 1. Геометрия брэгговского взаимодействия.

Тогда в лучевом приближении распределение смещений частиц в возбуждаемой акустической волне имеет вид

$$s(x, y, z, t) = \text{rect}(y/l_y) \text{rect}((z - x \text{tg} \gamma)/l_z) \times \text{Re}\{A(\tau) \exp(-j\omega_B \tau)\}, \quad \tau = t - x/v_s,$$

где функция $\text{rect}(x) = 1$ при $|x| \leq 1/2$ (в остальной области $\text{rect}(x) = 0$), v_s — фазовая скорость акустической волны, γ — угол сноса звука в плоскости дифракции.

Пусть распределение амплитуды падающего монохроматического светового пучка $E_i(x, y)$. В результате брэгговского АО-взаимодействия световое поле можно представить в виде суммы проходящего (индекс „t“) и дифрагированного (индекс „d“) световых пучков. Вследствие оптической анизотропии групповые скорости пучков $S_{t,d}$ могут быть различны. Поэтому удобно определить амплитуды световых пучков в виде $E_t(x, y, z, t)$ и $(S_{dz}/S_{tz})^{1/2} E_d(x, y, z, t)$. Тогда эффективность дифракции в произвольной плоскости $z = \text{const}$ рассчитывается по формуле

$$\eta(t) = \frac{\int |E_d(x, y, z, t)|^2 dx dy}{\int |E_i(x, y)|^2 dx dy}.$$

Предположим, что выполняется ряд условий:

- 1) можно пренебречь дифракционным расплыванием оптических пучков на длине взаимодействия l_z ;
- 2) углы падения и дифракции света малы;
- 3) проходящий и дифрагированный пучки распространяются почти вместе в звуковом поле;
- 4) можно пренебречь ограниченностью полосы АО-синхронизма.

В этом случае стандартный метод вывода укороченных уравнений связанных волн приводит к упрощенной системе уравнений в полевом представлении. Используем аналитическое решение, полученное в [5–7], дающее

в рамках модели распределение амплитуды проходящего и дифрагированного световых пучков на выходе АО-ячейки:

$$E_d(x, y, z, t) = \text{rect}(y/l_y) (V(\tau)/|V(\tau)|) \sin(|V(\tau)|) E_i(x, y),$$

$$E_t(x, y, z, t) = \text{rect}(y/l_y) \cos(|V(\tau)|) E_i(x, y). \quad (1)$$

Здесь $V(t)$ — функция, спектр которой $V(\omega)$ пропорционален спектру сигнала (с точностью до множителя, обусловленного частотной дисперсией коэффициента АО-связи); $V(\omega) \sim (\omega/\omega_B) A(\omega)$. В случае монохроматического звука (при условии синхронизма) она постоянна: $V(t) = (v/2) \exp(j\varphi_s)$, где v — известный в литературе параметр — индекс фазовой модуляции, φ_s — фаза звуковой волны. Можно отметить, что в данной модели снос звука не оказывает влияния на результат многочастотного брэгговского АО-взаимодействия.

Для наших целей удобнее перейти в центрированную относительно падающего светового пучка систему координат (на плоскости $z = 0$ центр пучка в точке $x = y = 0$). Перейдем также от временной функции АО-связи к пространственной, считая, что к моменту прихода лазерного импульса $t = 0$ создано распределение $V_0(x)$, а движение звука учтем соотношением $V(x) = V_0(x - v_s t)$.

Таким образом, можно использовать для анализа соотношение (1), заменив $V(\tau)$ на $V_0(\xi)$, где $\xi = x - v_s t$. Из них следует, что в случае модуляции несущей акустической волны только по фазе, когда $V_0(\xi) = V_0 \exp(-j\varphi(\xi))$, $V_0 = \text{const}$, а также, когда световая апертура не превосходит высоты преобразователя ($\text{rect}(y/l_y) E_i(x, y) = E_i(x, y)$), аналитические выражения упрощаются:

$$E_d(x, y, z, t) = \sin(V_0) \exp(-j\varphi(\xi)) E_i(x, y),$$

$$E_t(x, y, z, t) = \cos(V_0) E_i(x, y). \quad (2)$$

Этот случай интересен тем, что при $V_0 = \pi/2$ падающий световой поток полностью отклоняется в дифрагированный свет независимо от конкретного вида фазовой модуляции акустического сигнала. При этом дифракционное поле изменяется со временем, так как акустический сигнал продвигается по ячейке со скоростью звука.

