Письма в ЖЭТФ, том 32, вып.2, стр. 104 – 107 *20 июля 1980 г.*

РАССЕЯНИЕ СВЕТА В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ

В.А.Головко, А.П.Леванюк

В рамках феноменологической теории вычисляются интегральная и спектральная интенсивности рассеяния света в несоразмерной фазе, обусловленного флуктуациями параметра порядка. Выявляются отличия как от рассеяния света в других вырожденных системах, так и от рассеяния света вблизи точек обычных фазовых переходов.

Спектр элементарных возбуждений несоразмерной фазы обладает рядом особенностей (см., например, [1 – 3]), главной из которых является наличие голдстоуновской ветви возбуждений (фазон), характерной для вырожденных систем. Хотя попытки экспериментального исследования этих особенностей методами рассеяния света имели место (см., например, [4 – 6]), теоретическое рассмотрение рассеяния света в несоразмерной фазе фактически отсутствует за исключением некоторых заключений качественного характера, сделанных из соображения симметрии [7]. Ниже будет показано, что особенности рассеяния света в несоразмерных фазах, образующихся при структурных фазовых переходах в кристаллах, отличаются от особенностей рассеяния света в других вырожденных системах, например, в жидких кристаллах [8].

Для простоты будет рассмотрена область вблизи точки перехода из несоразмерной в неупорядоченную (высокотемпературную) фазу. В этом случае в формулах, связывающих интенсивность рассеяния света с флуктуациями тензора ϵ_{ik} [9], в первом приближении можно не учитывать наличия несоразмерной сверхструктуры, так как ее влияние на распространение света сказывается лишь в следующих приближениях по степеням параметра порядка [10].

Проявление упомянутых элементарных возбуждений в рассеянии света определяется характером зависимости тензора ϵ_{ik} от параметра порядка, при этом несоразмерную фазу удобно рассматривать как пространственную модуляцию параметра порядка, как это делалось в работах [11 – 12]. Рассмотрение проведем на примере несоразмерной фазы фторбериллата аммония [12] . Зависимость ϵ_{ik} от компонент параметра порядка η , ξ дается выражениями [10]

$$\epsilon_{ii} = \epsilon_{ii}^{(0)} + a_i \rho^2 , \quad \epsilon_{xy} = b\rho^2 \cos 2\phi ,$$

где ρ и ϕ определяются соотношениями $\eta = \rho\cos\phi$, $\xi = \rho\sin\phi$.

Для интенсивности рассеянного света без изменения $I_{\parallel}$ и с изменением $I_{\perp}$ поляризации получаем аналогично [9]

$$I_{\parallel}(\mathbf{q}) \sim \langle |\Delta\epsilon_{ii}(\mathbf{q})|^2\rangle = 4 a_i^2 \rho_0^2 \langle \rho \ldots \rangle ,$$

$$I_\perp(\mathbf{q}) \sim \langle|\Delta\epsilon_{xy}(\mathbf{q})|^2\rangle = b^2\rho_o^2\,\{\langle|\rho(\mathbf{q}-2\mathbf{k}_o)+\rho(\mathbf{q}+2\mathbf{k}_o)|^2\rangle +$$

$$+\rho_o^2\langle|\phi(\mathbf{q}-2\mathbf{k}_o)-\phi(\mathbf{q}+2\mathbf{k}_o)|^2\rangle + 2\rho_o\,\mathrm{Im}\langle[\rho(\mathbf{q}-2\mathbf{k}_o)+\rho(\mathbf{q}+2\mathbf{k}_o)]\times$$

$$\times[\phi^*(\mathbf{q}-2k_o)-\phi^*(\mathbf{q}+2\mathbf{k}_o)]\rangle\}. \qquad (1)$$

где $\rho(\mathbf{q})$ и $\phi(\mathbf{q})$ – фурье-компоненты флуктуаций ρ и ϕ, $\mathbf{k}_o$ – волновой вектор сверхструктуры, ρ_o – равновесное значение ρ.

