09,11

О связи появления двух масштабов и центрального пика в спектрах рассеяния вблизи точек фазовых переходов в кристаллах

© А.Л. Корженевский

Институт проблем машиноведения РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: alekorzh@mail.ru

Поступила в Редакцию 11 августа 2023 г.
В окончательной редакции 31 августа 2023 г.
Принята к публикации 1 сентября 2023 г.

Предложен механизм формирования динамического центрального пика, наблюдаемого в спектрах рассеяния, как результат роста размеров зародышей на дислокациях при приближении к точке фазового перехода. Выведено уравнение движения межфазной границы для зародыша, из его решения получена оценка для интервала частот центрального пика.

Ключевые слова: фазовый переход, центральный пик, градиент температуры локального фазового перехода, уравнение движения для нестационарной межфазной границы.

DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56331.181

1. Введение

Как известно, еще в конце 60-х годов для обьяснения универсальности критического поведения материалов вблизи точек фазовых переходов (ФП) 2-го рода была сформулирована гипотеза термодинамического скэйлинга. Ее основные предсказания были вскоре подкреплены теоретическими модельными расчетами, выполненными в рамках ε и 1/N разложений метода ренормгруппы. Физическая ясность скэйлинговой картины ФП и экспериментальное подтверждение предсказанных соотношений между значениями критических индексов термодинамических величин (восприимчивости, параметра порядка, теплоемкости и др.) сильно укрепили уверенность в правильности скэйлинговой гипотезы. Существование критической корреляционной длины тепловых флуктуаций параметра порядка, неограниченно растущей в точке ФП 2-го рода, стало казаться не только ожидаемым, но даже просто самоочевидным явлением. Наиболее популярным способом его наблюдения в то время были эксперименты по рассеяния тепловых нейтронов, рентгеновских лучей и света. Последующее распространение скэйлинговых аргументов для описания динамики флуктуаций параметра порядка привело к предсказанию существования характерного временного масштаба, связанного с неограниченно растущим радиусом тепловых флуктуаций и тоже расходящегося в точке перехода („критическое замедление").

Вблизи критических точек жидкостей обе эти тенденции проявлялись в экспериментах совершенно отчетливо. Однако для ряда ФП в твердых телах картина неожиданно оказалась более сложной. Первыми экспериментами, где было обнаружено качественное отличие картины спектра возбуждений от ожидаемой, были эксперименты по неупругому рассеянию тепловых нейтронов в окрестности структурного ФП типа смещения в $SrTiO_3$ (см. [1] и цитированную там литературу). Помимо ожидаемого „бокового" фононного пика, частота которого смягчалась при приближении температуры к точке ФП (но, как оказалось, в действительности выходила на насыщение в ее непосредственной окрестности), был обнаружен квазистатический „центральный пик" (ЦП), интенсивность которого возрастала гораздо быстрее, причем этот рост продолжался вплоть до самой точки ФП. Такая же картина наблюдалась в последующих экспериментах по комбинационному рассеянию света, проведенным как на $SrTiO_3$, так и на других кристаллах из семейства перовскитов ($RbCaF_3$, $LaAlO_3$, $KMnF_3$, $LiTaO_3$, $LiNbO_3$) [1–7], а также в многочисленных экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов, выявивших возникновение ЦП со схожей температурной зависимостью.

Помимо наличия двух временных масштабов, резко различающихся по величине (по крайней мере на 4 порядка), позднее при рассеянии нейтронов и рентгеновских лучей было обнаружено и существование двух пространственных длин, меньшая из которых могла быть ассоциирована с тепловым корреляционным радиусом, а происхождение большей, имеющей порядок микрон, оставалось неизвестным (см. [2,8] и цитированную там литературу). Здесь уместно отметить, что помимо этих экспериментов, еще в 1956 г. при α–β ФП в кварце наблюдался очень сильный рост интенсивности света (примерно в 10^4 раз по сравнению с интенсивностью при комнатной температуре), рассеянного под углом в 90° к оптической оси, на возникающих в узкой окрестности температур ($\sim 0.1\,\mathrm{K}$) крупномасштабных (с характерным размером $\sim 30\,\mu\mathrm{m}$) оптических неоднородностях [9]. Позже была измерена и интенсивность рассеяния света под малыми углами к оптической оси и установлено, что ее относительный рост еще больше ($\sim 10^6$) [10,11].

