Краткие сообщения по физике № 12-1984 г.

О САМОПЕРЕКЛЮЧЕНИИ СВЕТА ПРИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ ПО ЛАУЭ

А.А. Майер

УДК 621.4.373. 826:621.372.8

Теоретически исследовано явление самопереключения света при брэгговской дифракции плоской волны по схеме Лауэ.

При взаимодействии двух однонаправленных распределенно-связанных оптических волн в среде с кубичной (керровской) нелинейностью может происходить самопереключение света из одной волны в другую /1-3/. Это явление изучалось на примере туннельно-связанных кубично-нелинейных волноводов. Рассмотрим самопереключение света при брэгговской дифракции волн в кубично-нелинейной периодической структуре.

Исходим из уравнения

$$\mathrm{rot\,rot}\,\vec{E} + (1/c^2)\,\partial^2\vec{E}/\partial t^2 = -(4\pi/c^2)\,\partial^2(\vec{P}_{л} + \vec{P}_{нл})/\partial t, \qquad (1)$$

причем для изотропной среды $\vec{P}_{л} = \chi\vec{E}$, $\vec{P}_{нл} = \Theta|\vec{E}|^2\vec{E}$. Линейную и кубично-нелинейную восприимчивости разложим в ряд Фурье по векторам обратной решетки:

$$\chi = (4\pi)^{-1}\sum_h \chi_h e^{i\vec{h}\vec{r}},\ \Theta = (4\pi)^{-1}\sum_h \Theta_h e^{i\vec{h}\vec{r}}, \qquad (2)$$

а полное электрическое поле вблизи условия брэгговской дифракции представим как сумму проходящей и дифрагированной волн:

$$E(t,r) = [\vec{e}_0 e^{i\vec{k}_0\vec{r}} A_0(r,t) + \vec{e}_h e^{i\vec{k}_h\vec{r}} A_h(r,t)]\exp(i\omega t) + к.с., \qquad (3)$$

где $A_0(r,t)$ и $A_h(r,t)$ – медленно меняющиеся амплитуды; $k_0 = n\omega/c$; $n = 1 + \chi_0$; $\vec{k}_h = \vec{k}_0 + \vec{h}$; $\vec{h}$ – вектор обратной решетки; $h = 2\pi/d$; d – период структуры.

Подставляя (2) и (3) в (1) и пренебрегая вторыми производными амплитуд, получаем систему укороченных уравнений:

$$2in\frac{c}{\omega}\left(\cos\Psi_0\frac{\partial}{\partial z} + \sin\Psi_0\frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)A_0 = C\chi_{-h}A_h + \Theta_0(|A_0|^2 +$$

$$+ 2|A_h|^2) A_0 + C\Theta_h A_0^2 A_h^*,$$

$$2in\frac{c}{\omega}(\pm\cos\Psi_h \frac{\partial}{\partial z} \mp \sin\Psi_h \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}) A_h = C\chi_h A_0 - 2aA_h +$$

$$+ \Theta_0(|A_h|^2 + 2|A_0|^2) A_h + C\Theta_{-h} A_h^2 A_0^*, \qquad (4)$$

где верхние знаки относятся к случаю Лауэ ($\vec{h} \| \vec{n}$), а нижние – к случаю Брэгга ($\vec{h} \perp \vec{n}$); $\vec{n}$ – нормаль к поверхности образца; $z = \vec{n}\vec{r}$; параметр a = $= (k_h - k_0)c/\omega \approx (\nu - \nu_B)\sin 2\nu_B$ – характеризует отклонение от брэгговского условия; $\nu = 1/2 \measuredangle \vec{k}_0\vec{k}_h$; $\Psi_0 = \measuredangle \vec{k}_0\vec{n}$; $\Psi_h = \vec{k}_h\vec{n}$; $\nu_B = \arcsin(hc/2\omega n)$ – брэгговский угол; $C = 1$, если $\vec{e}_0$ и $\vec{e}_h$ перпендикулярны плоскости дифракции; $C = \cos 2\nu$, если $\vec{e}_0$ и $\vec{e}_h$ лежат в этой плоскости.

В случае дифракции плоской волны по схеме Брэгга (задача на отражение) в системе возникает бистабильность /4/. Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической волны в симметричном случае Лауэ:

$$\partial A_{0,h}/\partial x = 0,\ \partial A_{0,h}/\partial t = 0,\ \Psi_0 = \Psi_h = \nu. \qquad (5)$$

Отбросим члены с $\Theta_{\pm h}$, переобозначим $\Theta_0 = \Theta$, поляризационный множитель C включим в коэффициенты $\chi_{\pm h}$ и заменим переменные $z\omega/c\cos\nu \rightarrow z_л$, $A_h \rightarrow A_h\exp(iaz_л)$. Тогда уравнения (4) примут вид:

$$\begin{aligned} 2inA_0' &= \chi_{-h}A_h\exp(iaz_л) + \Theta(|A_0|^2 + 2|A_h|^2)A_0, \\ 2inA_h' &= \chi_h A_0\exp(-iaz_л) + \Theta(|A_h|^2 + 2|A_0|^2)A_h, \end{aligned} \qquad (6)$$

где штрих обозначает производную по $z_л$.