Традиционно многочастотное высокоэффективное АО-взаимодействие реализуется независимо введением различных частот, или иным методом, приводящим к плавной модуляции амплитуды и фазы акустического сигнала. Однако современная радиоэлектронная база позволяет использовать дискретно манипулированные по частоте или фазе акустические сигналы, что условно иллюстрирует рис. 2. В пределах окна распределение смещений в акустической волне распадается на четыре части, циклические частоты которых $\omega_B - \Delta\omega$, ω_B , ω_B , и $\omega_B + \Delta\omega$ соответственно. На границе x_1 происходит изменение частоты колебаний без изменения фазы, при x_2 происходит скачок фазы без изменения частоты, при x_3

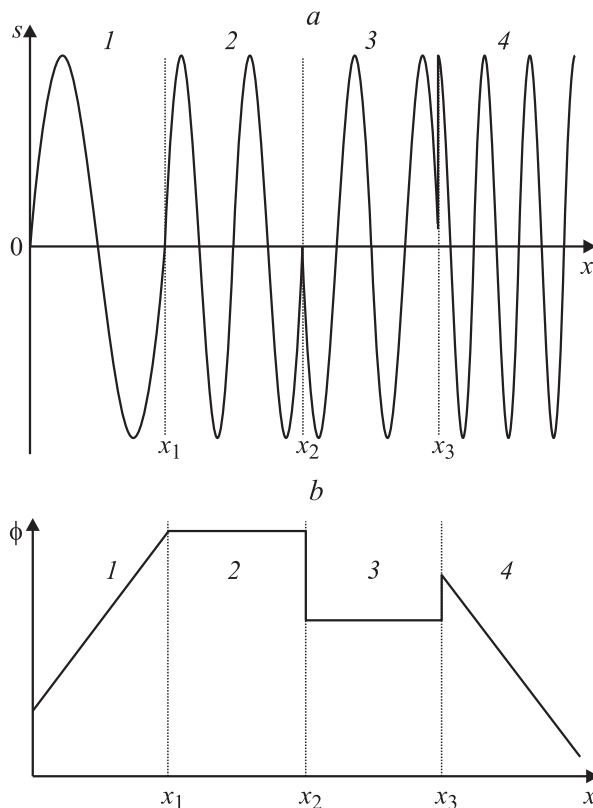


Рис. 2. Мгновенное распределение смещений в акустической волне (a) и фазы акустического сигнала (b) при дискретной частотной и фазовой манипуляции.

одновременно меняются фаза и частота колебаний. В области постоянной частоты фаза акустического сигнала изменяется линейно, но наклон зависит от расстройки $\omega - \omega_B$ (при $\omega = \omega_B$ фаза постоянна). Таким образом, рассматриваемому виду дискретной манипуляции соответствует кусочно-линейная фаза акустического сигнала.

Сформулируем некоторые общие свойства АО-дифракции лазерного импульсного излучения на дискретно манипулированном по фазе акустическом сигнале. Пусть радиус световой апертуры r , длительность светового импульса T , а период повторения импульсов T_0 . За время T акустический сигнал сместится на расстояние $v_s T$. Если это расстояние незначительно по сравнению с апертурой $2r$, можно считать акустический сигнал неизменным, т.е. при $v_s T \ll 2r$ имеем $V_0(\xi) \cong V_0(x)$, в частности, $\varphi(\xi) \cong \varphi(x)$ при модуляции акустического сигнала только по фазе. Такой режим дифракции открывает новые возможности для формирования заданного дифракционного поля за счет синтеза акустического сигнала. Действительно, пространственный спектр дифрагированного света (на выходе из области взаимодействия) стационарен и определяется выражением

$$E_d(k_x, k_y) \sim \int E_i(x, y) \exp(-j\varphi(x) - jk_x x - jk_y y) dx dy. \quad (3)$$

Видно, что результат АО-взаимодействия сводится к расчету дифракционной картины, возникающей при прохождении светового пучка через фазовый транспарант. Такая задача хорошо известна, накоплен большой фактический материал, который можно применять в АО-устройствах.

