

РЕАЛИЗАЦИЯ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПОВЕРХНОСТЬЮ

О.Л.Куликов, Н.Ф.Пилипецкий, А.Н.Сударкин,
В.В.Шкунов

Реализован метод обращения волнового фронта профилированным разрушением алюминиевой пленки, напыленной на поверхность стекла. Коэффициент отражения в обращенную волну при 30%-ной доле обращения достигал 39% по полной энергии и 130% по мгновенной интенсивности. Предложена теоретическая модель, удовлетворительно объясняющая энергетику и динамику процесса.

Явление обращения волнового фронта (ОВФ) света [1 – 5] привлекло исследователей богатством своих приложений. Недавно был предложен новый метод ОВФ созданием динамических голограмм на отражающей поверхности [6]. Пусть на отражающую поверхность с зависящим от интенсивности или энергии коэффициентом отражения падают две волны: строго нормально поверхности плоская опорная волна E_o и под некоторым углом к нормали сигнальная волна E_s , которую требуется обратить. При этом опорная волна E_o рассеивается на образовавшейся плоской отражательной голограмме в обращенную волну во время самого записывающего импульса. В настоящей работе этот метод ОВФ реализован профилированным разрушением тонкой ~ 1 мкм алюминиевой пленки, напыленной на поверхность стекла [7].

Схема эксперимента приведена на рис.1. Усиленное излучение одномодового задающего генератора на неодимовом стекле ($\lambda = 1,06$ мкм) с модулированной добротностью пропусклось через круглую диафрагму D_1 . Опорный пучок E_o подавался на рабочее зеркало $M3$ через де-

лительное зеркало Z_1 и призму $Пр$. Сигнальный пучок E_s , отражаясь от зеркала Z_1 проходил диафрагму D_2 , стеклянные пластины Π_1 и Π_2 и каноническую фазовую пластинку [2] $\Phi\Pi$, изображение которой формировалось линзой L_1 ($f = 6$ см) с единичным увеличением вблизи рабочего зеркала $MЗ$. Расходимость сигнального пучка после фазовой пластинки возрастала до $0,5 \cdot 10^{-2}$ рад. Обращенный пучок компенсировал свои неоднородности при обратном проходе через L_1 и $\Phi\Pi$ и направлялся на систему регистрации.

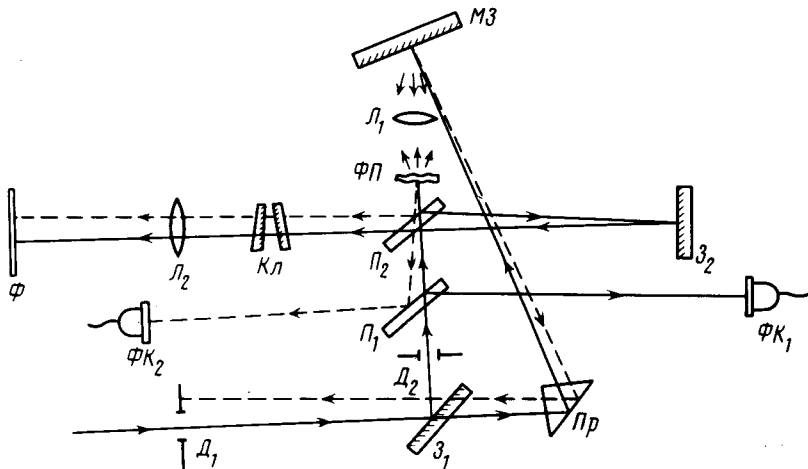


Рис.1. Схема эксперимента

Сравнение угловых распределений сигнального и обращенного пучков проводилось в стандартной схеме [2, 5] с использованием лучеразводящего клина $КЛ$ [2] с коэффициентом последовательного ослабления — 50%, и фотопластинки Φ в фокальной плоскости линзы L_2 . Неискаженный сигнальный пучок давал на фотопластинке Φ ряд последовательно ослабленных пятен с размером, соответствующим расходимости дифракционного качества. В угловом спектре обращенной волны, выправленной фазовой пластинкой $\Phi\Pi$, присутствовал яркий kern, соответствующий расходимости дифракционного качества. Экспериментальные точки для коэффициента отражения сигнальной волны в *точно обращенную конфигурацию* при различной плотности энергии опорного пучка на зеркале $MЗ$ приведены кружочками на рис.2.

