

ре для О. в. ф. в оптич. диапазоне принят термин optical phase conjugation — оптич. фазовое сопряжение.

Волновой фронт определяется как поверхность постоянной фазы волны, $\varphi(\mathbf{R}) = \text{const}$. Поэтому формы волновых фронтов взаимно обращённых волн совпадают. $\varphi_1(\mathbf{R}) = -\varphi_2(\mathbf{R}) = \text{const}$, а направления распространения противоположны (рис. 1), откуда и название — О. в. ф.

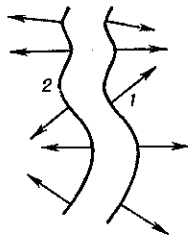


Рис. 1. Волновые фронты встречных волн — падающей (1) и обращённой (2) — совпадают.

При прохождении исходной, идеально направленной когерентной волны через среду из прозрачного материала с сильными неоднородностями показателя преломления направленность прошедшей волны во много раз ухудшается (рис. 2, а). Если на ту же среду с противоположной стороны направить волну, точно обращённую по отношению к прошедшей через неё (рис. 2, б), то, в силу обратимости законов линейного распространения (см. Обратимости теорема), обращённая волна в результате преломления на тех же неоднородностях выправится на обратном проходе до идеально

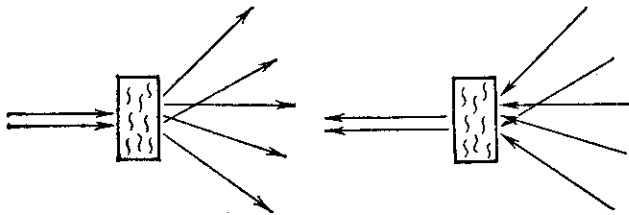


Рис. 2. Прохождение через оптически неоднородную среду: а — идеально направленного пучка, б — обращённого к нему.

направленной. Это необычное свойство обращённой волны лежит в основе большинства приложений О. в. ф. (см. ниже).

Наиб. просто обратить плоскую волну. Если известно направление её распространения n , то для обращения достаточно установить плоское зеркало строго перпендикулярно n . Однако сферическую волну плоским зеркалом обратить не удастся: расходящейся сферич. волне для обращения должна соответствовать сходящаяся к тому же источнику сферич. волна. Для обращения волны произвольной структуры необходимо иметь зеркало с профилем, в точности совпадающим с профилем волнового фронта, т. е. для каждой волны требовалось бы своё особое зеркало, способное менять свою форму (см. Адаптивная оптика).

Методы нелинейной оптики и динамической голографии позволяют реализовать «зеркало», автоматически подстраивающееся под форму любой падающей волны так, чтобы отразить сигнал в форме обращённой волны. Существует ряд методов О. в. ф. с использованием нелинейнооптич. сред. Один из двух наиб. распространённых методов — О. в. ф. при вынужденном рассеянии (ВР) света назад [1] (чаще всего — Мандельштама — Бриллюэна, ВРМБ). В этом случае в нелинейную среду (жидкость, сжатый газ, кристалл, волоконный световод и т. п.) вводится квазимонохроматич. волна от лазера $E_L(x, y, z)e^{i\omega t - ikz}$, к-рую предварительно пропускают через искажающий элемент (линзу, неоднородную фазовую пластинку и т. п.). Его назначение состоит в том, чтобы сделать распределение интенсивности волны E_L в среде сильно неоднородным как по поперечным (x, y) , так и по продольной (z) координатам (рис. 3). Мощность и энергия этой волны должны быть выше порога развития ВРМБ. Порог определяется условием, чтобы очень слабый затравочный сигнал $I_s(0)$, появляющийся в результате спонтанного рассеяния,

усилился за счёт ВРМБ на длине среды z в очень большое число раз: $I_s(z) = I_s(0)\exp(gz)$ с $gz \approx G|E_L|_z^2 \approx 25$. Здесь G — константа, характерная для данной среды.

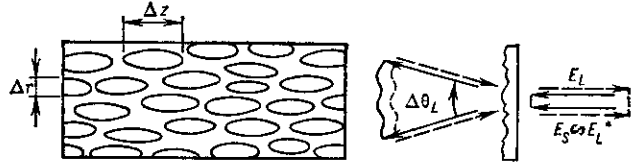


Рис. 3. Схема обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии.

Инкремент нарастания g (см^{-1}) для разл. конфигураций рассеянных волн $E_s(x, y, z)$ в каждом сечении $z = \text{const}$ определяется интегралом их перекрытия с профилем интенсивности падающей волны $E_L(x, y, z)$:

$$g_{\text{эфф}} = \frac{G \int |E_L(x, y, z)|^2 |E_s(x, y, z)|^2 dx dy}{\int |E_s(x, y, z)|^2 dx dy} \quad (3)$$

Наиб. усиление испытывает такая волна $E_s(x, y)$, локальные максимумы к-рой всюду в пространстве совпадают с максимумами волны $E_L(x, y)$. В процессе распространения из-за дифракции и интерференции каждое из полей $E_L(x, y, z)$ и $E_s(x, y, z)$ меняет свою поперечную структуру. Если эти изменения достаточно глубоки, то единств. возможность сохранить во всём объёме согласованность неоднородностей интенсивности при их встречном распространении состоит в том, чтобы рассеянное поле $E_s(x, y, z)\exp(ikz)$ было сопряжённым к возбуждающему полю $E_L(x, y, z)\exp(-ikz)$. В этих условиях интеграл перекрытия (3) для рассеянной волны вида $E_s(x, y, z) = A(z)E_L^*(x, y, z)$, т. е. обращённой к падающей, оказывается в 1,5–2 раза больше, чем для всех остальных необращённых конфигураций рассеянных волн $E_s(x, y, z)$. Из-за огромного общего усиления ($e^{gz} \approx e^{2g} \approx 2 \cdot 10^{11}$) даже относительно небольшое отличие инкремента необращённых конфигураций приводит к практически полной их дискриминации на выходе из среды. Т. о., при выполнении предел. условий [2] срабатывает дискриминац. механизм О. в. ф. при ВРМБ и рассеянная назад волна оказывается обращённой копией падающей волны.

Другой широко распространённый метод О. в. ф. основан на четырёхволновом смешении (ЧВС). В нели-

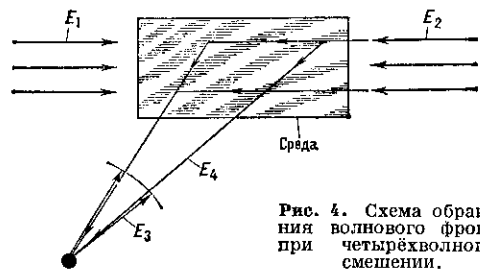


Рис. 4. Схема обращения волнового фронта при четырёхволновом смешении.

нейнооптич. среде одновременно подаются две точно встречные опорные волны $[E_1 \exp(ikz) + E_2 \exp(-ikz)] \times \exp(-i\omega t)$ и сигнал $E_3(\mathbf{R}) \exp(-i\omega t)$, подлежащий обращению (рис. 4). Интерференционная картина полей E_1 и E_2 в нелинейной среде записывается в реальном масштабе времени в виде голограммы с пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon(\mathbf{R}) \propto E_1 E_2^*(\mathbf{R}) \exp(ikz)$. Эта голограмма тут же считывается с помощью второй опорной волны $E_2 \exp(-ikz)$ и возбуждается четвёртая волна

$$E_4(\mathbf{R}) \propto E_1 E_2 E_3^*(\mathbf{R}),$$