Положение обострилось еще сильнее, когда возникновение двух характерных масштабов были обнаружено не только для структурных ФП, но и в экспериментах с высоким разрешением по рассеянию рентгеновских лучей и нейтронов для магнитных ФП в ряде металлов и их соединений (Tb, Ho, UO_2, NpAs, USb, UP, UP_2Al_3) (см. обзор [2], а также [12–21]), а затем и в инварных сплавах $Fe_{1-x}Ni_x$ [22–25].

Таким образом, сложилась парадоксальная ситуация: едва ли не в каждом кристалле, эксперименты, выполненные с высоким пространственным или временным разрешением, демонстрировали универсальную, но качественно противоречущую результатам как статической, так и динамической общепринятой теории ренормгруппы, картину ФП!

Разумеется, начиная уже с публикации первых неожиданных экспериментальных результатов [26,27], был высказан ряд соображений об их физической интерпретации. Во-первых, указывалось на возможную роль дефектов. Экспериментальные факты свидетельствовали, что какую-то роль они, несомненно, играют, но насколько большую, было неясно. Попытки целенаправленного ввода дефектов или работы с кристаллами более высокого качества результатов существенно не меняли: ФП демонстрировал „критическое" поведение, не размывался, значения эффективных индексов заметно не менялись. Во-вторых, предлагался сценарий, при котором механизм ФП включал бы не только мягкую фононную моду, но и моду, описывающую коллективное перемещение динамических кластеров (с не малой амплитудой параметра порядка) как целого. Этот, интуитивно привлекательный, не дефектный механизм, получил определенную поддержку в двумерных численных экспериментах [1]. Однако соответствующей аналитической теории создано не было. Кроме того, было экспериментально показано, что рентгеновское рассеяние от большей из длин не индуцируется в значительной части объема образцов.

В свою очередь, многочисленные последующие работы по комбинационному рассеянию света в кварце (см. [3,28] и цитированную там литературу), $LiNbO_3$ (см. [3,5,7] и цитированную литературу) и $LiTaO_3$ (см. [3,4,6] и цитированную литературу) показали, что интенсивность и полуширина ЦП сильно зависят от условий роста этих кристаллов, причем помимо аномально растущих, сужающихся ЦП вблизи точек ФП, было обнаружено наличие ЦП (возможно, имеющих другой механизм происхождения [5]) и вдали от этих точек. Была также установлена связь характеристик ЦП со степенью дефектности кристаллов, особенно чувствительных к концентрации протяженных дефектов, таких как дислокационные нити и петли [7].

Вследствие всех этих фактов, в литературе постепенно сложилось общее мнение, что за происхождение ЦП в реальных кристаллах ответственны в основном дефекты.

С теоретической точки зрения, проблема состояла в том, что стандартные модели слабо разупорядоченных кристаллов, обработанные с помощью так называемого replica trick в рамках общего метода ренормгруппы, подразумевали доминирование одной (максимальной) корреляционной длины и соответствующего ей одного (также максимального) масштаба времени — влияние всех меньших масштабов и времен оказывались несущественным по сравнению с крупномасштабными долгоживущими тепловыми флуктуациями. В то же время эксперимент ясно указывал на существование 2-х длин, причем загадочный характер имела бóльшая из них (как и бóльшее из двух времен)! Это выглядело тем более странно, что для экспериментов, как правило, отбирались наиболее тщательно выращенные кристаллы, причем и последующая обработка образцов также проводилась таким образом, чтобы в них оказалось минимально возможное количество дефектов.