Используя термодинамический потенциал работы [12] и действуя стандартным образом [9], найдем в первом приближении по ρ_o^2

$$\langle|\rho(\mathbf{q})|^2\rangle = \frac{k_B T}{V}\;\frac{1}{2\beta_1\rho_o^2+\delta_1 q_x^2+\delta_2 q_y^2+\delta_3 q_z^2},\quad \langle|\phi(\mathbf{q})|^2\rangle =$$

$$= \frac{k_B T}{V}\;\frac{1}{\rho_o^2(\delta_1 q_x^2+\delta_2 q_y^2+\delta_3 q_z^2)}. \qquad (2)$$

Расходимость флуктуаций фазы ϕ при $\mathbf{q} = 0$ является проявлением вырожденности системы, дополнительная расходимость имеет место в точке фазового перехода, где $\rho_o^2 = 0$.

Подставляя (2) в (1) и учитывая, что для света $\mathbf{q} \approx 0$, имеем

$$I_\parallel(\mathbf{q}\approx 0) \sim \langle|\Delta\epsilon_{ii}(\mathbf{q}\approx 0)|^2\rangle = \frac{2a_i^2 k_B T}{\beta_1 V},\quad I_\perp(\mathbf{q}\approx 0) \sim \langle|\Delta\epsilon_{xy}(\mathbf{q}\approx 0)|^2\rangle =$$

$$= \frac{b^2\rho_o^2 k_B T}{\delta_1 k_o^2 V}. \qquad (3)$$

Выражение для $I_\parallel$, куда дает вклад только амплитудон (колебания ρ) совпадает с выражением для интенсивности рассеяния света на флуктуациях параметра порядка в обычном случае [9]. Бо́льшего внимания заслуживает $I_\perp$, куда дают вклад как амплитудон, так и фазон (колебания ϕ). Хотя флуктуации фазы при $\mathbf{q} = 0$ бесконечны, интенсивность $I_\perp$ конечна и слабо зависит от $\mathbf{q}$, что отличает несоразмерную фазу от нематических и смектических жидких кристаллов. Физически это связано с тем, что рассеяние определяется фазоном с волновым вектором $\mathbf{q} \pm 2\mathbf{k}_o$, а не $\mathbf{q}$. Ситуация несколько напоминает то, что имеет место в холестерических жидких кристаллах, поскольку их структуру также можно рассматривать как пространственную периодичность параметра порядка. Однако в отличие от рассмотренного здесь случая в холестериках тензор ϵ_{ik} линейно связан с параметром порядка и для них $k_o \sim q$, что приводит к другим зависимостям интенсивности от геометрии рассеяния и температуры [8].

Величина $I_\perp$ (3), в отличие от $I_{||}$, равна нулю в точке фазового перехода, но из-за малости k_o она довольно быстро возрастает при понижении температуры. Таким образом, рассеяние света с участием фазона проявляется лишь не слишком близко от точки перехода в противоположность тому, что предполагалось в работах [4, 6].

Для вычисления спектральной плотности флуктуаций $\Delta\rho$ и $\Delta\phi$ запишем уравнения движения (в первом приближении)

$$\mu\frac{\partial^2(\Delta\rho)}{\partial t^2}+\nu\frac{\partial(\Delta\rho)}{\partial t}-\delta_1\frac{\partial^2(\Delta\rho)}{\partial x^2}-\delta_2\frac{\partial^2(\Delta\rho)}{\partial y^2}-\delta_3\frac{\partial^2(\Delta\rho)}{\partial z^2}+2\beta_1\rho_o^2\Delta\rho=$$

$$=h_1(\mathbf{r},\ t),$$

$$\mu\frac{\partial^2(\Delta\phi)}{\partial t^2}+\nu\frac{\partial(\Delta\phi)}{\partial t}-\delta_1\frac{\partial^2(\Delta\phi)}{\partial x^2}-\delta_2\frac{\partial^2(\Delta\phi)}{\partial y^2}-\delta_3\frac{\partial^2(\Delta\phi)}{\partial z^2}=h_2(\mathbf{r},\ t)$$

