Сигнал с положительного электрода был много меньше и не измерялся. Небольшой сигнал наблюдался и в отсутствии пламени, амплитуда его не зависела от полярности электродов (электроды в этом случае подогревались до той же температуры, что и в пламени). Величина сигнала существенно зависела от состава горючей смеси. Максимальный сигнал наблюдался в пламени очищенного бензина, минимальный — ацетона.

Зависимость амплитудного значения сигнала от энергии светового импульса при различных потенциалах на электродах приведена на рис. 1. Энергия светового импульса определялась калориметрическим прибором ИКТ-1М. При напряжении на электродах до $500 \div 600$в амплитуда сигнала пропорциональна энергии падающего светового потока. С увеличением напряжения на электродах отмечается более быстрый рост сигнала, одновременно значительно увеличивается разброс и снижается воспроизводимость измерений. При напряжении на электродах $1600 \div 1800$ в световой импульс инициировал пробой.

Световой импульс одновременно регистрировался с помощью фотоумножителя ФЭУ-51. На рис. 2 нижняя кривая представляет сигнал, снятый с отрицательно заряженного электрода, верхняя — сигнал с фотоумножителя. Анализ структуры и формы сигналов при работе лазера в режиме модулированной добротности показал, что при напряжении на электродах до 300 в может быть продетектирован световой импульс длительностью порядка 0.1 мксек. С увеличением напряжения на электродах до $1500 \div 1600$ в под действием света возникает самопроизвольный разряд, вследствие чего происходит «затягивание» снимаемого сигнала (рис. 2, *б*). Это явление иногда носит даже не монотонный характер (рис. 2, *в*).

Эксперименты с излучением, сфокусированным в пятно диаметром 0.2 мм, показали, что максимальный сигнал наблюдается при облучении зоны непосредственно примыкающей к поверхности отрицательно заряженного электрода.

Механизм наблюдавшегося явления во многом неясен; его выяснение требует дополнительных экспериментов.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1970 г.

УДК 535.375.5+535.58] : 548.0

ЭФФЕКТ АНИЗОТРОПИИ ПРИ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА ОБЫКНОВЕННЫХ ПОЛЯРИТОНАХ

В. Л. Стрижевский

Двукратно вырожденные дипольно активные механические колебания в одноосных кристаллах вследствие связи с электромагнитным полем трансформируются в обыкновенные поляритонные волны. Неполносимметричность этих колебаний приводит, в частности, к тому, что при наблюдении (в кристаллах без центра инверсии) спонтанного или вынужденного комбинационного рассеяния света (СКР или ВКР) на соответствующих *o*-поляритонах возникают определенные эффекты анизотропии, не имеющие аналога в линейной кристаллооптике. Характерным примером, который мы здесь и обсудим, является зависимость коэффициента усиления g, определяющего интенсивность как ВКР, так и СКР, от направления волнового вектора возбуждающего излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси кристалла (ось z). Такая зависимость оказывается особенно существенной для ВКР. Здесь g в ряде случаев изменяется в несколько раз. Это означает, что само явление ВКР может практически исчезать, поскольку интенсивность ВКР ввиду экспоненциальной зависимости от g крайне чувствительна к изменению g. Поэтому учет вышеупомянутых эффектов анизотропии, в частности при попытках экспериментальной регистрации ВКР, во многих случаях принципиально необходим.

Наибольший интерес представляет значение $g = g_0$ в центре линии. Согласно [1], в случае изолированного фонона с частотой $\omega_f - i\gamma_f$ g_0 можно представить в виде

$$g_0 = Q\Psi, \quad Q = \frac{8\pi^2 \omega_s \omega_f I_l \eta_2}{c^2 n_l n_s v \hbar \omega_p \gamma_f \cos\tilde{\Theta}}, \quad \Psi = (a-1)M, \quad M = \frac{\eta_1}{\eta_2},$$

$$\eta_1 = \Big[\sum_\nu \alpha^{(f\nu)}(\mathbf{e}_p, \mathbf{e}_\nu)\Big]^2, \quad \eta_2 = \sum_\nu \big[\alpha^{(f\nu)}\big]^2, \quad \alpha^{(f\nu)} = e_s^i \alpha_{ij}^{(f\nu)} e_l^j,$$

$$a = (1+\tilde{\varphi}^2)\,b, \quad b = (1+\varphi^2)^{-1}, \quad \varphi = \frac{\omega_f^2 - \omega_p^2}{2\gamma_f \omega_p}, \quad \tilde{\varphi} = \varphi + M^{-1/2}\bar{A}_f(1+\varphi^2),$$