Если за время T пробег акустического сигнала занимает заметную часть световой апертуры, то дифракционный импульс модулирован во времени. Соответственно его пространственный спектр (в поперечном сечении) плавно изменяется по длине лазерного импульса.

Рассмотрим возможности, возникающие при периодическом повторении лазерных импульсов. Если время заполнения апертуры света акустическим сигналом не превосходит период повторения импульсов ($v_s T_0 < 2r$), можно к приходу каждого лазерного импульса сформировать новый акустический сигнал. Поскольку за время T_0 сигнал полностью сменится, исчезнут переходные искажения, характерные при дифракции непрерывного излучения на изменившемся сигнале. Если сигнал повторяется, то возникает периодически повторяющаяся дифракционная картина. Можно отметить, что существует также возможность реализовать такую картину и при большей частоте импульсов. Для этого необходима периодичность акустического сигнала, причем период повторения лазерных импульсов T_0 должен быть равен периоду модуляции акустического сигнала, либо в целое число раз превосходить его.

Рассмотрим некоторые возможности использования дискретно манипулированных по фазе или частоте сигналов для управления брэгговским дифракционным полем. При формировании высокоэффективной многолучевой диаграммы направленности используют одновременное возбуждение нескольких частот. Таким образом, в каждой точке апертуры света существует один и тот же набор частот, описывающих звуковые колебания частиц. При дискретной манипуляции частоты можно построить акустический сигнал в виде цугов различной частоты, слудующих друг за другом. Можно предположить, что каждая часть падающего пучка света в пределах одной и той же звуковой частоты отклонится на свой угол. В результате возникает многолучевая диаграмма направленности.

Дальнейшие результаты получены для импульсов с гауссовым поперечным распределением поля

$$E_i(x, y) \sim \exp(-(x^2 + y^2)/r^2),$$

r — поперечный радиус. В этом случае угловой спектр интенсивности

$$I_i(k_x, k_y) \sim \exp(-2(\theta_x/\theta_d)^2 - 2(\theta_y/\theta_d)^2),$$

где $\theta_{x,y} = k_{x,y}/k_i$ — углы отклонения от центральной волны, k_i и $\theta_d = 2/rk_i$ — волновое число и угол расходимости (по уровню интенсивности $1/e^2$) падающего света.

Простейший случай — двухчастотный без разрыва фазы. В приближении (2), (3) положим, что граница между звуковыми колебаниями с частотами $\omega_B \pm \Delta\omega/2$ (так что разность частот $\Delta\omega$) расположена посередине световой апертуры, при $x = 0$. Результат демонстрирует рис. 3.

При увеличении разности частот происходит постепенное разделение порядка на 2 луча. Это интересно тем, что при дифракции на непрерывном двухчастотном сигнале в каждый из двух основных лучей невозможно отклонить более чем 34% мощности падающего света [8], поэтому эффективность АО-деления на 2 луча не превосходит 68%. В работе [9] экспериментально доказана возможность увеличения этого параметра до 77% за счет подмешивания дополнительных частотных компонент, ослабляющих интермодуляционные составляющие. Здесь эффективность деления достигает 100%. Однако в отличие от цитированных случаев угол расходимости каждого из двух лучей больше, чем у падающего света. Это объясняется тем, что при расщеплении пространственный спектр каждого пучка есть спектр половины гауссовой апертуры. Так как размер уменьшен в два раза, а кроме того, присутствуют резкий перепад поля, угол расходимости каждого из двух лучей более чем в 2 раза превысит величину θ_d . Ясно, что при расположении границы не посередине, результатом может являться также расщепление на два неравных луча. Луч, соответствующий дифракции на меньшей части апертуры, будет нести меньший поток мощности, но его угол расходимости будет больше. Моделирование подтверждает эти качественные выводы.