Переходя к действительным амплитудам и фазам волн $A_{0,h} = \rho_{0,h}\exp(i\varphi_{0,h})$, находим

$$\begin{aligned} -2n\rho_0\varphi_0' &= \chi_{-h}\rho_h\cos\Psi + \Theta(\rho_0^2 + 2\rho_h^2)\rho_0, \\ 2n\rho_0' &= \chi_{-h}\rho_h\sin\Psi, \\ -2n\rho_h\varphi_h' &= \chi_h\rho_0\cos\Psi + \Theta(\rho_h^2 + 2\rho_0^2)\rho_h, \\ 2n\rho_h' &= -\chi_h\rho_0\sin\Psi, \text{ где } \Psi = az_л + \varphi_h - \varphi_0. \end{aligned} \qquad (7)$$

Из уравнений (7) определяются два интеграла:

$$E = \rho_0^2 + \rho_h^2,$$

$$\Gamma = K\rho_0\rho_h\cos\Psi - \alpha n\rho_0^2 - \Theta(\rho_0^4 + \rho_h^4)/4, \text{ где } \chi_h = \chi_{-h} \equiv K, \tag{8}$$

которые отличаются от интегралов для связанных волноводов /1, 2/ только знаком перед Θ. Поэтому при дифракции по Лауэ в кубично-нелинейной периодической структуре должно происходить самопереключение света, которое описывается решением /2, 3/, полученным для связанных волноводов.

Введем переменные $I_{0,h} = \rho_{0,h}^2$, пропорциональные интенсивностям волн, и "интенсивность переключения" $I_M = 4K/|\Theta|$. Рассмотрим общий случай: на вход образца подаются две волны – по направлению "0" и по направлению "h". Начальные условия имеют вид:

$$I_0(z=0) = I_{00},\ I_h(z=0) = I_{h0},\ \Psi(z=0) = \Psi_0. \tag{9}$$

При точном соблюдении брэгговского условия ($\alpha = 0$) интенсивности света на выходе структуры $I_0(z=l) = I_{0l}$ и $I_h(z=l) = I_{hl}$ определяются параметрами $R_0 = I_{00}/I_M$, $R_h = I_{h0}/I_M$, Ψ_0, приведенной длиной образца $L = 2\pi l K/\lambda n\cos\nu$ и описываются решением /2, 3/, в котором sign Θ следует заменить на – sign Θ.

Разность фаз волн внутри образца и на его выходе определяется формулой

$$\cos\Psi = -2\sqrt{I_0 I_h}/I_M \operatorname{sign}\Theta + \sqrt{\frac{I_{00}I_{h0}}{I_0 I_h}}\,[\cos\Psi_0 + 2\sqrt{R_0R_h}\operatorname{sign}\Theta]. \tag{10}$$

Самопереключение света происходит тогда, когда интенсивности и фазы волн на входе в образец удовлетворяют условию

$$R_0 + R_h \approx (1+\sqrt{D})/2, \tag{11}$$

где $D = 16R_0R_h + 8\sqrt{R_0R_h}\cos\Psi_0 \operatorname{sign}\Theta + 1$.

Допустим, что в образец по направлению "0" входит сильный свет, а по направлению "h" – слабый: $R_0 \gg R_h$. При условии (11), которое в этом случае означает $R_0 \approx 1$ ($I_{00} \approx I_M$) и при $\exp L \gg 1$, коэффициент усиления изменений слабого света составляет

$$\frac{\partial I_{hl}}{\partial I_{h0}} \approx -\frac{\partial I_{0l}}{\partial I_{h0}} \approx \left[\frac{\cos\Psi_0 \operatorname{sign}\Theta}{\sqrt{R_0R_h}} + 3\right]\frac{\exp L}{8} \tag{12}$$

Если фазы волн на входе сдвинуты на $\pi/2$, то коэффициент усиления слабого сигнала не зависит от его интенсивности и схема работает как оптический транзистор с коэффициентом усиления $\approx (3/8)\exp L$.

Если волны на входе синфазны ($\Psi_0 = 0$) или противофазны ($\Psi_0 = \pi$), то

$$\partial I_{hl}/\partial I_{h0} \approx \pm (\exp L/8\sqrt{R_0 R_h}) \operatorname{sign} \Theta, \tag{13}$$

где знак плюс отвечает $\Psi_0 = 0$, а минус $\Psi_0 = \pi$. В обоих случаях достигается гигантское усиление слабых сигналов.

Усиление изменений сильного света

$$\partial I_{0l}/\partial I_{00} \approx (1/8)\exp L \tag{14}$$

не зависит от интенсивности, т.е. достигается транзисторный эффект. Формула (14) справедлива и в случае, когда на вход подается лишь одна сильная волна ($I_{h0} = 0$). Решение уравнений (8) преобразуется в этом случае к виду.

$$I_{0,h;l} = (I_{00}/2)\,[1 \pm \operatorname{cn}(L, R_0)], \tag{15}$$

$$\cos\Psi = -2\sqrt{I_0 I_h}/I_M \operatorname{sign}\Theta \tag{16}$$

и в момент самопереключения ($I_{00} = I_M$) при $\Theta > 0$ проходящая и дифрагированная волны противофазны. Если интенсивность света на входе $I_{00} \approx \approx I_M[1 - 8\exp(-L)] = I_M^{(h)}$ то весь свет выходит из образца по направлению "h", а если $I_{00} \approx I_M[1 + 8\exp(-L)] = I_M^{(o)}$, то весь свет выходит по направлению "0". При $I_{00} = I_M^{(o,h)}$ фазы волн на выходе сдвинуты на $\pi/2$.

Рассмотренное самопереключение света может возникать в голограммах, сверхрешетках, кристаллах ХЖК, при дифракции света на звуке и т.д.

Отметим, что при больших мощностях самопереключение света будет сопровождаться его самофокусировкой.

Институт общей физики
АН СССР

Поступила в редакцию 29 июня 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Майер А.А. Квантовая электроника, **9**, 2296 (1982).
2. Майер А.А. Квантовая электроника, **11**, 157 (1984).
3. Майер А.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 7, 1441 (1984).
4. Winful H.G., Marburger J.H., Carmire. E. Appl. Phys. Lett., **35**, 379 (1979).