Однако ОВФ в нашем эксперименте было неидеальным. Во-первых, на фоне яркого kernа в угловом спектре обращенной волны наблюдаются довольно нерегулярные крылья с угловой расходимостью в 1,3 + 1,5 раза превосходящей дифракционный предел. В эксперименте на эти крылья приходится примерно столько же энергии, сколько и на точно обращенную компоненту. Во-вторых, в обращенном излучении присутствовал нерегистрируемый фотопластинкой фон, мелкая структура которого некоррелирована с обрабатываемым излучением. Для количественного определения коэффициента отражения сигнала в обращенную волну и доли обращения [2, 5] при помощи фотоэлементов ΦK_1 и ΦK_2 проводилось сравнение полной энергии обращенной волны, идущей в пределах телесного угла $\sim 0,15$ стеррад с полной энергией волны сиг-

нала. Экспериментальные точки для коэффициента отражения с ОВФ по полной энергии для различной плотности энергии опорного пучка приведены черными квадратиками на рис.2.

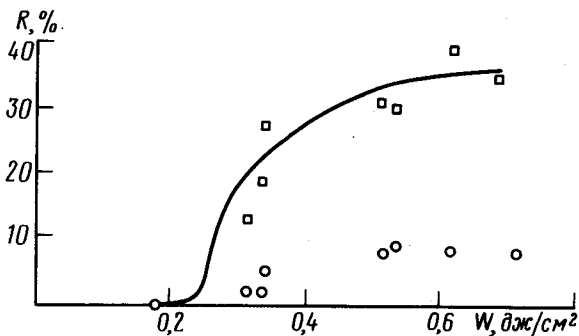


Рис.2. Зависимости коэффициента отражения по энергии сигнальной волны в обращенную от плотности энергии опорного пучка: ■ — по всей переключенной энергии, ○ — по энергии в точно обращенной компоненте, сплошная кривая — теоретическая зависимость

Из экспериментальных зависимостей на рис.2 можно заключить, что процесс ОВФ имеет пороговый характер и наблюдается в нашем случае при плотности мощности опорной волны большей $0,2 \text{ Дж/см}^2$. Обращение происходит с энергетической эффективностью до 39%, причем доля обращения — отношение энергии в точно обращенной конфигурации ко всей энергии обращенного пучка — достигает $25 + 30\%$. Причины низкого качества обращения до конца не ясны, но их можно связать с высокой контрастностью записи динамической голограммы разрушением зеркальной поверхности.

В эксперименте проводилось также сравнение временного хода сигнального и обращенного импульсов. Их осциллограммы для случая большого по энергии коэффициента отражения приведены на рис.3, а и б соответственно. Оказалось, что мощность обращенного импульса может даже превосходить мощность падающего. При этом сокращается его длительность и увеличивается временной контраст: длительность импульса по полувысоте уменьшилась с 21 до 10 нсек, а переднего фронта (по уровням 0,1 и 0,9) — с 11 до 4 нсек.

Расчет проведен в рамках следующей простой модели. Будем считать, что как только плотность падающей световой энергии в некотором месте пленки превысит пороговое значение $W_{\text{пор}}$, коэффициент зеркального отражения поверхности необратимо меняется в этом месте от единицы до нуля. Введем величину мгновенной средней плотности энергии

$$W(t) = (I_o + I_s) \int_0^t f(t') dt' \text{ и коэффициент } \beta = (I_o + I_s) / 2\sqrt{I_o I_s},$$

характеризующий соотношение интенсивностей I_s сигнального и I_o опорного пучков (здесь $f(t)$ — временная огибающая обоих импульсов). Решетка коэффициента отражения возникает на зеркале в момент времени t_1 , когда плотность энергии в максимумах интерференционной картины достигает порогового значения $W(t_1) = \beta W_{\text{пор}} / (\beta + 1)$ и прекращает свое существование в момент t_2 , когда зеркально отражающие полосы исчезают в минимумах интерференционной картины $W(t_2) = \beta W_{\text{пор}} / (\beta - 1)$. Эффективность рассеяния поля E_o в первый максимум дифракции решетки отлична от нуля лишь в интервале $t_1 < t < t_2$ и зависит от времени через ширину штриха решетки $\Delta x(t)$.