Также известно, что наиболее трудный случай — деление на 6 равномогущих лучей [5,7]. Дискретная частотная модуляция в пяти местах апертуры ($x/r = 0; \pm 0.216; \pm 0.484$) позволяет разделить исходный луч на 6 равных по мощности лучей с суммарной эффективностью 100%. К сожалению, каждый из них сильно уширен относительно падающего света, а спектры интенсивности лучей не одинаковы — рис. 4.

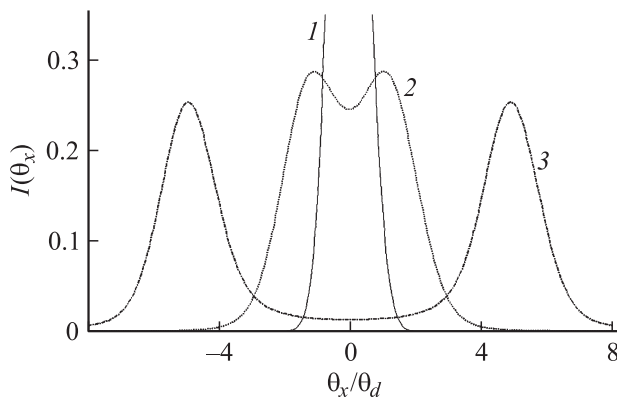


Рис. 3. Угловой спектр интенсивности дифракционного порядка при дифракции на частотно-манипулированном сигнале. $\Delta\omega r/v_s = 0$ (1), 6 (2), 20 (3).

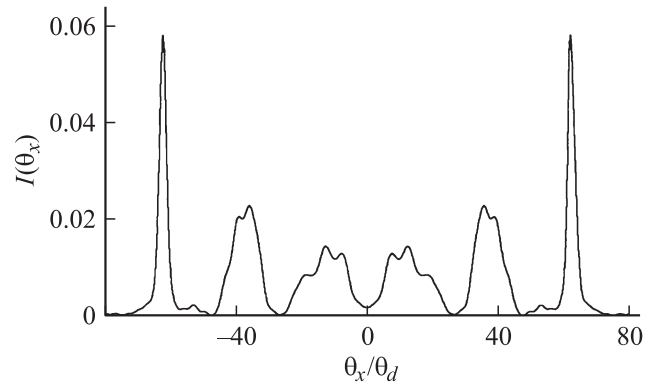


Рис. 4. 6-лучевая равномогущая диаграмма направленности, сформированная при помощи дискретной частотной манипуляции. $\Delta\omega r/v_s = 50$.

Таким образом, используя дискретную частотную модуляцию, можно формировать разнообразные виды многолучевой диаграммы направленности, в том числе из неравноотстоящих лучей. Но в общем случае лучи диаграммы неодинаковы по углу расходимости и форме углового спектра интенсивности.

Практически важным является следующий вопрос. Поскольку элементы многолучевой диаграммы соответствуют лучам с разной частотой колебаний, при их частичном пересечении будет возникать модуляция картины на поверхности материала. Если разность частот между соседними лучами $\Delta\omega$, то поперечная структура дифракционного импульса будет одинаковой в каждом сечении при условии $\Delta\omega T \ll 2\pi$ (или $\Delta f T \ll 1$). Условие неполного разделения лучей оценочно запишем в виде $\Delta f \leq v_s/2r$ (это следует из векторных диаграмм). Комбинируя соотношения, получим $v_s T \ll 2r$, т. е. структура импульса одинакова в каждом поперечном сечении, если длительность лазерного импульса много меньше времени заполнения апертуры света звуковой волной. Однако выполнение этого условия еще не гарантирует того, что структура импульса не будет изменяться (синхронно в каждом сечении) по мере его распространения. Иначе возможна ситуация, когда дифракционное поле, сформированное на выходе ячейки, будет существенно отличаться от поля, выполняющего процесс обработки мишени. Простейшие оценки дают условие неизменности структуры за время пролета, если $\Delta f L/c \ll 1$, где L — характерное расстояние от ячейки до мишени, c — скорость света.

