

## КОГЕРЕНТНЫЙ РАСПАД ФОТОНОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Д.Н. Клышко

Цель настоящего сообщения – оценить возможность наблюдения нового типа рассеяния света, при котором падающая волна ("накачка")

$$\frac{1}{2} E_3 \exp [i (\omega_3 t - k_3 r)] + \text{К.С.}$$

преобразуется вследствие нелинейности поляризуемости вещества в пары волн

$$\frac{1}{2} E_{1,2} \exp [i (\omega_{1,2} t - k_{1,2} r)] + \text{К.С.},$$

удовлетворяющие условиям  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ,  $k_1 + k_2 - k_3 = \Delta = 0$ . В оптическом диапазоне эти условия вследствие дисперсии показателя преломления  $n(\omega)$  приводят к практически однозначной (или двузначной) связи между направлением и частотой рассеянного излучения. Рассматриваемый эффект аналогичен спонтанному рассеянию Мандельштама – Бриллюена – здесь роль акустической волны играет вторая электромагнитная волна. Мы здесь ограничимся случаем, когда  $t\omega_{1,2} \gg kT$  и вещество прозрачно на частотах  $\omega_{1,2}$ , так что рассеяние связано лишь с квантовыми флуктуациями [1]. Эти флуктуации определяют уровень шума параметрических усилителей света и, вероятно, эффективность существующих импульсных параметрических генераторов света, в которых не успевает установиться стационарная амплитуда колебаний.

В случае малой мощности накачки (когда коэффициент усиления  $G \ll 1$  и основную роль играет спонтанный распад) рассеиваемое излучение можно назвать "параметрической люминесценцией" и, соответственно, в случае  $G > 1$  – "параметрической сверхлюминесценцией". Ниже приведены формулы для интенсивности  $S$  и полосы частот  $\Delta\omega$ , излучаемых в данном направлении, в этих двух случаях.

Спектр параметрической люминесценции  $\omega$  помимо условия  $\Delta = 0$  ограничивается лишь условием прозрачности кристалла на частотах  $\omega$  и  $\omega_3 - \omega^*$ . Например, в случае кристалла  $\text{LiNbO}_3$  при  $\lambda_3 = 0,5 \text{ мк}$  спектр люминесценции охватывает интервалы  $\lambda \sim 1,7 + 4 \text{ мк}$  (эти волны рассеиваются под углами  $\nu \sim 0 + 30^\circ$ ) и  $\lambda \sim 0,7 - 0,55 \text{ мк}$  ( $\nu \sim 0 + 5^\circ$ ). Возможно и излучение обратных волн ( $\nu > \pi/2$ ) и радиоволн. Конечно, одновременно с когерентным, направленным излучением происходит и диффузное рас-

сеяние за счет флуктуаций плотности и ориентации рассеивающих центров. Однако, его наблюдение в оптическом диапазоне, по-видимому, невозможно.

Пусть на одноосный отрицательный кристалл перпендикулярно его грани (линейные размеры которой много больше толщины слоя  $z$ ) падает волна с частотой  $\omega_3$ , причем вектор поляризации  $\mathbf{e}_3$  параллелен оптической оси и  $\mathbf{e}_{1,2} \perp \mathbf{e}_3$ . В случае  $G \ll 1$  с помощью теории возмущения можно получить следующее выражение для интенсивности люминесценции с частотой  $\omega_1 \pm \Delta\omega_1/2$ , излучаемой в телесный угол  $d\Omega_1$  в направлении  $\nu_1, \phi_1$ :

$$\frac{dS_1}{d\Omega_1} = S_3 \frac{\hbar n_1 \omega_1^4 \omega_2 |\mathbf{e}_1 \hat{\chi} \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_3|^2 z}{c^5 n_2 n_3 |\cos \nu_1 \cos \nu_2|} (z \Delta\omega_1), \quad (1)$$

где  $\hat{\chi}$  — тензор нелинейной поляризуемости кристалла и  $\Delta\omega_1$  — эффективная полоса шумов, рассеиваемых в данном направлении:

$$\Delta\omega_1 = 2\pi (z \partial\Delta_z / \partial\omega_1)^{-1}.$$

В случае кристалла  $\text{LiNbO}_3$  при  $\lambda_3 = 0,5 \text{ мк}$  из зависимости  $n(\omega)$  следует, что в направлении  $\nu = 0$  излучаются волны  $\lambda_1 = 0,7 \text{ мк}$  и  $\lambda_2 = 1,7 \text{ мк}$ , причем  $\Delta\omega_1 / 2\pi c = 9/z \text{ см}^{-1}$ . Полагая в (1)  $\mathbf{e}_1 \hat{\chi} \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_3 = 10^{-8} \text{ абс.ед}$  и  $z = 1 \text{ см}$ , получаем  $dS_1/d\Omega_1 = 2 \cdot 10^{-7} S_3$ .

