

Измерения намагниченности показали, что при низких температурах кривые  $\sigma(H)$  в полях до 10 кэ не имеют насыщения. Этот факт не может быть объяснен большой анизотропией, так как коэрцитивная сила образца при 4,2 К равна  $\sim 20$  э. На рис. 1 приведены изотермы продольной  $\lambda_{||}$  и поперечной  $\lambda_{\perp}$  магнитострикции. Видно, что начиная с полей 3—4 кэ магнитострикция имеет изотропный характер. Этот факт свидетельствует о наличии в низких температурах парапроцесса, связанного, как мы считаем, с наличием в образце неколлинеарной магнитной структуры.

На рис. 2 приведены температурные зависимости восприимчивости парапроцесса  $\Delta\delta/\Delta H$ , восприимчивости магнитострикции  $\Delta\lambda_{||}/\Delta H$  и коэффициента теплового расширения  $\alpha$ . Видно, что с понижением температуры величины восприимчивостей  $\Delta\delta/\Delta H$  и  $\Delta\lambda_{||}/\Delta H$  увеличиваются, причем вблизи  $\sim 175$  К происходит резкое увеличение этих величин. При этой же температуре наблюдается резкое уменьшение коэффициента  $\alpha$  (Т: 1—138, 2—105, 3—155, 4—183, 5—81, 6—217, 7—245, 8—293, 9—247, 10—206, 11—177, 12—165, 13—144, 14—114, 15—98 и 16—80 К).

Вблизи 175 К происходит фазовое превращение, связанное с переходом от коллинеарного упорядочения к неколлинеарному. Это может иметь место, если при температурах ниже 175 К в данном образце имеется сильное отрицательное обменное ВВ-взаимодействие между ионами  $Fe^{3+}$ , конкурирующее с АВ-взаимодействием. Согласно правилам Гуденафа [3] сильным отрицательным обменным взаимодействием между ионами железа в В-местах может быть только прямое взаимодействие в результате непосредственного перекрытия  $t_{2g}$ -орбиталей. Этот прямой обмен, согласно Киттелю [4], должен сопровождаться заметной обменной стрижией. Действительно, как видно из рис. 1, при температурах ниже  $\sim 175$  К исследуемый образец обладает значительной величиной магнитострикции парапроцесса. Нами было получено, что магнитный момент  $n_0$  исследуемого феррита при 4,2 К равен 3,8  $\mu_B$ . Расчет показывает, что этот момент должен равняться  $n_0 = 7 \mu_B$ , если катионное распределение имеет вид  $Zn_{0,5}Fe_{0,4}[Li_{0,2}Fe_{1,3}]O_4$ . Согласно [1] заниженное значение магнитного момента феррита обусловлено только наличием в нем магнитно-неактивных ионов. Однако из наших измерений следует, что при температурах ниже  $\sim 175$  К имеется значительный парапроцесс. На основании этого мы предполагаем, что заниженное значение магнитного момента  $n_0$  данного феррита обусловлено наличием в нем неколлинеарной магнитной структуры. Возможно при этих температурах имеются и магнитно-неактивные ионы. Однако вопрос об их существовании может быть решен при изучении характера мёсбауэровских спектров литий-цинковых ферритов при 4,2 К.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Young J. W., Smit J. — «J. Appl. Phys.», 42, 2344, 1971.
2. Jafet J., Kittel C. — «Phys. Rev.», 87, 290, 1952.
3. Гуденаф Д. Магнетизм и химическая связь. М., 1968.
4. Kittel C. — «Phys. Rev.», 120, 335, 1960.

Поступила в редакцию  
14.7 1975 г.