Очевидно, свободной от модуляционных искажений должна быть дифракция на дискретно манипулированном по фазе акустическом сигнале. В этом случае частота колебаний звука постоянна по световой апертуре, и результат дифракции наиболее легко предсказать исходя из аналогии дифракции светового пучка на прозрачном фазовом транспаранте. Наиболее простой случай — формирование единственного скачка фазы.

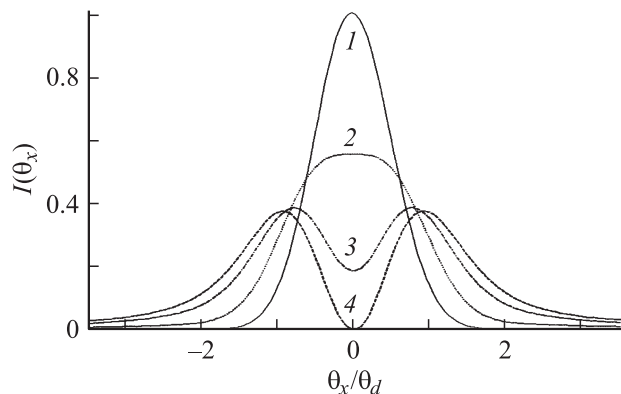


Рис. 5. Угловой спектр интенсивности дифрагированного луча в случае акустического сигнала с единственным фазовым скачком на $\Delta\varphi = \pi$ при $x_0/r = -0.8$ (2), -0.4 (3), 0 (4). Линия 1 соответствует отсутствию скачка.

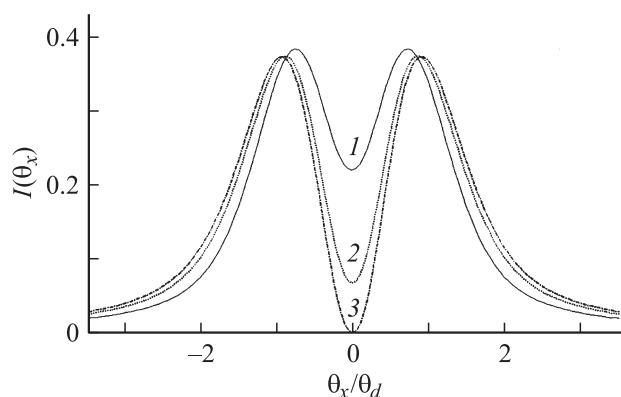


Рис. 6. Усредненный угловой спектр интенсивности дифрагированного луча в случае акустического сигнала с единственным фазовым скачком на $\Delta\varphi = \pi$ при его движении за время импульса от $-x_0$ до x_0 . $x_0/r = 0.8$ (1), 0.4 (2), 0 (3).

Рис. 5 показывает, как изменяется угловой спектр, если скачок фазы $\Delta\varphi = \pi$. По мере приближения к середине происходит коррекция, вплоть до полного разделения на два луча. Но в отличие от дискретной манипуляции частоты положением этих лучей нельзя управлять. Использование нескольких фазовых манипуляций на апертуре света позволяет расширить диапазон корректировки спектра.