В каком же месте общепринятая гипотеза скэйлинга и основанная на ней теория ренормгруппы упустили возможность существования такого сценария глобального ФП? Обратим внимание, что в обычной схеме ренормгруппового расчета предполагается, что при приближении к точке ФП свойства дефектов не изменяются. В частности, их эффективные размеры считаются теми же, что и вдали от точки ФП.

Ясно, что качественное расхождение этих представлений с результатами указанных выше экспериментов по рассеянию, означает их физическую неадекватность. В частности, замечательные оптические эксперименты в NH_4Br наглядно показали возникновение зародышей новой фазы вблизи дислокаций, с их последующим ростом по мере приближения к точке глобального ФП [29]. Кроме того, дополнительные электронно-микроскопические [14], а также рентгеновские эксперименты [19,20], проведенные в том же $SrTiO_3$, также продемонстрировали, что этот сценарий, базирующийся на эффекте локального ФП вблизи протяженных дефектов (дислокаций, их скоплений, трещин и т. п.), действительно реализуется в реальных кристаллах.

Эти факты подсказывают физическую причину неадекватности схемы стандартного ренормгруппового расчета: эффективный размер наиболее мощных дефектов не остается постоянным, а может возрастать, причем быстрее, чем радиус тепловых флуктуаций. Тем самым, радиус тепловых флуктуаций оказывается уже не наибольшим пространственным масштабом, следовательно, может качественно измениться и вся пространственная картина развития процесса ФП.

Впервые на возможность неклассического сценария магнитного ФП 2-го рода в модели кристалла с постулированными крупномасштабными флуктуациями температуры Кюри было указано в [30]. Затем в [31], в качестве конкретной физической причины возникновения таких флуктуаций, было указано на практически неизбежное присутствие дислокаций в реальных кристаллах. Проведенный в [31] анализ показал, что в дислокационных кристаллах, в зависимости от параметров ФП и дислокационного ансамбля, возможны как „перколяционный“ сценарий ФП [30], так и ФП, при котором макроскопический параметр порядка первоначально локализован на „каркасе“ дислокаций. Позднее в [32] был прослежен механизм кроссовера в глобальном пространственном характере процесса ФП при изменении параметров дисперсии и корреляционного масштаба поля локальных температур ФП. Полученные результаты были затем использованы для решения „проблемы 2-х длин“, обнаруженных в экспериментах по рассеянию рентгеновских лучей и тепловых нейтронов в дислокационных кристаллах [21,33].

В частности, общие результаты, полученные в теоретических работах [30–33], были полностью подтверждены в серии последующих экспериментальных работ по малоугловому рассеянию нейтронов и деполяризации нейтронных пучков в инварных сплавах $Fe_{1-x}Ni_x$ [22–25], в комплексном исследовании, включающем малоугловое рассеяние рентгеновских лучей, в сплаве V_2H [16,17,21], а также в локальных измерениях рентгеновского рассеяния для $SrTiO_3$ [19,20].

Тем самым „проблему 2-х длин“ в экспериментах по упругому рассеянию вблизи точек ФП в реальных кристаллах можно в настоящее время считать в принципе решенной. Однако остается невыясненным происхождение 2-х временны́х масштабов. В частности, в рамках феноменологических моделей типа двух связанных осцилляторов или осциллятора, взаимодействующего с низкочастотным релаксатором, остается неизвестным ключевой фактор — физическое происхождение низкочастотной моды, связанной с предполагаемой условно мягкой модой. Вследствие этого, соответствующие результаты расчета интенсивности и полуширины динамического ЦП, наблюдаемого в спектрах при неупругом рассеянии, зависят от нескольких подгоночных параметров (минимум трех). Поэтому, даже хорошее количественное соответствие результатов таких расчетов с экспериментальными данными, полученное для наборов „оптимальных“ значений таких параметров для конкретных материалов, не означает, что проблема ЦП решена. Подчеркнем, что решение проблемы ЦП не может считаться полным, пока не выяснено, с какими свойствами кристалла и особенностями ФП связано как само существование дополнительной низкочастотной моды, так и ее характерные частота, полуширина и интенсивность.