Эта оценка доказывает возможность экспериментального исследования эффекта, например, с помощью лазеров непрерывного действия\*\*. Такие эксперименты позволят, например, измерить абсолютную величину и дисперсию  $\hat{\chi}$ , определить перестроечные характеристики параметрических генераторов света и преобразователей частоты. Большой интерес представляют измерения взаимной корреляции излучения на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  [1-3].

При  $G \gg 1$  связь между  $S_1$  и  $S_3$  становится нелинейной (что дает возможность по измерениям зависимости  $S_1(S_3)$  определить  $G$ ). В этом случае вероятностный метод расчета флуктуаций неприменим и следует использовать, например, пространственный аналог метода, использованного Люиселлом, Яривом и Сигманом [1]. Если исходить из предельного коэффициента шума произвольного усилителя, определенного Хэфнером [4] на основании соотношения неопределенностей, то

$$\frac{dS_1}{d\Omega_1} = (2\pi)^{-3} \hbar \omega_1 k_1^2 (G_0 - 1) \Delta\omega_1 \eta, \quad (2)$$

где  $G = 1 + sh^2 (\beta z \sqrt{1 - \Delta_z^2 / 4\beta^2}) / (1 - \Delta_z^2 / 4\beta^2)$  — коэффициент усиления (без учета потерь),  $G_0 = ch^2 \beta z$ ,  $\beta^2 = (2\pi)^3 \omega_1 \omega_2 |\mathbf{e}_1 \hat{\chi} \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_3|^2 S_3$ ;

$\cdot |c^3 n_1 n_2 n_3 \cos \nu_1 \cos \nu_2|^{-1}$ ,  $\eta$  — коэффициент порядка 1. При  $\beta z \ll 1$  (2) переходит в (1).

В заключение отметим, что представляет интерес более строгое обоснование формулы (2), а также учет потерь и тепловых флуктуаций. Отметим, что аналогичное рассеяние типа  $\omega_3 + \omega_3 \rightarrow \omega_1 + \omega_2$  в жидкостях при  $\omega_{1,2} \sim \omega_3$  может, вероятно, также достигать обнаружимой величины.

Автор признателен С.А. Ахманову, Р.В. Хохлову и В.В. Фадееву за плодотворные обсуждения.

Физический факультет  
Московского государственного Университета

Поступило в редакцию  
17 апреля 1967 г.

### Литература

- [1] W. Loisel, A. Yaviv, A. Siegman. Phys. Rev., 124, 1946, 1961.
- [2] J. Gordon, W. Loisel, L. Walkev. Phys. Rev., 129, 481, 1963.
- [3] B.R. Wollow, R. Glauber. Phys. Rev. (в печати).
- [4] H. Heffner. PIRE, 50, 1604, 1962.
- [5] S.E. Harris, M.K. Oshman, R.L. Byer. Phys. Rev. Lett., в печати.
- [6] С.А. Ахманов, В.В. Фадеев, Р.В. Хохлов, О.Н. Чунаев. Симп. по соврем. оптике, март 1967, США; Письма ЖЭТФ, (т. 6, вып. 3, в печати).
- [7] D. Magde, H. Mahr. Bull. Amer. Phys. Soc., 12, № 3, 273, 1967.

---

\* При наличии поглощения на одной из частот интенсивность люминесценции  $dS/D\Omega$  уменьшается в  $\alpha z$  раз ( $\alpha$  — коэффициент поглощения).

\*\* Предварительные эксперименты Д.П. Криндача с аргоновым лазером показали, что параметрическая люминесценция без труда наблюдается невооруженным глазом (частное сообщение). Харрис и др. [5] также наблюдали люминесценцию кристалла ниобата лития в направлении  $\nu \sim 0^\circ$  при возбуждении аргоновым лазером. О наблюдении эффекта в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и АРР при возбуждении импульсными лазерами сообщает-ся в [6] ( $\lambda_3 = 1,06/3 \text{ мк}$ ) и [7] ( $\lambda_3 = 0,69/2 \text{ мк}$ ).