Рассмотрим особенности дифракции, если условие $v_s T \ll 2r$ не выполняется. В этом случае за время пролета импульса фронт звука сдвигается на заметное относительно световой апертуры расстояние. Ясно, что угловой спектр интенсивности импульса будет различен в различных поперечных сечениях, плавно меняясь. Результат воздействия такого импульса будет зависеть от соотношения между длительностью импульса T и характерным временем T_1 реакции мишени на воздействие излучения. Пока $T_1 < T$ необходимо учитывать внутреннюю структуру импульса, рассматривая процесс воздействия в динамике. Однако при $T_1 > T$ (особенно

при $T_1 \gg T$) результат можно рассчитать исходя из усредненного за длительность импульса спектра интенсивности. Рис. 6 показывает, как изменяется усредненный спектр при дифракции на акустическом сигнале с единственным фазовым скачком на $\Delta\varphi = \pi$, расположенном посередине апертуры в момент пересечения ячейки центром импульса. Пока за время импульса место манипуляции проходит вблизи середины апертуры, отклонения не так велики. Если же за это время звук проходит расстояние, сопоставимое с апертурой, результат меняется существенно.

Таким образом, использование импульсного лазерного излучения позволяет использовать в АО для корректировки спектра и формирования многолучевой диаграммы направленности неперiodические дискретно манипулированные по частоте и/или фазе управляющие сигналы.

Экспериментальные исследования

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 7. Излучение импульсного волоконного лазера 1 с длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, частотой импульсов 30 kHz и длительностью $T = 150 \text{ ns}$ направлялось на АО-ячейку 2 под брэгговским углом. Апертура света на входе в ячейку составляла $2r = 1 \text{ mm}$. Ячейка была изготовлена из монокристалла парателлуриата (TeO_2). Пластинчатый пьезопреобразователь из ниобата лития генерировал медленную сдвиговую акустическую волны с частотой (близкой к условию точного синхронизма) 28 MHz , распространяющуюся под углом 6° к оптической оси в плоскости $[110]$ со скоростью $v_s = 0.65 \cdot 10^6 \text{ mm/s}$. Длина взаимодействия света и звука составляла $l_z = 4 \text{ mm}$. Анализ показывает, что в данном случае справедливы соотношения (1–3). Значение параметра $v_s T / 2r$ составило около ~ 0.1 , поэтому в условиях опыта структура дифрагированного импульса определялась мгновенным распределением манипуляций акустической волны.

Дифрагированный луч направлялся на линзу 3, в фокальной плоскости которой измерялось поперечное распределение интенсивности света. Для этого в зоне каустики лучей располагался прозрачный, оптически просветленный круглый диск 4, приводимый во вращение микроэлектродвигателем. По радиусу диска была нанесена матовая риска (шириной $10 \mu\text{m}$), которая при пересечении луча рассеивала свет. Фотоприемник 5 располагался в стороне от направления дифракционных

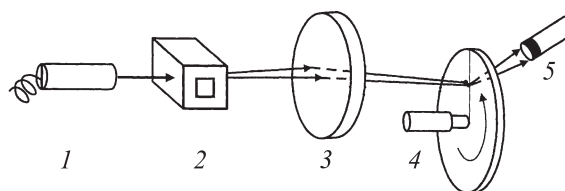


Рис. 7. Схема экспериментальной установки.