Кафедра  
общей физики для биологов

УДК 535.343.2

В. Г. ЗУБОВ, Л. П. ОСИПОВА

## ВЛИЯНИЕ АНГАРМОНИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В $\alpha$ -КВАРЦЕ

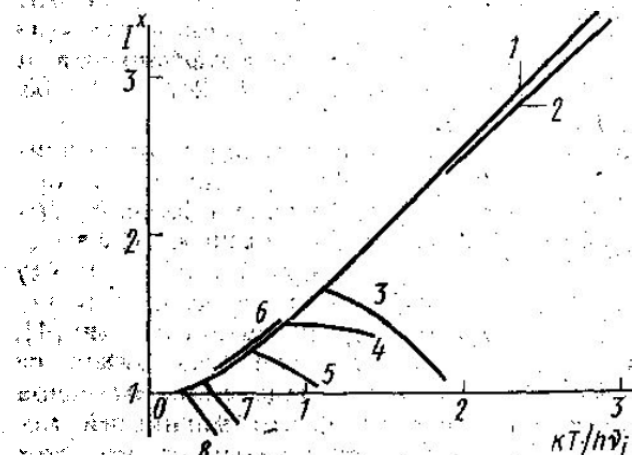
Изучение температурной зависимости интенсивности линий спектра комбинационного рассеяния (СКР) позволяет оценить ангармонические эффекты, связанные с колебаниями кристаллической решетки, в частности, электрооптическую ангармоничность (высшие производные тензора поляризуемости по нормальным координатам). Действительно, в гармоническом приближении температурная зависимость интенсивности линий СКР, если ограничиться первой производной тензора поляризуемости по нормальной координате, имеет вид [1, 2]:

$$I(T) = I_0 [1 - \exp(-1,44\nu_{кр}/T)]^{-1}, \quad (1)$$

где  $\nu_{кр}$  — частота стоксовой линии СКР в  $см^{-1}$ , а  $T$  — абсолютная температура.

Сопоставление (1) с экспериментальными данными, полученными в [3, 4, 5], показывает, что только изменение интенсивности с температурой для линий 128 и 466 см<sup>-1</sup> следует зависимости (1). Интенсивность остальных, изученных в [3] линий СКР α-кварца (266 см<sup>-1</sup>, 357, 395—403, 696, 795—805, 1064—1082 1159 см<sup>-1</sup>) уменьшается с ростом температуры.

На рисунке дано сравнение экспериментальных данных [3] (влияние температуры на интенсивность линий 128 см<sup>-1</sup>, 206, 266, 357, 466, 696 и 1159 см<sup>-1</sup>) с теоретической кривой (1).



Сравнение экспериментальной температурной зависимости относительной интенсивности  $I^r = I(T)/I_{320\text{ К}} \times [1 - \exp(-h\nu_j/K_{320\text{ К}})]$  линий СКР α-кварца с теоретической кривой. 1 — теоретическая кривая  $[1 - \exp(-h\nu_j/kT)]^{-1}$ , 2 — 128, 3 — 206, 4 — 266, 5 — 357, 6 — 466, 7 — 696, 8 — 1159 см<sup>-1</sup>

Для объяснения аномальной температурной зависимости интенсивности линий СКР при теоретических расчетах необходимо учесть высшие производные тензора производной поляризуемости  $d\rho\sigma$  по нормальным координатам  $q_j$ . В частности, в [6] показано, что интенсивность линий СКР частоты  $\nu_j$  с учетом третьей производной тензора поляризуемости имеет вид

$$I(T) = [1 - \exp(-h\nu_j/kT)]^{-1} \left\{ \left( \frac{\partial d\rho\sigma}{\partial q_j} \right) b_j + \sum_{j'} \frac{1}{6} [1 - \exp(-h\nu_{j'}/kT)]^{-1} \left( \frac{\partial^3 d\rho\sigma}{\partial q_j \partial q_{j'}^2} \right) b_j b_{j'}^2 \right\}^2 \quad (2)$$

где  $b_j = \sqrt{\frac{h}{8\pi^2} \nu_j}$ .

В [6] также указывается, что при отрицательном втором члене в (2) возможна аномальная температурная зависимость интенсивности линий СКР. Однако количественных оценок, связанных с экспериментом в работе [6], не проводилось.

В настоящей работе приведено сравнение теоретической зависимости (2) с нашими экспериментальными данными [3], а также дается и количественная оценка ангармонических членов.

Преобразуем (2), заменив сумму ангармонических членов одним слагаемым. Это допущение означает, что существует преимущественная связь данной частоты не со всеми частотами СКР, а только с какой-то одной.

