Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 5, стр. 269 – 272 *5 марта 1977 г.*

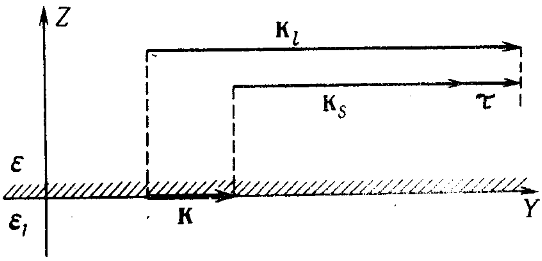
ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНАХ

Н.И.Лихолит, В.Л.Стрижевский, Ю.Н.Яшкир

Теоретически доказана принципиальная возможность существования эффекта вынужденного комбинационного рассеяния света на поверхностных поляритонах и найдено явное выражение для коэффициента усиления процесса.

В последние годы интенсивно исследуются физические свойства поверхностных поляритонов (ПП) [1 – 7]. Для этой цели применяется два основных экспериментальных метода: метод нарушенного полного внутреннего отражения и метод спонтанного комбинационного рассеяния света. Мы хотели бы указать на существование и возможность использования нового явления с участием ПП – вынужденного рассеяния (ВКР) света на ПП.

С этой целью нами решена задача о стационарном параметрическом усилении стоксовой и ПП волн, связанных квадратичной нелинейностью среды в поле заданной волны накачки. Конкретная постановка задачи состоит в следующем. В области $z > 0$ (рисунок) расположен нелинейный кубический кристалл, с которым генетически связан ПП. Среда в области $z < 0$ – линейна и прозрачна. Диэлектрические проницаемости в поляритонной области обозначим как $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$ и ϵ_1 соответственно. Пусть все три взаимодействующих волны распространяются в одном и том же направлении – вдоль оси Y. Накачку считаем плоской монохроматической волной и ее поле в области $z > 0$ представим в виде $\mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_l A_l \exp[i(k_l y - \omega_l t)]$ + к.с. Здесь и далее $\mathbf{e}$ – орты поляризации волн, A – скалярные амплитуды, $\mathbf{k}$ – волновые вектора, ω – частоты ($\omega_l = \omega_s + \omega_p$); индексы l, s и p отвечают повсюду волне накачки, стоксовой и ПП волнам соответственно. На частотах $\omega_{l,s}$ поглощение отсутствует.



Поле ПП $\mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega_p t}$ + к.с. ищем в следующем виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \mathbf{e}A(y)\exp(i\mathbf{Q}\mathbf{r}), & z > 0 \\ \mathbf{e}_1 A_1(y)\exp(i\vec{\mathscr{P}}\mathbf{r}) & z < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где

$$\mathbf{Q} = (0, k, is), \qquad \mathbf{e} = (0, is, -k)/\sigma, \qquad \sigma = (k^2 + s^2)^{1/2};$$

$$\vec{\mathscr{P}} = (0, k, -ip), \qquad \mathbf{e}_1 = (0, ip, k)/\sigma_1, \qquad \sigma_1 = (k^2 + p^2)^{1/2};$$

$$k = q\sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}\epsilon_1}{\tilde{\epsilon} + \epsilon_1}}, \quad s = q\sqrt{-\frac{\tilde{\epsilon}^2}{\tilde{\epsilon} + \epsilon_1}}, \quad p = q\sqrt{-\frac{\epsilon_1^2}{\tilde{\epsilon} + \epsilon_1}},$$

$$q = \frac{\omega_p}{c},$$

$\tilde{\epsilon}$ – значение ϵ без учета процессов диссипации. Величины A и A_1 связаны граничным условием $s\sigma_1 A = p\sigma A_1$. Выражения (1) совпадают с таковыми для ПП в линейной среде [4] за исключением того, что амплитуды A и A_1 зависит от Y.

Стоксову волну в области $z > 0$ ищем в виде

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_s A_s(y)\exp[i(k_s y - \omega_s t) - sz] + \text{к.с.}, \qquad k_s = q_s\sqrt{\epsilon_s},$$

$$q_s = \omega_s/c, \qquad \mathbf{e}_s \perp Y$$

(поляризации взаимодействующих волн $\omega_{l,s}$ считаем линейными и фиксированными).

Параметрическое взаимодействие волн происходит в слое толщиной $\sim s^{-1}$ в области $z > 0$. Эта толщина значительно превосходит длину волны стоксова излучения ($s^{-1} >> k_s^{-1}$)[1], так что искажениями стоксова поля в области $z > 0$, обусловленными границей раздела, и его проникновением в область $z < 0$ можно пренебречь.

[1] Если $\omega_s >> \omega_p$, что обычно реализуется.

