

Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 1, стр. 28 – 30

5 января 1974 г.

**КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА
НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНАХ В СРЕДАХ
С ЦЕНТРОМ ИНВЕРСИИ**

B.M. Агранович

Предлагается метод нарушенной симметрии, позволяющий использовать комбинационное рассеяние света (КРС) первого порядка на поверхностных поляритонах для изучения дисперсии диэлектрической проницаемости в средах (кристаллах, стеклах) с центром инверсии. Получена формула для интенсивности рассматриваемого процесса, а также найдена зависимость ширины линии КРС на поверхностных поляритонах от угла рассеяния.

1. Известно, что КРС на поляритонах с использованием лазеров позволяет получать ценную информацию о дисперсии света в кристаллах. Однако в центросимметричных средах (ЦСС; кристаллах, стеклах) этот метод не может быть использован, так как в таких средах тензор нелинейной восприимчивости X_{ijl} , определяющий интенсивность процесса, тождественно обращается в нуль. Ситуация, однако, изменяется, если обратиться к КРС на поверхностных поляритонах в условиях, когда изучаемая ЦСС по крайней мере вдоль одной из своих поверхностей граничит с прозрачной¹⁾ для луча лазера средой, не обладающей, однако, центром инверсии. Так как электромагнитное поле в поверхностном полярите отличично от нуля на расстояниях порядка его длины волны ($\lambda \approx 10 \text{ мк}$) по обе стороны от плоскости раздела и, следовательно, также и в той области, где $X_{ijl} \neq 0$, интенсивность КРС на поверхностном полярите оказывается отличной от нуля и, как это следует из приведенного ниже расчета, вполне достаточной для экспериментальных наблюдений²⁾. Этот вывод согласуется также с результатами работы [1],

¹⁾ Если эта среда (т. е. подложка) для лазера непрозрачна, можно использовать метод КРС на отражении.

²⁾ Учет влияния подложки на дисперсию поверхностных поляритонов не вызывает затруднений (см. [2] и ниже).

в которой впервые экспериментально наблюдалось КРС на поверхности поляритоне в среде без центра инверсии (GaAs; подложка – сапфир). Естественно, что в [1] в спектре КРС наиболее интенсивно проявились пики, отвечающие возбуждению объемных поляритонов, что мешало наблюдению эффекта. В предлагаемой же нами "обращенной" ситуации, где отсутствие центра инверсии обеспечивается выбором подложки, объемные поляритоны ЦСС вообще не должны возбуждаться.

2. Переходим к расчету эффективности процесса. Пренебрегая возможной анизотропией сред, а также дисперсией света в подложке, будем считать ее диэлектрическую проницаемость ϵ_1 положительной величиной, а тензор $X_{ijl} = X[e_{ijl}]$, где e_{ijl} – полностью антисимметричный тензор третьего ранга. Измеряемая дисперсия поверхностного поляритона $\omega = \omega(\mathbf{k})$ определяется (см. [2]) соотношением $k^2 = \omega^2 \epsilon_1 \epsilon / c^2 (\epsilon + \epsilon_1)$, где $\epsilon = \epsilon(\omega) < 0$ – диэлектрическая проницаемость ЦСС. В качестве возмущения используем оператор $\hat{H} = -\frac{1}{2} \int_{z>0} X_{ijl} \hat{E}_i \hat{E}_j^b d$

где \hat{E} и \hat{E}^b – операторы электрической напряженности высокочастотного поля и поля в поверхностном поляритоне. Пренебрегая различием коэффициентов преломления света лазера в ЦСС и подложке не будем, ради простоты, учитывать несущественную для оценки эффекта возможность отражения высокочастотного поля от поверхности раздела. Будем для определенности считать, что ЦСС и подложка занимают полупространства $z < 0$ и $z > 0$, соответственно, и, что луч лазера, распространяющийся вдоль оси z (волновой вектор \mathbf{k}^a) поляризован вдоль оси x , а рассеянный свет (волновой вектор $\mathbf{k}^b = (K_x^b, 0, k_z^b)$) – поляризован вдоль оси y . В рассматриваемом поляритоне (волновой вектор $\mathbf{k} = k_x^a - k_x^b \parallel$ оси x) соотношения между отличными от нуля амплитудами электромагнитного поля имеют вид

$$E_1^b = -i \frac{\kappa_o}{k} E_3^b = -i \frac{c \kappa_o}{\omega \epsilon_1} H_2^b, \quad \kappa_o = (k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1)^{1/2}, \quad k^2 > \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1$$

при $z > 0$

и

$$E_1^b = -i \frac{\kappa}{k} E_3^b = -i \frac{c \kappa}{\omega \epsilon} H_2^b, \quad \kappa = (k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon)^{1/2}, \quad \epsilon < 0 \quad \text{при } z < 0$$

