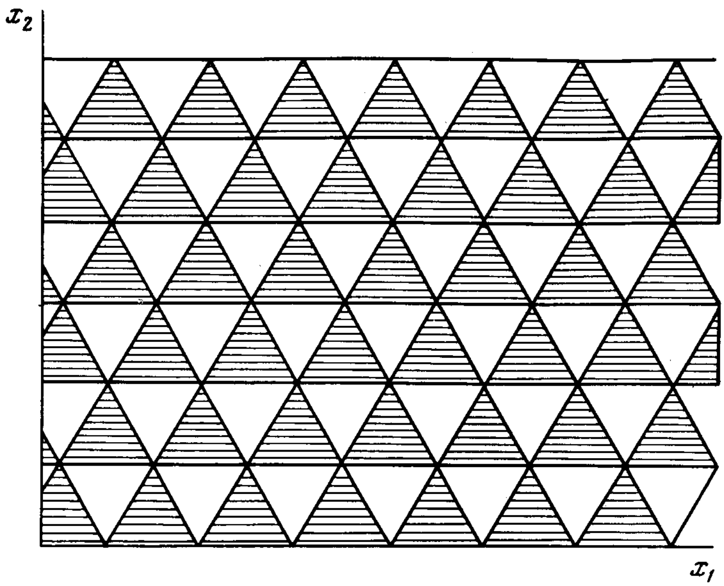
Письма в ЖЭТФ, том 28 вып.2, стр. 76 – 79 *20 июля 1978 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЫ ВБЛИЗИ ТОЧКИ $\alpha \rightleftarrows \beta$-ПЕРЕХОДА В КВАРЦЕ

Т.А.Асланян, А.П.Леванюк

Рассматривается возможность образования длиннопериодической несоразмерной сверхструктуры вблизи точки $\alpha \rightleftarrows \beta$-перехода в кварце. Учитывается взаимодействие мягкой фононной ветви с акустической ветвью. Существенную роль при этом играет уменьшение вблизи точки перехода модуля всестороннего сжатия кристалла, обусловленной флуктуационными эффектами.

Некоторое время тому назад методами электронной микроскопии было обнаружено, что вблизи точки $\alpha \rightleftarrows \beta$-перехода кварц находится в пространственно неоднородном состоянии [1,2]. Эта неоднородность имеет характер двумерной периодической структуры с периодом порядка десятых или сотых микрона и может быть представлена аналогично изображению на рисунке. Последние эксперименты Шустина и др. [3] по рассеянию света также выявили вблизи точки перехода длиннопериодическую неоднородность (правда с периодом порядка 20 *мк*) в интервале температур порядка 0,1 К. Целью настоящей работы является обсуждение некоторых возможных причин такой неоднородности.



Вид распределения параметра перехода $\eta(\mathbf{R})$ в плоскости перпендикулярной оси третьего порядка вблизи точки $\alpha \rightleftarrows \beta$ перехода в кварце. Ось x_1 направлена по оси второго порядка, которая сохраняется в результате перехода в несимметричную фазу. Темные треугольники отвечают положительным значениям $\eta(\mathbf{R})$, а светлые – отрицательным

Заметим прежде всего, что эта неоднородность не может представлять собой упругих доменов, поскольку спонтанная деформация при $\alpha \rightleftarrows \beta$-переходе имеет один знак. Ниже проводится точка зрения, что эта неоднородность представляет собой длиннопериодическую несоразмерную сверхструктуру. Причиной образования несоразмерной структуры может быть в частности, определенное взаимодействие колебательных мод разной симметрии [4,5], которое отражается наличием определенных инвариантов в разложении термодинамического потенциала.

В нашем случае это разложение имеет вид

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{A}{2}\eta^2 + \frac{B}{4}\eta^4 + \frac{a}{2}\left[(u_{11} - u_{22})\frac{\partial\eta}{\partial x_1} - 2u_{12}\frac{\partial\eta}{\partial x_2}\right] + \frac{K}{2}(u_{11} + u_{22})^2 +$$
$$+ \frac{\mu}{2}[(u_{11} - u_{12})^2 + 4u_{12}^2] + r\eta^2(u_{11} + u_{22}) + c\,\eta^2\left(\frac{\partial^3\eta}{\partial x_1^3} - 3\frac{\partial^3\eta}{\partial x_2^2\partial x_1}\right). \tag{1}$$

Здесь явно учтены лишь члены, существенные для дальнейшего. Ось x_1, направлена по оси второго порядка, которая сохраняется при переходе в α-фазу, ось x_3 – по оси шестого порядка. η – параметр перехода; член с коэффициентом a отражает взаимодействие "оптических" деформаций, отвечающих η с "акустическими" деформациями u_{ik}. Проанализируем условия потери устойчивости β-фазы. Исключая из (1) деформации и опуская члены выше второго порядка находим:

$$\Phi = \int \widetilde{\Phi}\, dV = V \sum_{\mathbf{k}} \Phi_{\mathbf{k}}$$

$$\Phi_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2}\left[A + gk^2 - \frac{a^2 k^2}{4}\left(\frac{1}{K + 2\mu} + \frac{\sin^2 3\phi}{2\mu}\right)\right]\eta_{\mathbf{k}}\,\eta_{-\mathbf{k}}\,, \qquad (2)$$