	I		II		III	
	η_2	M	η_2	M	η_2	M
$C_3(E)$	e^2+f^2	$e^2/(e^2+f^2)$	c^2+d^2	$(c\sin 3\beta - d\cos 3\beta)^2/(c^2+d^2)$	e^2+f^2	$(e\cos\psi + f\sin\psi)^2/(e^2+f^2)$
$D_3(E)$	d^2	0	c^2	$\sin^2 3\beta$	d^2	$\sin^2\psi$
$C_{3v}(E)$	d^2	1	c^2	$\cos^2 3\beta$	d^2	$\cos^2\psi$
$C_4(E)$	e^2+f^2	$e^2/(e^2+f^2)$	0	1	e^2+f^2	$(e\cos\psi + f\sin\psi)^2/(e^2+f^2)$
$S_4(E)$	e^2+f^2	$(e\cos 2\beta + f\sin 2\beta)^2/(e^2+f^2)$	0	1	e^2+f^2	$(e\cos\mu - f\sin\mu)^2/(e^2+f^2)$
$C_{4v}(E)$	e^2	1	0	1	e^2	$\cos^2\psi$
$D_4(E)$	e^2	0	0	1	e^2	$\sin^2\psi$
$D_{2d}(E)$	e^2	$\sin^2 2\beta$	0	1	e^2	$\sin^2\mu$
$C_6(E_1)$	c^2+d^2	$c^2/(c^2+d^2)$	0	1	c^2+d^2	$(c\cos\psi + d\sin\psi)^2/(c^2+d^2)$
$C_{3h}(E')$	0	1	e^2+f^2	$(e\sin 3\beta - f\cos 3\beta)^2/(e^2+f^2)$	0	1
$D_6(E_1)$	c^2	0	0	1	c^2	$\sin^2\psi$
$C_{6v}(E_1)$	c^2	1	0	1	c^2	$\cos^2\psi$
$D_{3h}(E')$	0	1	d^2	$\cos^2 3\beta$	0	1

$$\bar{A}_f = \frac{2\gamma_f \omega_p}{\omega_f^2} A_f^0, \quad A_f^0 = \left(\frac{2\pi v \hbar \omega_f}{s_f \eta_2}\right)^{1/2} \chi^0 \frac{\eta_1^{1/2}}{\sum\limits_{\nu} a^{(f\nu)}(\mathbf{e}_p, \mathbf{e}_\nu)}. \qquad (1)$$

Здесь и ниже индексы l, s, p отвечают соответственно возбуждающей, стоксовой и поляритонной волнам, ω — частоты, n — показатели преломления, $\mathbf{e}$ — орты поляризации, I_l — интенсивность накачки, $\mathbf{k}$ — волновые векторы, $\tilde{\Theta}$ — угол между $\mathbf{k}_s$ и нормалью $\mathbf{N}$ к граням плоскопараллельного кристаллического слоя.[1] Индекс ν нумерует взаимно вырожденные колебания с данной частотой, если таковые имеются; $a_{ij}^{(f\nu)}$ — соответствующий тензор СКР [2] в расчете на одну ячейку объемом v. Наконец, s_f — сила осциллятора, χ^0 — нерезонансная часть, $\chi = e_s^i e_l^j e_p^k \chi_{ijk} \times \times (\omega_l, -\omega_p)$, χ_{ijk} — тензор нелинейной поляризуемости. Появление в (1) величины M обусловлено учетом процессов, которые описываются тензорами 3-го и 4-го рангов, обладающими различными свойствами симметрии. Частота ω_p связана с Θ законами сохранения энергии — импульса без затухания и волновой расстройки.[2] Интересующие нас эффекты обусловлены анизотропией величины M и через нее — фактора Ψ.[3]

Отметим еще, что в окрестности фононного резонанса, определяемой условием $\rho = \left| A_f^0 \left(1 - \omega_p^2/\omega_f^2\right)\right| \ll M^{1/2}$, будет $\tilde{\varphi} = \varphi$ и $a = 1$. С другой стороны, вне области резонанса (при $|\omega_f - \omega_p| \gg \gamma_f$) имеем $\Psi \simeq aM \simeq (M^{1/2} + \rho)^2$.

