

07;08

Многолучевая высокоэффективная акустооптическая дифракция импульсного света с неэквидистантным расположением лучей

© С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, Ю.Ю. Губарева, Л.Ф. Купченко,
В.В. Проклов, Ю.Г. Резвов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино
E-mail: v-nr@ya.ru

Поступило в Редакцию 11 января 2011 г.

Исследуется акустооптическая дифракция импульсного лазерного излучения на многочастотной акустической волне. Показано, что высокая эффективность дифракции (т.е. формирование многолучевого оптического поля с малыми потерями) достижима и при неэквидистантном наборе частот, как следствие — неравномерном расположении лучей в угловом пространстве. Приведены результаты экспериментальной проверки.

В ряде технических задач требуется из излучения одного мощного лазерного источника формировать многолучевое оптическое поле и управлять интенсивностью каждого из лучей независимо от других. Например, в системах лазерного нанесения изображения это позволяет обрабатывать одновременно несколько точек, т.е. многократно повысить скорость обработки. В работах [1–3] были развиты акустооптические (АО) методы такого формирования с высокой суммарной эффективностью дифракции. Принципиальным ограничением этих методов является эквидистантное расположение лучей в угловом пространстве. Однако в некоторых приложениях нужно располагать лучи неравномерным образом. Например, при нанесении изображений таким образом можно было бы компенсировать aberrации объектива, фокусирующего лучи на обрабатываемый материал. Отметим, что высокое разрешение таких систем (до 3387 dpi и более) требует применения объективов с очень коротким фокусным расстоянием, в которых сложно избежать aberrаций.

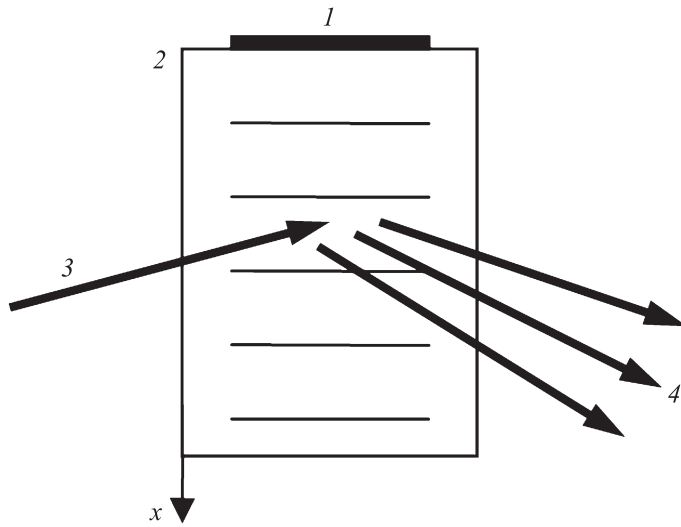


Рис. 1. Многолучевая АО-дифракция.

В данной работе показано, что в случае импульсного лазерного излучения возможно формирование неэквидистантной многолучевой картины с сохранением высокой эффективности дифракции.

Схема многолучевой АО-дифракции приведена на рис. 1. Пьезопреобразователь 1 возбуждает в АО-среде 2 многочастотную акустическую волну. Исходное излучение 3 претерпевает дифракцию с образованием на выходе набора дифрагированных (отклоненных) лучей 4. Изменяя параметры акустической волны, можно управлять количеством, направлением и интенсивностями этих лучей.

Обозначим поле деформаций акустической волны как:

$$s(x, t) = 2\text{Re}[a(\tau) \exp(j\omega_B \tau)], \quad \tau = t - x/V_s.$$

Здесь x — координата в направлении распространения акустической волны; V_s — скорость звука; ω_B — циклическая частота звука, соответствующая брэгговскому синхронизму; $a(\tau)$ — комплексная модулирующая функция; j — мнимая единица.

Эффективностью дифракции называется отношение суммарной мощности дифрагированных лучей к мощности исходного излучения. В [2]

показано, что эта величина тем выше (т.е. потери лазерной мощности тем меньше), чем меньше колебания $|a(\tau)|^2$ около среднего значения, т.е. чем меньше амплитудная модуляция акустической волны.

Функция $a(\tau)$ представлена в виде суммы набора монохроматических компонент с кратными частотами, каждой из которых соответствует свой дифрагированный луч:

$$a(\tau) = \sum_n a_n \exp(jn\Delta\omega\tau + j\varphi_n),$$

где $\Delta\omega$ — шаг частот, a_n , φ_n — амплитуды и фазы компонент.