Абсолютные же значения этих амплитуд можно определить из условия равенства $\hbar\omega$ энергии электромагнитного поля в поляритоне. Расчет показывает, что единственное фигурирующее в матричном элементе оператора возмущения z -я компонента электрического поля в поляритоне

при $z > 0$ определяется соотношением $|E_3^b|^2 = \frac{4\pi \hbar \omega}{S} \Phi(k)$, S – пло-

щадь границы раздела, а $\Phi(k) = \frac{k^2}{\kappa_o^2} \left[k^2 \left(\frac{\epsilon_1}{\kappa_o^3} + \frac{\epsilon}{\kappa^3} \right) + \frac{\omega}{2\kappa} \left(1 + \frac{k^2}{\kappa^2} \right) \frac{d\epsilon}{d\omega} \right]^{-1}$.

Используя это соотношение, а также известные значения амплитуд высокочастотного поля, легко показать в рамках обычной теории возму-

щений, что дифференциальная эффективность спонтанного КРС на поверхностном поляритоне в рассматриваемой системе определяется соотношением (для температуры кристалла $T = 0$)

$$\frac{\partial^2 I}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{4\pi\hbar\omega_a^4 \omega}{c^4} \chi^2 \Phi(k) [\kappa_0^2 + (k_z^a - k_z^b)^2]^{-1} \delta(\omega_a - \omega_b - \omega).$$

Это соотношение позволяет проследить зависимость интенсивности КРС от угла рассеяния. Она минимальна в нерелятивистском пределе

$$(k > \frac{\omega}{c} |\epsilon|, \frac{\omega}{c} \epsilon_1), \text{ где } \Phi(k) \approx \frac{2k}{\omega} \left(\frac{d\epsilon}{d\omega} \right)^{-1} \text{ и при } \epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_\infty - \epsilon_0)}{\omega^2 - \omega_1^2} \omega_1^2$$

(ω_1 – частота поперечного фона в ЦСС) $\Phi(k) \approx k \frac{\omega_1^2}{\omega^2} \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{(\epsilon_1 + \epsilon_\infty)^2}$. При

этом интегральная по ширине линии поляритона интенсивность $dI/d\Omega = 4\pi\hbar\omega_a^4 \omega_1^2 (\epsilon_0 - \epsilon_\infty)^2 \chi^2 / c^4 k \omega (\epsilon_1 + \epsilon_\infty)^2$. Полагая¹⁾ $\frac{\omega_a}{c} = 10^5$, $k = 10^3$,

$\omega_1 = 10^{13}$, $\epsilon_1 + \epsilon_\infty = 10$, $\epsilon_0 - \epsilon_\infty = 3$, $\chi = 10^{-6}$, получаем $dI/d\Omega \approx 4 \cdot 10^{-11}$, что, как и указывалось, вполне достаточно для наблюдения эффекта. При переходе же в релятивистскую область ($k \approx (\omega/c)|\epsilon|$) величина $dI/d\Omega$ существенно возрастает.

3. Обусловленное процессами затухания света уширение линии КРС на поверхностном поляритоне легко может быть найдено из условия, определяющего полюс функции Грина электромагнитного поля при наличии границы раздела (аналогичный анализ для объемных поляритонов см. в [3, 4]). Это условие имеет вид $\epsilon = \epsilon_1 k^2 / (k^2 - \epsilon_1 \omega^2 / c^2)$ и при $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_1^2 (\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{\omega_1^2 - \omega^2 + 2i\omega\Gamma_0}$ для ширины линии КРС на поверхностном поля-

ритоне приводит к соотношению $\Gamma(k) = \Gamma_0 k^2 [k^2 + (\epsilon_0 - \epsilon_\infty)(\omega^2/c^2)]^{-1}$. Таким образом, при больших k величина $\Gamma(k) \approx \Gamma_0$. Если же k^2 равно своему предельному значению $\omega_1^2 \epsilon_1 / c^2$, то $\Gamma = \Gamma_0 \epsilon_1 / (\epsilon_1 + \epsilon_0 - \epsilon_\infty)$, так что при $\epsilon_0 - \epsilon_\infty \gg \epsilon_1$ должен иметь место эффект существенного сужения линии КРС при уменьшении угла рассеяния. Аналогично может быть рассмотрена зависимость $\Gamma(k)$ и для многослойных сред.

Автор благодарен Б.Н.Маврину, И.И.Собельману и Х.Е.Стерину за полезные замечания.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 октября 1973 г.

Литература

- [1] D.J.Evens, S.Ushieda, J.D.Mc Mullen. Phys. Rev. Lett., 31, 369, 1973.
- [2] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
- [3] H.J.Benson, D.J.Mills. Phys. Rev. B1, 4835, 1970.
- [4] В.М.Агранович, В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 61, 1243, 1971.

¹⁾ Для определенности используем данные для GaP в области излучения Не–Не-лазера (в единицах CGSE).