где ϕ – угол между вектором k и осью x_1. Отсюда видно, что при

$$\frac{a^2}{8}\,\frac{k + 4\mu}{\mu(K + 2\mu)} > g\,. \qquad (3)$$

Коэффициент устойчивости максимален при $k = 0$, и быстрее всего убывает при увеличении $\mathbf{k}$ в направлении $\phi = \frac{\pi}{6} + \pi n$, т.е. в направлении осей второго порядка, исчезающих в результате перехода из β- в α-фазу. Заметим, что зависимость коэффициента устойчивости от ϕ свидетельствует о неаналитическом характере ее зависимости от компонент волнового вектора $\mathbf{k}$, что появляется в результате взаимодействия оптических и акустических деформаций. Это обстоятельство отмечалось нами в работе [6]. Вполне возможно, что условие (3) не выполняется вдали от точки фазового перехода, но выполняется в достаточной близости от точки потери устойчивости симметричной фазы относительно однородных флуктуаций η: известно, что благодаря так называемым флуктуационным эффектам упругий модуль K убывает в области малых поправок к теории Ландау [7] как $(T - T_c)^{1/2}$ и по закону $K \sim (T - T_c)^{\alpha}$ в критической области (области подобия), где критический индекс $\alpha \approx 0{,}1$ [8]. Полагая $K = 0$ при $T = T_c$ убеждаемся, что для кварца левая часть (3) меньше по сравнению со своим значением вдали от точки перехода в 1,25 раза. Вдали от точки перехода $K = 6{,}6 \times 10^{12}$ *дин/см*^{2}, а μ слабо зависит от температуры и $\mu = 4{,}9 \cdot 10^{12}$ *дин/см*^{2} как вдали, так и вблизи точки перехода.

Выполнение условия (3) при $T = T_c$ означает, что потеря устойчивости симметричной фазы происходит уже при $T > T_c$, причем относительно возникновения пространственно неоднородного распределения $\eta(R)$, т.е. несоразмерной сверхструктуры. Благодаря наличию инварианта третьего порядка переход к такой структуре всегда будет фазовым переходом первого рода. Как показывают оценки, энергия связанная с наличием инварианта третьего порядка сравнима с энергией, отвечающей остальным слагаемым в (1) в интервале $|T - T_c| \approx 0{,}1$ K, т.е. примерно в интервале существования наблюдавшейся неоднородности. Возникающая при этом структура представляет собой наложение трех "статических волн" η. В плоскости перпендикулярной оптической оси эта структура выглядит как показано на рисунке. Как следует из (2) сверхструктурные векторы направлены вдоль осей второго порядка, исчезающих в результате перехода в α-фазу. Эта картина аналогична наблюдавшейся в [2]. Подчеркнем совпадение направлений сверхструктурных векторов наблюдавшихся в эксперименте и полученных в теории.

Как уже отмечалось, более крупномасштабная неоднородность наблюдалась в плоскости перпендикулярной главной оптической оси [3]. В отличие от наблюдавшейся в [2], она носит нерегулярный характер. Такая неоднородность может быть связана с разбиением несоразмерной фазы на домены, что наблюдалось в [2]. Доменная граница может служить источником оптической неоднородности и быть причиной дифракции света, наблюдавшейся в [3]. Заметим, что вблизи точки перехода в несоразмерную фазу ширина доменной границы может быть гораздо больше периода несоразмерной сверхструктуры.

Кроме того, если предлагавшееся выше объяснение результатов работы [2] отвечает действительности, то в спектре бриллюэновского рассеяния, отвечающего волновому вектору, лежащему вдоль оси второго порядка, исчезающей при переходе в α-фазу, при величине волнового вектора, близкой к обратному характерному размеру неоднородности, должно наблюдаться приближение бриллюэновских линий к несмещенной компоненте при подходе к температуре появления неоднородности.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июня 1978 г.

Литература

[1] Ю.В.Малов, В.Е.Сонюшкин. Кристаллография, **20**, 1054, 1975.

[2] G.van Tendeloo, J.van Landuyt, S.Amelinckx. Phys. Stat. Sol. (a), 33, 723, 1976.

[3] О.А.Шустин, Т.Г.Черневич, С.А.Иванов, И.А.Яковлев. Письма в ЖЭТФ, 27, 349, 1978.

[4] J.D.Axe, J.Harada, G.Shirane. Phys. Rev., B1, 1227, 1970.

[5] А.П.Леванюк, Д.Г.Санников. ФТТ, **18**, 1927, 1976.

[6] Т.А.Асланян, А.П.Леванюк. ФТТ, **20**, 804, 1978.

[7] А.П.Леванюк. ФТТ, **5**, 1776, 1963.

[8] А.З.Паташинский, В.Л.Покровский. Флуктуационная теория фазовых переходов. М., Наука, 1974.