Так как набор конечен, то полное отсутствие амплитудной модуляции недостижимо. Однако определенным выбором a_n и φ_n можно сделать эту модуляцию минимальной, а эффективность АО-дифракции — большой, порядка 80–90% и выше [2].

Функция $a(\tau)$ имеет период $2\pi/\Delta\omega$. Из условия разделения лучей в угловом пространстве следует, что этот период должен быть существенно меньше T — времени прохождения звука через апертуру света. А так как амплитудная модуляция $a(\tau)$ мала, то интенсивности лучей практически стационарны, несмотря на то, что модулированная акустическая волна движется через апертуру света.

Чтобы отклонить дифрагированный луч номер m на угол α , необходимо изменить соответствующую ему частоту на величину $\delta = 2\pi V_s \alpha / \lambda$, где λ — длина волны света. Если это изменение мало, то оно эквивалентно медленному непрерывному изменению фазы φ_m при сохранении фаз остальных компонент и всех амплитуд. В [3] экспериментально показано, что изменение даже только одной фазы может привести к сильной амплитудной модуляции $a(\tau)$, существенно снизить эффективность дифракции и резко исказить дифракционную картину (соотношение интенсивностей лучей). Кроме того, дифракционная картина перестанет быть стационарной, поскольку либо акустическая волна станет вовсе непериодической в строгом смысле (если отношение δ к $\Delta\omega$ иррационально), либо ее период многократно превысит T (а именно, станет равным общему кратному периодов $2\pi/\Delta\omega$ и $2\pi/\delta$).

Однако АО-дифракция может быть стационарной и в случае непериодической акустической волны, если исходное лазерное излучение импульсное [4]. Здесь под стационарностью понимается выполнение двух условий: во-первых, за время импульса угловой спектр дифрагированного света остается практически неизменным, а во-вторых, он

повторяется от импульса к импульсу. Первое условие выполняется, если длительность самого импульса много меньше T . Для второго необходима такая синхронизация лазерных импульсов и акустической волны, чтобы в момент прохождения каждого импульса поле в пределах апертуры света было одним и тем же. При этом не имеет значения вид акустической волны в „промежутках“ между импульсами; например, ее можно генерировать цугами длительностью T с периодом повторения, равным периоду следования лазерных импульсов.

Таким образом, один из возможных путей формирования неэкви-дистантного многолучевого дифракционного поля состоит в использовании синхронизированного режима АО-дифракции импульсного излучения на многочастотном акустическом сигнале с неэкви-дистантным спектром.

Изменение акустического поля вследствие изменения m -ной частоты на величину δ имеет вид:

$$\Delta a(\tau) = a_m \exp(jm\Delta\omega\tau + j\varphi_m) [\exp(j\delta\tau) - 1].$$

Изменение модуля $a(\tau)$:

$$|\Delta|a(\tau)|| \leq |\Delta a(\tau)| = 2a_m |\sin(\delta\tau/2)|.$$

На рис. 2, *a* в качестве примера приведено $\Delta|a(\tau)|$ для исходного сигнала, состоящего из трех монохроматических компонент с амплитудами и фазами, реализующими максимально эффективную дифракцию в три равных луча [2]. Видно, что $\Delta|a(\tau)|$ (сплошная кривая) осциллирует в пределах $\pm|\Delta a(\tau)|$ (пунктирные кривые). Вблизи $\tau = 2\pi n/\delta$, где n — любое целое число, величина $|a(\tau)|$ не могла сильно измениться. Следовательно, если в момент прохождения светового импульса в центре апертуры $\tau = 2\pi n/\delta$ (рис. 2, *b*), то мало изменились и эффективность АО-дифракции, и соотношение интенсивностей дифрагированных лучей.

Так как изменение m -ной компоненты $\Delta\varphi_m = \delta\tau$, то условие $\tau = 2\pi n/\delta$ означает $\Delta\varphi_m = 0$. Значит, для минимизации искажений дифракционной картины необходимо, чтобы в момент прохождения импульса в центре апертуры света начальные фазы частотных компонент совпадали с таковыми в случае эквидистантного спектра. Иначе говоря, переход от эквидистантной к неэкви-дистантной дифракционной картине должен происходить за счет изменения частоты компонент при неизменности их начальных фаз φ_n в центре апертуры светового импульса.

