О ПРОСТРАНСТВЕННОМ СИНХРОНИЗМЕ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССАХ ТИПА "ФОТОН-ЭХО"

Э.А.Маныкин

В статье описано несколько эффектов, которые обладают рядом особенностей по сравнению с известным эффектом "фотон-эхо", недавно предсказанным [1] и экспериментально исследованным [2,3] (см. также обзор [4]).

Если примесный ион кристалла находится в когерентной суперпозиции двух стационарных состояний, то есть обладает волновой функцией

$$\psi = a\,\phi_\nu \exp\left(-i\frac{\epsilon_\nu}{\hbar}t\right) + b\,\phi_\mu \exp\left(-i\frac{\epsilon_\mu}{\hbar}t\right),$$

то под воздействием импульса сильного резонансного поля частоты $\omega \approx \omega_0 = \epsilon_\mu - \epsilon_\nu/\hbar$ и вида $\mathrm{E} = \mathrm{Re}\{\mathrm{E}_0(\omega)\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t + i\Phi)$ ион переходит в другое когерентное состояние, причем новые амплитуды a' и b' связаны со старыми линейным преобразованием

$$\begin{pmatrix} b' \\ \\ a' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha\exp\left(-i\dfrac{\Delta}{2}T\right) & \gamma\exp\left(i\mathbf{k}\mathbf{r} + i\Phi - i\Delta t_0 - i\dfrac{\Delta}{2}T\right) \\ \\ \gamma\exp\left(-i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\Phi + i\Delta t_0 + i\dfrac{\Delta}{2}T\right) & \beta\exp\left(+i\dfrac{\Delta}{2}T\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ \\ a \end{pmatrix} \quad (1)$$

в чем можно непосредственно убедиться, решая задачу о двухуровневой системе в монохроматическом поле. При этом $\Delta = \omega - \omega_0 << \omega$ t_0 – начальный момент действия импульса, T – его длительность, $\mathbf{r}$ – центр тяжести иона. Величины α, β и γ зависят от Δ, T и $f = (1/2\hbar\, \mathrm{d}_{\mu\nu}\mathrm{E}_0(\omega)\,|$, где $\mathrm{d}_{\mu\nu}$ – матричный элемент дипольного перехода. В частном случае, когда $f >> \Delta$, имеем

$$\alpha = \beta = \cos\frac{1}{2}fT, \quad \gamma = -i\sin\frac{1}{2}fT.$$

Для произвольного числа импульсов света конечное состояние можно найти, последовательно применяя преобразование (1), после чего легко вычислить средний дипольный момент атома $<\psi|d|\psi> = \mathrm{Re}\{a^* b\, \mathrm{d}_{\nu\mu} \times \exp(-i\omega_0 t)\}$.

Если ион первоначально находился в основном состоянии и на него действуют два импульса: первый в момент $t = 0$ длительностью T_1 и второй в момент $t = t_0$ длительностью T_2, то в результате получим

$$< \psi | \mathbf{d} | \psi > = \mathbf{d}_{\mu\nu} \gamma_1^* \beta_1 | \gamma_2 |^2 \exp \{ i(2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1)\mathbf{r} - i\omega t + i(2\Phi_2 - \Phi_1) + $$
$$+ i\Delta(t - 2t_0 + T_2 - T_1) \} + \text{к.с.} \tag{2}$$

Индексы 1 и 2 относятся к соответствующим величинам первого и второго импульсов.

Отсюда видно, что система резонансных ионов выдает когерентное излучение "Фотон-эхо" в момент времени

$$t = 2t_0 + T_2 - T_1 , \tag{3}$$

которое продолжается в течение времени $\tau \sim \Delta_0^{-1}$ (Δ_0 — ширина разброса резонансных частот ионов), причем для оптического диапазона, где толщины кристаллов $\ell >> \lambda$ — длины волны, это излучение максимально, когда его волновой вектор

$$\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 . \tag{4}$$

Из уравнения (2) также видно, что для волн круговой поляризации выражение

$$\Phi = 2\Phi_2 - \Phi_1 . \tag{5}$$

представляет собой соотношение между начальными фазами, тогда как для волн линейной поляризации оно связывает углы наклона векторов поляризации относительно выбранной оси.

Заметим, что $k = k_1 = k_2 = \omega / c(\sqrt{\epsilon(\omega)})$, и, следовательно, условие (4) строго говоря, выполнено лишь тогда, когда все три вектора направлены в одну сторону, что нежелательно, поскольку временные задержки малы и часто трудно разделить импульсы друг от друга. Для произвольных углов между $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ в общем случае условие (5) невыполнимо, так что интенсивность резко уменьшается (в $(\Delta k \ell)^{-2}$ раз, где $\Delta k = | \mathbf{k} - 2\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1 |$). Однако пространственный синхронизм в этом случае может быть восстановлен после воздействия на кристалл третьего импульса (в момент времени t_0' в продолжении T_3 и обладающего волновым вектором $\mathbf{k}_3$). Следуя вышеизложенной методике, мы приходим к следующим результатам.