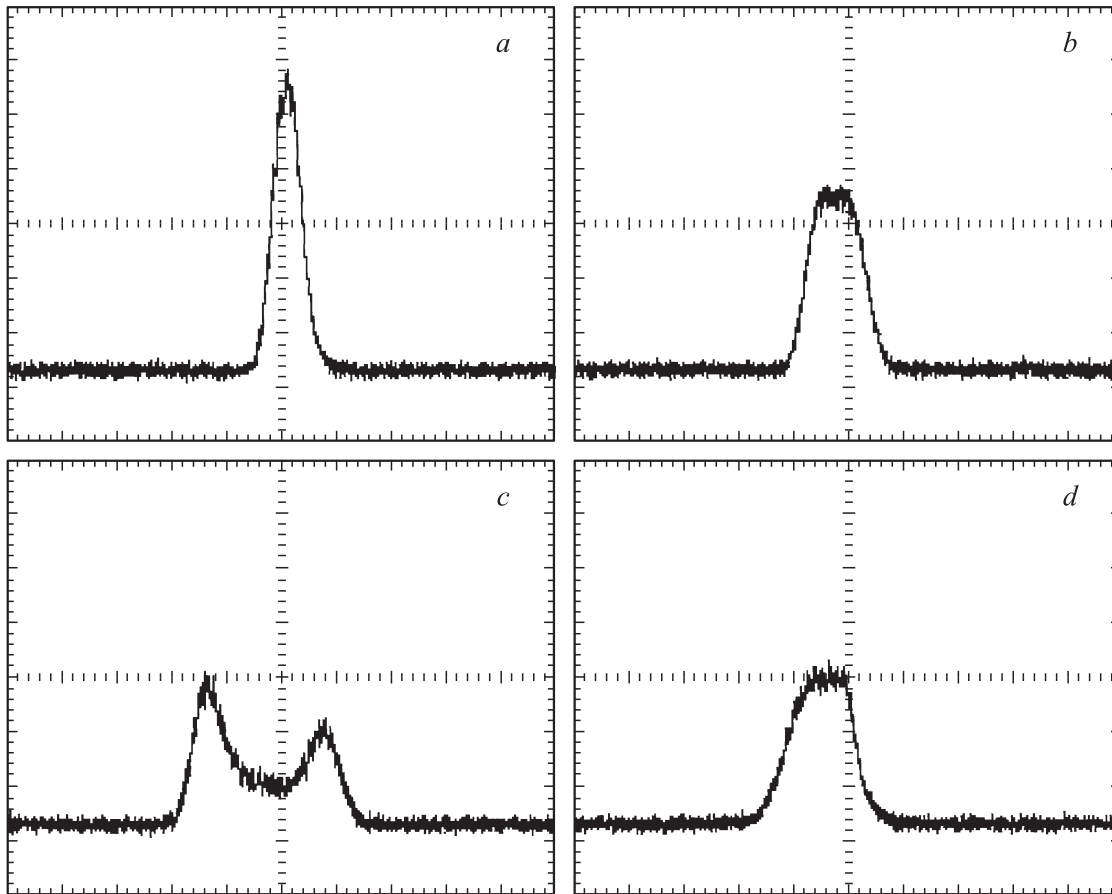


Рис. 8. Измеренные угловые распределения дифрагированного света: *a* — сигнал без манипуляций; *b* — скачок частоты 0.6 MHz; *c* — скачок частоты 2 MHz; *d* — скачок фазы $\Delta\varphi = \pi$.

лучей и регистрировал только рассеянный свет. Последовательное во времени прохождение матовой риски по апертуре лазерного луча обеспечивало временную развертку его поперечного распределения интенсивности. Такая измерительная методика позволяла использовать чувствительный, обладающий большим динамическим диапазоном кремниевый фотодиод без его насыщения при большой мощности лазерного излучения.

Сигнал с фотоприемника регистрировался цифровым осциллографом, развертка которого была синхронизована с вращением диска. Все экспериментальные выводы сделаны по полученным осциллограммам.

Для проверки теоретических данных использовались сигналы, имеющие одну манипуляцию (скачок) частоты или фазы. Скачок находился посередине апертуры света в момент прохождения лазерного импульса.

Полученные осциллограммы представлены на рис. 8. На всех осциллограммах одна клетка по горизонтали соответствует 1.5 mrad (5 угловым минутам) в угловом спектре дифрагированного луча, а по вертикали — 18% от максимальной интенсивности исходного света. Видно, что реализуется коррекция спектра, а также эффективное расщепление на 2 луча. Несимметричность при расщеплении обусловлена тем, что при скачке

частоты амплитуда сигнала не менялась, соответственно из-за частотной дисперсии возрастал или уменьшался коэффициент АО-связи. На рис. 8, *c* видно, что правый луч, частота колебаний в котором выше, несет увеличенную долю мощности. Для сравнения с кривыми на рис. 3 приведем значения безразмерного параметра: $\Delta\omega r/v_s = 2.9$ (рис. 8, *b*), 9.7 (рис. 8, *c*). Таким образом, экспериментальные результаты демонстрируют удовлетворительное согласие с теоретическим описанием.