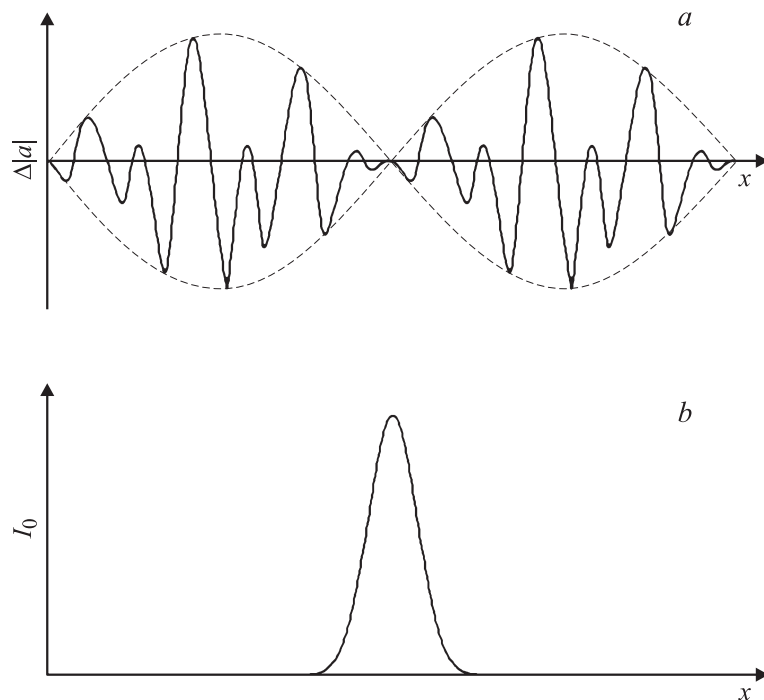


Рис. 2. Изменение модуля модулирующей функции (а); профиль интенсивности исходного пучка света I_0 (b).

В ходе экспериментальной проверки использовалось одномодовое линейно-поляризованное лазерное излучение с длиной волны $1.06 \mu\text{m}$, периодом повторения импульсов $10 \mu\text{s}$ и длительностью импульса $0.15 \mu\text{s}$. Перетяжка светового пучка диаметром 0.6 mm помещалась на входную грань АО-ячейки, собранной на базе монокристалла парателлурита (TeO_2). В кристалле возбуждалась медленная сдвиговая акустическая волна, волновой вектор которой лежал в плоскости $(1\bar{1}0)$ под углом 6° к оси $[110]$. Реализовывалась дефлекторная геометрия взаимодействия, при которой волновые векторы света и звука ортогональны друг другу; длина взаимодействия составляла 5 mm . Существенно, что скорость звука была равна 650 m/s , т. е. время прохождения звука через апертуру света составляло $1 \mu\text{s}$.

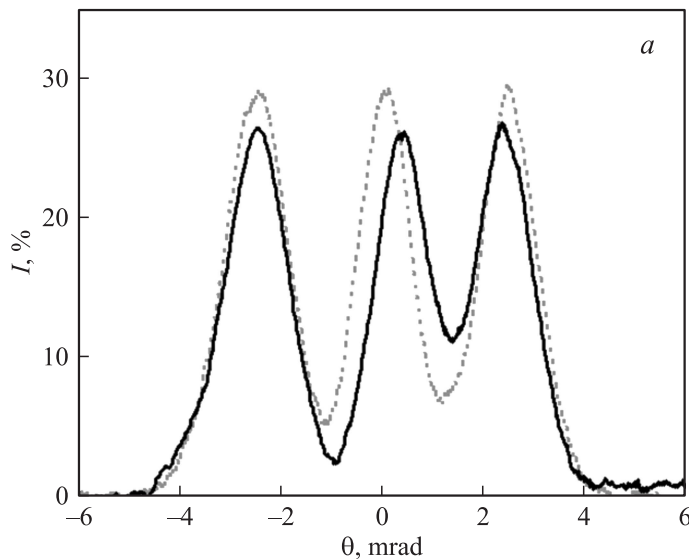


Рис. 3. Измеренные угловые спектры дифрагированного излучения.

Измеренные угловые спектры дифрагированного поля приведены на рис. 3. Здесь θ — угол (в воздухе), отсчитываемый в плоскости дифракции от направления центрального дифрагированного луча, I — интенсивность излучения, нормированная на интенсивность в центре углового спектра исходного излучения.

Первоначально была сгенерирована акустическая волна из трех компонент с центральной частотой 25 МГц и шагом частот 1.5 МГц. Подбором фаз и амплитуд была получена максимальная эффективность дифракции в три равных луча, равная 88% — пунктирный угловой спектр на рис. 3, *a*. Затем частота центральной компоненты была увеличена на 0.3 МГц, причем фазы компонент в центре апертуры света в момент прохождения импульса были оставлены прежними. В результате эффективность упала до 80%. Появившееся небольшое неравенство лучей было скомпенсировано минимальными изменениями амплитуд частотных компонент. Полученный угловой спектр показан на рис. 3, *a* сплошной кривой. Видно, что центральный луч смещен вправо (в соответствии со сдвигом частоты), а остальные два луча остались на прежних местах. Угловая ширина лучей практически не изменилась.