Взаимодействие волн вызвано квадратичной нелинейностью поляризации $\mathbf{P}^{NL}_{s,p}$ на частотах $\omega_{s,p}$ в области $z > 0$. Фактически нужны составляющие $P^{NL}_p = \mathbf{e}^* \mathbf{P}^{NL}_p$ и $P^{NL}_s = \mathbf{e}_s \mathbf{P}^{NL}_s$, которые имеют следующий вид

$$P^{NL}_p = \chi A_l A^*_s \exp[i(k_l - k_s)y - i\omega_p t] + \text{к.с.},$$

$$P^{NL}_s = \chi A_l A^* \exp[i(k_l - k)y - sz - i\omega_s t] + \text{к.с.}$$

Здесь $\chi = \sum_{ijk} e^*_i e_{lj} e_{sk} \chi_{ijk}(\omega_l - \omega_s)$, χ_{ijk} – квадратичная нелинейная поляризуемость среды [8] в области $z > 0$.

Амплитуды A, A_s удовлетворяют обычным укороченным уравнениям, которые получаются из уравнений Максвелла в рамках известной [8] методики. Их решения ищем в виде

$$A(y) = a\exp[(i\,^{r}/_{2} + \kappa)y], \quad A_s(y) = a_s \exp[(i\,^{r}/_{2} + \kappa^*)y], \quad r = k_l - k_s - k \tag{2}$$

считая величины a, a_s и κ не зависящими от Y. Величина r – волновая расстройка, а параметр κ определяет в конечном итоге коэффициент усиления $g = 2\mathrm{Re}\,\kappa$.

Подставляя (2) в укороченные уравнения и учитывая, что в поляритонной области частот, как обычно [9], велико поглощение и $|\kappa| << a$, где $a = q^2\epsilon''\sigma^2/k^3$, получим

$$a = \frac{4\pi q^2 \chi \sigma^2 A_l a^*_s}{k^3(r - ia)}, \qquad a_s = \frac{4\pi q^2_s \chi A_l a^*}{k_s(r - 2i\kappa^*) - s^2(1 - e^2_{sz})}.$$

Из условия совместимости этих выражений находим κ и затем

$$g = \frac{g_0}{1 + (r/a)^2}, \qquad g_0 = \frac{16\pi^2 q^2_s |\chi A_l|^2}{k_s \epsilon''}.$$

Величина g_0 формально совпадает со значением коэффициента усиления в центре линии ВКР на гипотетическом объемном поляритоне с частотой ω_p (в действительности область существования ПП для дисперсионных ветвей объемных поляритонов запрещена). Форма линии для коэффициента усиления передается фактором $[1 + (r/a)^2]^{-1}$. Центр линии отвечает $r = 0$, т. е. лежит на дисперсионной ветви ПП, найденной без учета поглощения. Представляя r в пределах линии рассеяния в виде $r \approx r'(\omega_s - \omega^\circ_s)$, где $r' = \partial r(\omega^\circ_s)/\partial\omega_s = V_p^{-1} - V_s^{-1}$, ω°_s – частота центра линии, $V_{s,p}$ – групповые скорости ПП и стоксовой волн при $\omega_s = \omega^\circ_s$, заключаем, что линия имеет приближенно лоренцову форму с полушириной $2a/|r'|$.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что ВКР света на ПП вполне может быть реализовано при мощностях накачки того же порядка, что и в случае объемных поляритонов [10, 11]. Правда, в случае ПП поперечная апертура в направлении оси Z ($\sim s^{-1}$) и, соответственно, интегральная по сечению интенсивность стоксовой волны существенно меньше, но это затруднение преодолимо. Данное явление, интересное и важное в физическом плане, может быть использовано, в частности, в схемах интегральной оптики для перестройки частоты излучения.

Киевский
государственный университет
им. Т.Г. Шевченко

Поступила в редакцию
3 февраля 1977 г.

Литература

[1] R.Ruppin. Sol. St. Comm., 8, 1129, 1970.

[2] В.В.Брыскин, Ю.М.Гербштейн, Д.Н.Мирлин. ФТТ, 13, 2125, 1971.

[3] N.Marshall, B.Fischer. Phys. Rev. Lett., 28, 811, 1972.

[4] V.L.Strizhevskii, Yu.N.Yashkir. Phys. Stat. Sol. (b), 69, 175, 1975.

[5] В.М.Агранович. Письма в ЖЭТФ, 19, 28, 1974.

[6] J.S.Nkoma, R.Loudon. J. Phys. C.:Sol. Stat. Phys., 8, 1950, 1975.

[7] D.L.Evans, S.Ushoda, J.D.McMullen. Phys. Rev. Lett., 31, 369, 1973.

[8] С.А.Ахманов, Р.В.Хохлов. Проблемы нелинейной оптики. М., ВИНИТИ, 1964.

[9] В.Л.Стрижевский. ЖЭТФ, 62, 1446, 1972.

[10] J.M.Yarborough, S.S.Sussman, H.E.Puthoff, R.H.Pantell, B.C.Johnson. Appl. Phys. Lett., 15, 102, 1969.

[11] В.Л.Стрижевский, В.В.Обуховский, Г.Э.Понат. ЖЭТФ, 61, 537, 1971.