Обсудим практическую сторону данного исследования. Во-первых, доказана возможность высокоэффективного брэгговского деления падающего света на 2 и более лучей. Как было указано ранее, альтернативные способы деления имеют низкую эффективность в случае 2 и 6 лучей. Эта задача решена, причем в 2-лучевом случае угловые спектры каждого из лучей идентичны.

Во-вторых, доказана возможность брэгговской коррекции спектра интенсивности. Важность этой задачи состоит в следующем. Типичный нормальный (гауссов) угловой спектр интенсивности лазерного излучения не является оптимальным для технологических методов обработки материалов — резки, сварки, гравировки, маркировки и т.д. Как правило, эффект термического воздействия лазерного луча имеет пороговый характер

по интенсивности. Поэтому эффективному воздействию подвергается лишь центральная часть области материала, на которую спроецирован лазерный луч. В результате дорогостоящая лазерная мощность используется неэффективно. Оптимальный угловой спектр интенсивности света должен иметь вид меандра.

Данная задача была недавно решена также с помощью АО-взаимодействия, но в ином режиме [10]. В силу особой важности задачи исследования были продолжены. Предложенный метод имеет преимущества по компактности, энергопотреблению, соответствует по быстродействию современным брэгговским АО-модуляторам на основе парателлуриата. Поэтому возможна функциональная реализация коррекции в пределах одной ячейки вместе с модулятором. Кроме того, использование фазовой и/или частотной манипуляции расширяет спектр возможной коррекции.

Анализ показывает, что введенные в [10] параметры имеют сопоставимые значения как в цитированной работе, так и в данном исследовании. Это относится и к предельному уровню коэффициента термической эффективности, и к увеличению ширины спектра при коррекции.

Заключение

По результатам проведенного исследования брэгговской АО-дифракции импульсного лазерного излучения можно сделать следующие выводы.

1. При АО-дифракции импульсного лазерного излучения с периодом повторения импульсов T_0 на модулированной акустической волне с периодом модулирующей функции T_m дифракционное поле будет стационарным, если выполнены условия:

- T_0 больше, чем время прохода звука по световой апертуре;
- T_0 равен либо в целое число раз превосходит T_m ;
- длительность лазерного импульса много меньше времени прохода звука по апертуре света.

Угловой спектр интенсивности дифрагированного света при этом определяется мгновенным распределением модуляции акустического сигнала. В частном случае одинаковых акустических сигналов параметры дифракционного поля повторяются от импульса к импульсу.

2. В частности, с помощью манипулированных по фазе и/или частоте акустических сигналов можно формировать высокоэффективную многолучевую диаграмму направленности, а также корректировать угловой спектр интенсивности дифрагированного лазерного импульса.

3. Экспериментально реализовано деление на два луча с эффективностью около 100% с помощью акустического сигнала, имеющего единственную манипуляцию частоты на апертуре света.

4. Для лазерного импульса с гауссовым угловым распределением интенсивности найдены оптимальные параметры минимальной фазовой и частотной манипуляции,

решающих с помощью АО-взаимодействия важную техническую задачу — повышение эффективности лазерной обработки материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 07-02-00414-а и № 08-02-13502-офи_ц).

Список литературы

- [1] Zhang C., Quick N.R., Kar A. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2008. Vol. 41. N 12.
- [2] Бондаренко А.И. и др. // Сб. тр. ИПЛИТ РАН. 2005. С. 251–259.
- [3] Антонов С.Н., Миргородский В.И. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 84–86.
- [4] Антонов С.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 10. С. 84–89.
- [5] Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 4. С. 478–485.
- [6] Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 4. С. 472–479.
- [7] Антонов С.Н., Резвов Ю.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 8. С. 93–100.
- [8] Hecht D. // IEEE Transactions on sonics and ultrasonics. 1977. Vol. SU-24. N 1. P. 7–18.
- [9] Антонов С.Н., Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Чесноков Л.Н., Чесноков В.Н. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 1. С. 60–65.
- [10] Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 5. С. 78–82.