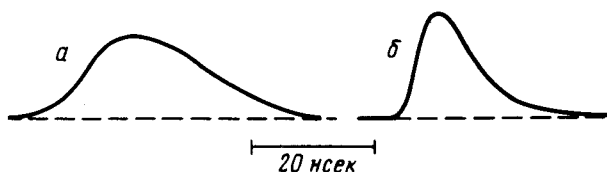


Рис. 3. Осциллограммы сигнального (а) и обращенного (б) импульсов

Для коэффициента отражения $\eta(t)$ из сигнальной волны в обращенную легко получить

$$\eta(t) = \frac{1}{\pi^2} \frac{I_o}{I_s} \sin^2 \left[\frac{1}{2} q \Delta x(t) \right] = \frac{1}{\pi^2} \frac{I_o}{I_s} \left[1 - \beta^2 \left(\frac{W_{\text{пор}}}{W(t)} - 1 \right)^2 \right],$$

где q — длина волнового вектора голографической решетки. Временной ход импульса обращенной волны дается зависимостью $I_{\text{обр}}(t) = I_s \times \times f(t) \eta(t)$ и его длительность всегда меньше длительности импульса сигнальной волны.

На рис.2 сплошной линией приведена зависимость коэффициента отражения в обращенную волну по полной энергии, вычисленная по формуле $\eta = W_o^{-1} \int_0^{W_o} \eta(W) dW$, где W_o — средняя плотность энергии падающего на поверхность излучения, при $\beta = 1,48$, что соответствует экспериментальной ситуации $I_o = 6,7 I_s$.

Вычисления в этой модели удовлетворительно согласуются с энергетическими измерениями — рис.2 — и дают двукратное укорочение длительности импульса обращенной волны при $W_o = W_{\text{пор}}$, однако дают заниженное значение для максимальной величины мгновенного коэффициента обращения $(I_{\text{обр}}/I_s)_{\text{max}} = 0,68$, что указывает на меньшую контрастность голографической решетки в реальной ситуации.

В заключение перечислим те возможности, которые предоставляет этот метод ОВФ. Его отличает простота реализации и отсутствие токсичных нелинейных веществ. Не менее существенно, что легко реализовать обращение с большим одновременным усилением по интенсивности в $0,2 \cdot I_o / I_s$ раз. При этом длительность импульса обращенного сигнала сокращается с одновременным увеличением контраста на переднем фронте. Несмотря на это коэффициент отражения по полной энергии $\approx 0,3 \sqrt{I_o / I_s} \cdot W_{\text{пор}} / W_o$, можно сделать больше единицы. Кроме этого метод эффективен на любой длине волны оптического излучения и для импульсов большой длительности требует низкой плотности мощности.

Авторы благодарны Б.Я.Зельдовичу за ценные обсуждения.

Институт проблем механики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 февраля 1980 г.

Литература

- [1] Б.И.Степанов, Е.В.Ивакин, А.С.Рубанов. ДАН СССР, 196, 567, 1971.
[2] Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзуллоев. Письма в ЖЭТФ, 15, 160, 1972.

- [3] A.Yariv. JOSA, 66, 301, 1976.
- [4] R.Hellwarth. JOSA, 67, 1, 1977.
- [5] V.N.Blaschuk, A.V.Mamaev, N.F.Pilipetsky, V.V.Shkunov, B.Ya.Zel'dovich. Opt. Comm., 31, 383, 1979.
- [6] Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий, А.Н.Сударкин, В.В.Шкунов. ДАН СССР, в печати, 1980.
- [7] J.J.Amodei, R.S.Mezrick. Appl. Phys. Lett., 15, 45, 1969
-