Обозначим:

$$\beta(T) = \frac{\frac{1}{6} [1 - \exp(-h\nu_{j'}/kT)]^{-1} \left( \frac{\partial^3 d\rho\sigma}{\partial q_j \partial q_{j'}^2} \right) b_j^2}{\left( \frac{\partial d\rho\sigma}{\partial q_j} \right)} \quad (3)$$

Тогда

$$\frac{I(T)}{I(T_0)} = \frac{[1 + \beta(T)]^2}{[1 + \beta(T_0)]^2} \frac{[1 - \exp(-h\nu_j/kT_0)]}{[1 - \exp(-h\nu_j/kT)]} \quad (4)$$

При выполнении условия

$$\frac{h\nu_j}{kT} \ll 1 \quad (5)$$

(3) можно записать в виде:

$$\beta(T) = \gamma T, \quad (6)$$

где

$$\gamma(\nu_{j'}) = \frac{1}{6} \frac{1}{h\nu_{j'}} \left( \frac{\partial^2 dp\sigma}{\partial q_j \partial q_{j'}} b_{j'}^2 \right) \left( \frac{\partial dp\sigma}{\partial q_j} \right)^{-1}$$

Подставив (6) в (4), получим

$$\frac{I(T)}{I(T_0)} = \frac{[1 + \gamma T]^2}{[1 + \gamma T_0]^2} \frac{[1 - \exp(-h\nu_j/kT_0)]}{[1 - \exp(-h\nu_j/kT)]} \quad (7)$$

Из уравнения (7) для определения ангармонической поправки  $\gamma$  получается следующее выражение:

$$\gamma = \frac{\sqrt{A} - 1}{T - T_0 \sqrt{A}}, \quad (8)$$

Ангармоническая поправка интенсивности линий ( $\gamma \cdot 10^{-3}$ )

$T_K \setminus \nu, \text{ см}^{-1}$	206	266	357	696	1159
450	1	0,6	0,7	0,6	0,4
550	1	0,6	0,7	0,7	0,4

где

$$A = \frac{I(T)}{I(T_0)} \frac{[1 - \exp(-h\nu_j/kT)]}{[1 - \exp(-h\nu_j/kT_0)]} \quad (9)$$

Все величины, входящие в правую часть выражения (8), известны из эксперимента.

В таблице приведены  $\gamma$  для линий СКР  $\alpha$ -кварца 206  $\text{см}^{-1}$ , 266, 357, 696 и 1159  $\text{см}^{-1}$ , рассчитанные по формуле (8);  $I(T)/I(T_0)$  взяты из (3) (см. рис.).

Из таблицы видно, во-первых, что ангармонические поправки практически не зависят от температуры, и, во-вторых, что для всех рассмотренных линий  $\gamma$  имеют один порядок  $(0,4-1) \cdot 10^{-3}$ . Последний результат, по-видимому, указывает на то, что для всех изученных линий колебания, с которыми осуществляется ангармоническая связь, имеют равные или близкие частоты. Причем эти частоты должны быть довольно низкими, поскольку независимость  $\gamma$  от температуры свидетельствует о выполнении условия  $h\nu_j/kT \ll 1$ . Такому условию удовлетворяют колебания с частотами, меньшими 206  $\text{см}^{-1}$ . Интенсивность линии с частотой 206  $\text{см}^{-1}$  наиболее сильно зависит от температуры (см. рисунок). Это является косвенным подтверждением, что именно колебание с частотой 206  $\text{см}^{-1}$  ангармонически связано с остальными нормальными колебаниями.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм J. E. — «Z. f. Phys.», 60, 345, 1930.
2. Born M., Bradburn M. — «Proc. Roy. Soc.», A 89, 272, 1947.
3. Зубов В. Г., Захарова Е. К., Осипова Л. П., Кундикова Н. Д. — «Вестн. Моск. ун-та. Сер. III. Физ., астроном.», 17, № 4, 480, 1976.
4. Стеханов А. И., Числер Э. В. — «Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. физ.», № 4, 1959; «Физика твердого тела», 3, 3514, 1965.
5. Бобович Я. С., Тулуб Т. П. — «Оптика и спектроскопия», 6, 566, 1959; 9, 747, 1960.
6. Theimer O. «Canad. J. Phys.», 34, 312, 1956.

Поступила в редакцию  
8.12 1975 г.

Кафедра  
общей физики  
для физфака