Помимо нерешенного вопроса о физической природе ЦП, остается, естественно, открытым и вопрос о возможном наличии связи между аномально большими пространственными и временны́ми масштабами.

В настоящем сообщении предлагается новый подход к решению указанных вопросов.

2. Процесс зародышеобразования новой фазы в упругом поле ансамбля дислокаций

В этом разделе мы кратко напомним, как теоретически описывается процесс зарождения новой фазы в кристалле с дислокациями и его дальнейшее пространственное развитие при приближении температуры к точке ФП. На начальной стадии этого процесса, сравнительно далеко от точки ФП, появление зародышей происходит вблизи дислокационных линий, в областях, где вследствие больших упругих деформаций происходит увеличение локальной температуры ФП, такое, что $T_c(r) > T$. На этой стадии, когда размер возникающего зародыша минимален, для расчета $T_c(r)$ достаточно учесть только доминирующий вклад в локальную деформацию от ближайшей к данному зародышу дислокации. Поскольку результат не зависит от структуры всего дислокационного ансамбля, расчет сводится к решению модельной задачи о зарождении новой фазы на единственной дислокации.

Для простоты будем считать параметр порядка (ПП) ФП η однокомпонентным, дислокацию прямолинейной и чисто краевой, а кристалл упруго-изотропным. Плотность свободной энергии в такой модели можно записать в виде разложения по степеням ПП:

$$\Phi = \frac{1}{2}\,g(\nabla\eta)^2 + \frac{1}{2}\,\alpha_o(T - T_o)\eta^2 + \frac{1}{4}\,B\eta^4 + \frac{1}{4}\,D\eta^6 + \frac{1}{2}\,A\eta^2\big(\varepsilon_{ii} + \varepsilon_{ii}^d(r)\big) + \frac{K}{2}\,\varepsilon_{ii}^2 + \mu\left(\varepsilon_{ik} - \frac{1}{3}\,\delta_{ik}\varepsilon_{ll}\right)^2, \tag{1}$$

где коэффициент $B > 0$ для ФП 2-го рода и $B < 0$ для ФП 1-го рода, A — стрикционный коэффициент, K и μ — модуль всестороннего сжатия и сдвига, соответственно, ε_{ik} — тензор упругих деформаций, а $\varepsilon_{ii}^d(r)$ — вклад в дилатационную деформацию, обусловленный краевой дислокацией, записанный в полярных координатах [34]:

$$\varepsilon_{ii}^d(r) = \frac{b\mu\sin\varphi}{\pi\big(K + (4/3)\cdot\mu\big)r}. \tag{2}$$

После исключения поля упругих деформаций и минимизации свободной энергии, получим уравнение на распределение поля ПП в окрестности дислокации

$$-g\Delta\eta + \alpha_o\left(T - T_o + \frac{A}{\alpha_o}\,\varepsilon_{ii}^d(r)\right)\eta + B^*\eta^3 + D\eta^5 = 0, \tag{3}$$

где B^* — коэффициент, перенормированный за счет учета стрикции.

Из (3) очевидно, что наличие дислокации изменяет локальную температуру ФП $T_c(r)$, причем отношение

$$\frac{A}{\alpha_o} \approx \left(\frac{K}{T_o}\right)\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)$$

(где T_c — температура ФП в бездислокационном кристалле, p — давление), а из (2) следует, что при любом знаке коэффициента A существует область, в которой $T_c(r) > T$.