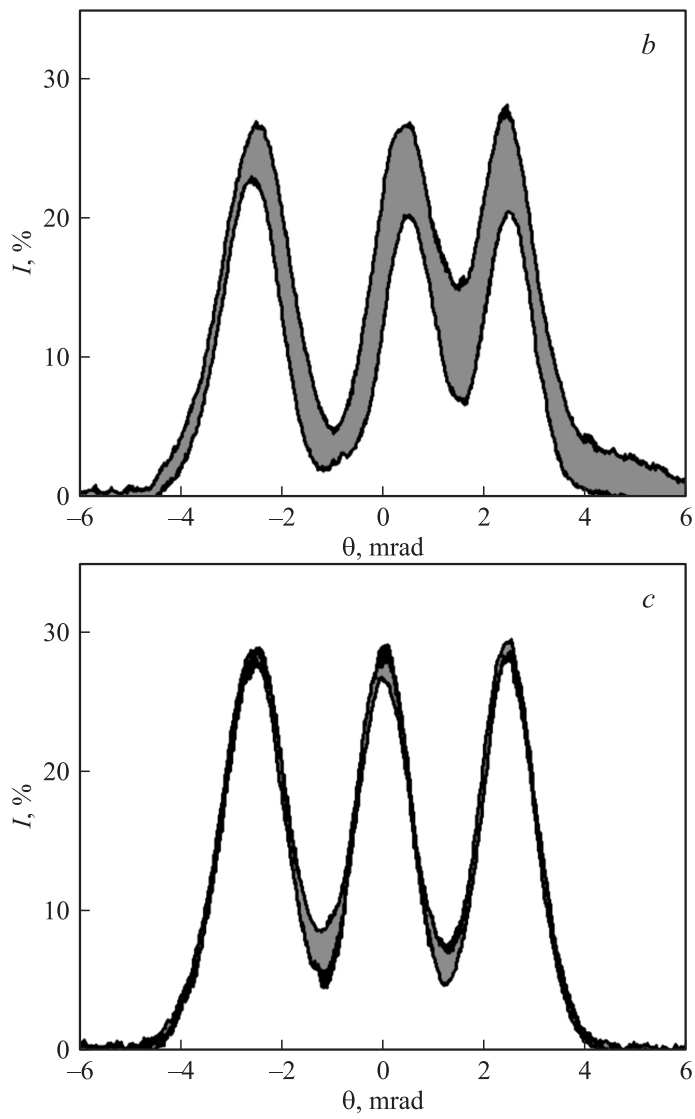


Рис. 3 (продолжение).

Далее амплитуды и частоты компонент акустической волны фиксировались, и менялось положение точки, в которой фазы φ_n имеют заданные начальные значения, по отношению к апертуре света в момент прохождения светового импульса. На рис. 3, *b* показаны измеренные диапазоны изменения дифракционной картины. Видно, что интенсивности лучей значительно меняются — в диапазоне $\sim 8\%$, притом, что средняя интенсивность одного дифрагированного луча $\sim 24\%$, т.е. на одну треть от своей величины. Следовательно, если акустическая волна не синхронизована с лазерными импульсами или же лазерное излучение не импульсное, а непрерывное, то дифракционная картина будет существенно колебаться.

Для сравнения на рис. 3, *c* приведет такой же график, но для эквидистантного набора частотных компонент (т.е. без сдвига центральной частоты). Видно, что изменения интенсивности малы и в основном сосредоточены между рабочими лучами.

Таким образом, экспериментальные данные полностью подтверждают выдвинутые предположения.

В заключение сформулируем основные результаты. Предложен и экспериментально подтвержден метод формирования близкого к стационарному многолучевого неэквидистантного поля с высокой эффективностью. Метод основан на АО-дифракции импульсного лазерного излучения на многочастотной акустической волне с неэквидистантным спектром. Для достижения стационарности дифракционной картины и высокой эффективности необходима синхронизация лазерных импульсов и акустической волны. Кроме того, длительность лазерного импульса должна быть много меньше времени прохождения акустического фронта через апертуру света.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 10-02-00029-а) и Минобрнауки России (государственный контракт 14.740.11.0077).

Список литературы

- [1] *Turunen J., Tervonen E., Friberg A.T.* // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 1. P. 49.
- [2] *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 8. С. 93.
- [3] *Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 6. С. 79.
- [4] *Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 11. С. 65.