Нами рассмотрены три варианта геометрий рассеяния. I. Стоксово излучение детектируется в плоскости, проходящей через ось z и $\mathbf{k}_l$; $\mathbf{e}_l$ — e-волна, $\mathbf{e}_{s,\,p}$ — o-волны. II. Все три волны обыкновенные, плоскость рассеяния та же самая. III. Стоксово излучение детектируется в плоскости xy, $\mathbf{e}_l$ — e-волна, $\mathbf{e}_{s,\,p}$ — o-волны. Во всех трех случаях вектор $\mathbf{k}_l$ лежит в плоскости xy и его ориентация задана углом β с осью x. Оси координат выбираются так же, как в [3]. Расчет величин $\eta_{1,\,2}$, M нетрудно провести, пользуясь таблицами для тензора a, содержащимися в [3]. Результаты для активных в рассеянии o-поляритонов всех одноосных кристаллов приведены в нижеследующей таблице (указываются кристаллографический класс и тип симметрии соответствующего фонона). Величины η_2, M выражены через отличные от нуля элементы тензора a, для которых использованы обозначения, принятые в [3]. Имеются случаи, когда $\eta_1 = \eta_2 = 0$; здесь $M = 1$, $g_0 = Q\bar{A}_f^2 (1 + \varphi^2)$ и аналогично при $\eta_1 = M = 0$, $\eta_2 \neq 0$. Для геометрии III ψ — угол между $\mathbf{k}_s$ и $\mathbf{w}$, причем $\cos\psi = w^{-1}(k_l \cos\Theta - k_s)$. Наконец, $\mu = \psi - 2(\beta + \Theta)$.

Как видно, имеется много случаев, когда M существенно зависит от β (в частности, для геометрии III это является правилом). В некоторых из них M не зависит от элементов тензора a и изменяется от 0 до 1. Как ясно из формул, которые приводились выше, это влечет за собой изменение g_0 в несколько раз. Так, в нерезонансной области в случаях D_{2d} (I), D_3 (II), C_{3v} (II) и D_{3h} (II) при $\rho = 1$ (вполне реальное значение) g_0 изменяется (в единицах Q) от 1 до 4, а в резонансной при $b = 0.2$ — от 0.2 до 1. При столь больших изменениях g следует выбирать образцы нелинейных кристаллов с учетом ориентации не только оптической оси, но и других элементов симметрии.

Литература

[1] В. В. Обуховский, Г. Э. Понат, В. Л. Стрижевский. ЖЭТФ, *61*, 537, 1971.
[2] В. Л. Стрижевский. ФТТ, *3*, 2929, 1961.
[3] R. Loudon. Adv. Phys., *13*, 423, 1964.

Поступило в Редакцию 16 января 1971 г.

---

[1] В [1] рассматривался случай $\mathbf{k}_l \parallel \mathbf{N}$, при этом $\tilde{\Theta}$ совпадает с углом рассеяния Θ. В общем случае эти углы различны. Заметим еще, что $\mathbf{e}_p \perp \mathbf{w} = \mathbf{k}_l - \mathbf{k}_s$.

[2] При доказательстве этого положения, а также формул (1) в [1] предполагалось, что M не зависит от Θ и влияние членов с χ^0 в окрестности резонанса не очень существенно; случаи, когда эти условия нарушаются, не рассматривались. Поскольку при исследовании геометрии рассеяния III (см. ниже) M оказывается функцией Θ, здесь следует использовать вместо (1) общие формулы для g, фигурирующие в [1].

[3] Ради простоты мы предполагаем далее, что $\mathbf{k}_l \parallel \mathbf{N}$ и это условие справедливо при любой ориентации вектора $\mathbf{k}_l$ в плоскости xy (имеется в виду использование набора вырезанных соответствующим образом пластинок). При этом $\tilde{\Theta} = \Theta$ не зависит от ориентации $\mathbf{k}_l$. Обобщение на более сложные случаи тривиально.