В случае ФП 2-го (или слабого 1-го) рода значение температуры появления зародыша T_n и его размер R_n можно найти точно (или приближенно) как точку бифуркации линеаризованного дифференциального уравнения (3) [35]. Для наших целей достаточно иметь оценки

$$T_n - T_c \approx \frac{1}{\alpha_o g}(Ab)^2,$$

$$R_n \approx \frac{g}{Ab} \approx \sqrt{\frac{g}{\alpha_o(T_n - T_c)}} = r_c(T = T_n). \tag{4}$$

Они получаются из трактовки линеаризованного уравнения как уравнения Шредингера для частицы, имеющей состояние, локализованное в потенциальной яме.

Очевидно, что с понижением температуры размер зародыша $R_*(T - T_c)$ будет возрастать. Нетрудно получить его температурную зависимость, если заметить, что член $g\Delta\eta$ важен лишь в пределах межфазной границы, имеющей толщину порядка корреляционного радиуса $r_c \sim (T - T_c)^{-1/2}$. Предполагая, что $R_* \gg r_c$, из (2), (3) получаем

$$R_*(T) \approx \frac{bK\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right)}{2\pi(T - T_c)}, \tag{5}$$

т.е. размер зародыша действительно возрастает при приближении к точке ФП быстрее, чем корреляционный радиус. Тем самым, оценка (5) подсказывает, что тепловые флуктуации могут и не играть доминирующей роли в процессе ФП в кристаллах с дислокациями.

Чтобы убедиться, что возможен сценарий ФП, отличный от диктуемого крупномасштабными тепловыми флуктуациями, необходимо выяснить, каким образом на совокупности зародышей, обладающих первоначально ПП разного знака, может возникнуть ненулевое среднее значение макроскопического ПП. Ответ на этот вопрос зависит от пространственной структуры дислокационного ансамбля (ДА) образца.

Последняя определяется условиями роста кристалла и его последующей обработкой (механической и химической), необходимой для проведения экспериментальных измерений и дальнейшей эксплуатации. Соответственно, структуры ДА могут очень сильно различаться.

Для модельного случая абсолютно хаотического расположения дислокаций с заданной средней плотностью $n_d = R_d^{-2}$ (R_d — среднее расстояние между дислокациями) в [31] было показано, что при температуре зарождения

$$T_n > T_c + K\left(\frac{\partial T_c}{dp}\right)\varepsilon_{ii}^d \ (r = R_d)$$

возникновению макроскопического ПП отвечает совокупность цилиндрических зародышей, с характерным радиусом $R \ll R_d$, т.е. ФП происходит на „каркасе“ ДА. При этом общая доля обьема новой фазы $x(T)$ мала, так что экспериментально ФП наблюдается как размытый. При обратном знаке неравенства температуре ФП отвечает возникновение кластера новой фазы, имеющего единый знак локальных значений ПП у всех зародышей, слияние которых формирует этот кластер, пронизывающий весь образец. Пространственная структура этого кластера близка к геометрической структуре „бесконечного кластера“в классической теории протекания. При этом общая доля новой фазы $x(T)$ не мала и ФП экспериментально воспринимается как не размытый и поведение термодинамических величин описывается критическими индексами.

3. Проявление гетерофазной пространственной структуры в экспериментах по неупругому рассеянию

Результаты наблюдений упругого рассеяния (нейтронов, рентгеновских лучей и света) определяются равновесной конфигурацией зародышей, т.е. равновесным положением их МФГ. Как известно, на МФГ действует термодинамическая сила P (фактически, давление), направленная по нормали и равная разности свободных энергий фаз на единицу площади. Величина этой силы зависит от близости кристалла к точке ФП: $P = P(T - T_c)$. Как было установлено в предыдущем разделе, ДА создает пространственно-неоднородное поле упругих деформаций и, в силу его стрикционного взаимодействия с ПП, сопряженное им неоднородное распределение локальных температур ФП $T_c(r)$. В термодинамическом равновесии МФГ располагаются так, что действующая на них сила $P\big(T - T_c(R)\big) = 0$.