где μ — эффективная масса, ν — коэффициент вязкости, h_1 и h_2 — соответствующие обобщенные силы. Используя стандартную процедуру [9], находим спектральную плотность рассеянного света

$$J_{||}(\mathbf{q}\approx 0,\ \Omega)=2\beta_1\nu\rho_o^2 I_{||}(\mathbf{q}\approx 0)/\pi\,[2\beta_1\rho_o^2-\mu\Omega^2)^2+\nu^2\Omega^2], \tag{4}$$

$$J_\perp(\mathbf{q}\approx 0,\ \Omega)=\frac{2\nu\delta_1k_o^2 I_\perp(\mathbf{q}\approx 0)}{\pi}\left[\frac{1}{(4\delta_1k_o^2+2\beta_1\rho_o^2-\mu\Omega^2)^2+\nu^2\Omega^2}+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{(4\delta_1k_o^2-\mu\Omega^2)^2+\nu^2\Omega^2}\right]. \tag{5}$$

Комбинационные компоненты (4), отвечающие амплитудону, ведут себя так же, как и в случае обычных мягких мод [9]. Выражение (5) по-иному зависит от Ω и температуры. Вблизи точки фазового перехода оба знаменателя в (5) совпадают, и, если $\nu^2/\mu > 8\delta_1 k_o^2$, то $J_\perp(0,\Omega)$ содержит только центральный пик шириной $\sim 8\delta_1k_o^2/\nu$. При понижении температуры от него за счет первого члена в (5) могут отделиться две боковые компоненты, отвечающие амплитудону с волновым вектором $2\,\mathbf{k}_o$. Если $\nu^2/\mu < 8\delta_1 k_o^2$, вблизи точки фазового перехода вместо центрального пика должны наблюдаться две боковые компоненты, каждая из которых при понижении температуры расщепляется на две. Неравенствам $\nu^2/\mu \gtrless 8\delta_1k_o^2$ можно придать вид $\nu/\mu\,\omega_a \gtrless 2\sqrt{2}\,k_o/k_b$, если ввести $\omega_a \sim 10^{13}$Гц — характерную фононную частоту и k_b — волновой вектор границы зоны Бриллюэна и учесть, что $\delta_1k_b^2/\mu \sim \omega_a^2$. Коэффициент затухания ν/μ оптического фонона обычно $\sim (1-10^{-1})\,\omega_a$, отношение $k_o/k_b \sim 10^{-1}-10^{-2}$ и поэтому в различных случаях возможно выполнение как одного, так и другого неравенства. Заметим, что в холестерических жидких кристаллах имеется лишь центральный пик [8].

Московский металлургический институт

Поступила в редакцию 15 мая 1980 г.

Литература

[1] A.W.Overhauser. Phys. Rev., B3, 3173, 1971.

[2] P.A.Lee, T.M.Rice, P.W.Anderson. Solid State Comm., 14, 703, 1974.

[3] A.D.Bruce, R.A.Cowley. J. Phys. C : Solid State Phys., 11, 3609, 1978.

[4] D.W.Bechtle, J.F.Scott, D.J.Lockwood. Phys. Rev., B18, 6213, 1978.

[5] P.A.Fleury, S.Chiang, K.B.Lyons. Solid State Comm., 31, 279, 1979.

[6] K.B.Lyons, P.A.Fleury. In Light Scattering in Solids, ed J.L.Birman, H.Z.Cummins, K.K.Rebane. Plenum Press, N.Y., 1979, p.357,

[7] V.Dvőrák, J.Petzelt. J. Phys. C : Solid State Phys., 11, 4827, 1978.

[8] M.J.Stephen, J.P.Straley. Rev. Mod. Phys., 46, 617, 1974.

[9] В.Л.Гинзбург, А.П.Леванюк, А.А.Собянин. УФН, 130, 615, 1980.

[10] В.А.Головко, А.П.Леванюк. ЖЭТФ, 77, 1556, 1979.

[11] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 46, 1420, 1964; 47, 336, 992, 1964.

[12] А.П.Леванюк, Д.Г.Санников. ФТТ, 18, 423, 1976.