Во-первых, возникают два очевидных эффекта: "фотон-эхо" от первого и третьего импульсов (в момент времени $t = 2t_0' + T_3 + T_2 - T_1$ в направлении $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1$) и "фотон эхо" от второго и третьего импульсов (для которого $t = 2t_0' - t_0 + T_3 - T_2$ $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2$).

Во-вторых, имеются следующие новые эффекты. Появляется когерентный импульс в момент времени

$$t = 2(t_0' - t_0) + T_3 + T_2 - T_1 \tag{6}$$

в направлении (см. рисунок *а*))

$$\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_3 - 2\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1 \qquad (7)$$

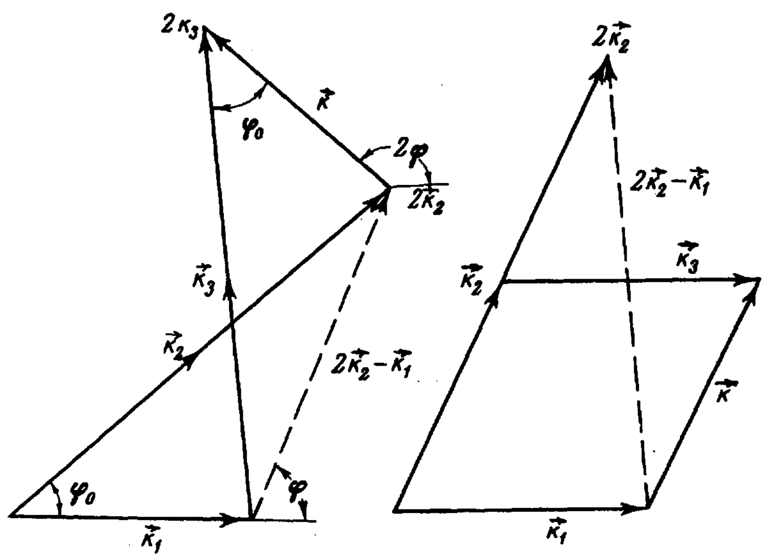
причем вместо (5) будем иметь $\Phi = 2\Phi_3 - 2\Phi_2 + \Phi_1$. Появляется также когерентный импульс в момент времени

$$t = t'_0 + t_0 + T_3 - T_1 \qquad (8)$$

в направлении (рисунок *б*)

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 \qquad (9)$$

причем вместо (5) имеем соотношение $\Phi = \Phi_3 + \Phi_2 - \Phi_1$.



а *б*

Векторная диаграмма когерентного распада (волновой вектор $\mathbf{k}$), возникающего после действия трех световых импульсов с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ и $\mathbf{k}_3$ (см. текст)

Подчеркиваем, что существенной особенностью последних двух эффектов является, то что они могут осуществляться в том случае, когда условие (4) не выполнено и, следовательно эффект "фотон-эхо" отсутствует. Это демонстрируется на рисунке.

Видно, что первый и второй импульсы создают когерентное состояние ионов в кристаллах, которое находится в резком рассогласовании с пространственной когерентностью светового поля, поскольку волновой вектор поля не совпадает по величине с вектором $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ (пунктирные линии). Однако воздействие третьего импульса в определенном направлении, как показано на рисунке, восстанавливает пространственный синхронизм между когерентным состоянием системы ионов и полем излучения (выполнены условия (7) и (9). В обоих случаях когерентность сохраняется по всей длине кристалла, причем меняя направление второго и третьего возбуждающих импульсов можно добиться любого направления для последующего когерентного излучения. Для вычисления полной энергии излучения $\mathcal{E}$ необходимо решать электродинамическую задачу. Можно показать, что $\mathcal{E} \sim (\lambda n \ell)^2 S \mathcal{E}_0 \sim N^2 (\lambda^2 / S) \mathcal{E}_0$, S – наименьшая величина из сечений пучка импульса или кристалла, n – концентрация ионов в образце, участвующих в процессе ($N = nS\ell$), а $\mathcal{E}_0 = \hbar \omega W_\tau$ есть энергия некогерентного излучения одним ионом за время τ (W – вероятность перехода).

Автор признателен А.М.Афанасьеву, Ю.А.Быковскому, А.Н.Ораевскому и В.И.Перелю за полезное обсуждение.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступило в редакцию
2 февраля 1968 г.

Литература

[1] У.Х.Копвиллем, В.Р.Нагибаров. Физ. мет. и металловед., 15, 313, 1963.
[2] N.A.Kurnit, I.D.Abella, S.R.Hartmann. Phys.Rev. Lett., 13, 567, 1964.
[3] I.D.Abella, N.A.Kurnit, S.R.Hartmann. Phys. Rev., 141, 391, 1966.
[4] А.Н.Ораевский. УФН, 91, 181, 1967.