Очевидно, что при малом отклонении на δR от равновесной конфигурации, возникает действующая на МФГ возвращающая сила

$$\delta P = -\frac{dP}{dT}\nabla T_c \delta R. \tag{6}$$

С ее учетом уравнение движения МФГ принимает вид

$$M(\delta\ddot{R}) + \gamma\delta\dot{R} + \beta\delta R = f(t), \tag{7}$$

где точка сверху обозначает производную по времени, M — масса единичной площади МФГ, γ — коэффициент силы вязкого трения, $f(t)$ — действующая на МФГ сила, включающая и ее случайную компоненту и $\beta \equiv -\frac{dP}{dT}\nabla T_c$.

Рассмотрим теперь динамику смещения МФГ зародыша, в той области температур, в которой сдвигом локальной температуры ФП $T_c(r)$ от дислокаций, не ближайших к данному зародышу, можно пренебречь. В этом случае можно использовать (2), откуда значение ∇T_c на МФГ (при $r = R_*$, где R_* — размер зародыша) равно

$$\nabla T_c\big(r = R_*(T)\big) = \frac{\mu}{\pi\left(K + \frac{4}{3}\mu\right)}\frac{b}{R_*^2}\left(\frac{\partial T_c}{\partial p}\right). \tag{8}$$

В (8) для $R_*(T)$ справедлива формула (5), а так как $R_* \gg b$, то ясно, что величина ∇T_c „универсально“

(т.е. независимо от свойств бездислокационного материала и типа ФП) мала. Соответственно, мала и возвращающая сила в (7), убывающая при приближении температуры к точке ФП. Для ФП типа смещения дополнительным малым фактором, снижающим значение ∇T_c, является множитель — $\frac{dP}{dT_c} \approx \Delta S \ll 1$, где ΔS — скачок энтропии. Замедлению динамики МФГ способствует также довольно большая величина массы $M \approx m r_c$, т.к. $r_c \approx \sqrt{\frac{g}{\alpha_0(T-T_c)}}$. Поскольку значение коэффициента вязкости γ сильно зависит от конкретного материала, испытывающего тот или иной ФП, целесообразно использовать уравнение (7) для оценки характерного времени динамики МФГ τ_{cp} в двух предельных случаях

$$\tau_{cp} \approx \left(\Delta S \, \frac{1}{r_c R_*^2}\right)^{-1/2} \quad (\gamma^2 \ll \beta M), \tag{9}$$

$$\tau_{cp} \approx \left(\Delta S \, \frac{1}{R_*^2}\right)^{-1} \quad (\gamma^2 \gg \beta M). \tag{10}$$

При записи оценок (9), (10) мы использовали атомную нормировку, в которой единицы времени, длины, энергии равны 10^{-13} s, 10^{-8} cm, $1\,\mathrm{eV} = 1.1 \cdot 10^4$ K соответственно, а единица массы равна массе атома.

Чтобы понять, насколько малы соответствующие случаям (9), (10) частоты ЦП по сравнению с нормальными фононными, сделаем простую численную оценку для размера зародыша R_* в интервале температур $0.1 < T - T_c < 10$ K, обычно используемом в экспериментах. Учитывая, что значения производной $\frac{dT_c}{dp} \sim (1-10)$ deg/kbar, из (5) получаем $R \sim \big((10-1)-(0.1-0.01)\big)\,\mu$m, соответственно вблизи и вдали от температуры T_c. Эти значения близки к тем, что наблюдаются экспериментально при упругом рассеянии.

Для оценки отношения ширины ЦП $\Delta\Omega$ к частоте нормальных фононных мод ω выберем ФП типа смещения, т.к. до сих пор было трудно объяснить появление ЦП именно при ФП этого типа (в отличие от ФП типа порядок-беспорядок, где появление ЦП ожидаемо уже вследствие нескоррелированных перескоков атомов через потенциальные барьеры внутри ячеек) [1,36]). Подставляя безразмерные значения $\Delta S \sim 10^{-2}$, $r_c \sim 10^2$, $R \sim 10^5$, получаем в случае (9) $\frac{\Delta\Omega}{\omega} \sim 10^{-5}$, а в случае (10) $\frac{\Delta\Omega}{\omega} \sim 10^{-7}$. Соответственно, ширина линии ЦП $\Delta\Omega \sim 10^8\,\mathrm{s}^{-1}$ и $\Delta\Omega \sim 10^6\,\mathrm{s}^{-1}$ для малого и большого коэффициента затухания γ.

Полученные оценки обьясняют малость наблюдаемой ширины ЦП, которая на 4–5 порядков меньше характерных фононных частот [37]. Они также позволяют понять, почему при достаточно высоком разрешении $\sim (10^6-10^7)\,\mathrm{s}^{-1}$ в экспериментах для некоторых материалов удается разрешить ширину ЦП, в то время как в большинстве других ширина линии ЦП остается неразрешимой.

4. Обсуждение

На основе предположения об универсальной роли динамики МФГ зародышей, появляющихся на дислокациях уже в симметричной фазе, в работе получены оценки на ширину наблюдаемых экспериментально ЦП в спектрах неупругого рассеяния. Заметим, что плотность дислокаций $n_d = R_d^{-2}$ в большинстве отобранных для экспериментов по рассеянию кристаллов „высокого качества" была мала, так что $R_d \gg R_*$ (вплоть до реально достижимой окрестности точки ФП ~ 0.1 K). Поэтому вкладом в поле деформации на данном зародыше от удаленных дислокаций можно пренебречь по сравнению с полем ближайшей к нему дислокации, что и было использовано при расчете ширины ЦП.

Помимо численных результатов, из выражений для характерного размера зародыша (5) и времени, ассоциированного с динамикой ЦП (9), (10) можно сразу сделать и два общих заключения. Во-первых, очевидно, что особенно узкие ЦП должны наблюдаться вблизи трикритических точек (в которых $\Delta S \to 0$). Это предсказание согласуется с экспериментальными наблюдениями. Во-вторых, комбинируя (5) и (9), находим температурную зависимость полуширины ЦП $\gamma_R \sim |T - T_c|$, а комбинируя (5) и (10) получаем $\gamma_R \sim |T - T_c|^2$. Для разных кристаллов наблюдались обе эти зависимости [5,6,37].

При этом особенно интересно, что зависимость $\gamma_R \sim |T - T_c|$ возникает для случая динамики МФГ с относительно малым затуханием (9), что характерно для ФП типа смещения. В рамках же феноменологического описания ЦП в традиционной динамической схеме Гинзбурга–Ландау, такая зависимость „критического замедления", напротив, однозначно трактуется как свидетельство о наличии ФП типа порядок-беспорядок. Возможно, что указанное выше различие проливает свет на решение многолетнего вопроса о типе ФП в таких, например, кристаллах, как $LiNbO_3$ и $LiTaO_3$.

Несмотря на универсальность предложенного механизма формирования ЦП и согласие полученных оценок с экспериментальными данными, необходимо отметить, что они были получены в рамках упрощенной упруго-изотропной модели со скалярным ПП, которая не описывает всех возможных сценариев эволюции гетерофазной структуры при приближении к точке ФП.

Действительно, анизотропия дальнодействующего упругого поля при достаточном приближении к точке ФП может приводить к формированию коррелированных структур зародышей типа твердотельного нематика [38] (таково, по-видимому, происхождение крупномасштабных „столбиков" α-фазы, ответственных за появление аномального малоуглового рассеяния света при β–α ФП в кварце [9]) или регулярных гетерофазных сверхструктур [39] (наблюдавшихся при ФП в кристаллах Hg_2Cl_2 [40], $BaTiO_3$ [41,42] и DKDP [43]). Кроме того, в использованной выше модели молчаливо предполагалось, что дислокации не изменяют своей формы, не смещаются и не генерируются в ходе ФП. Т.е. фактически рассматривались ФП либо в хрупких материалах с высокими барьерами Пайерлса, либо в материалах с застопоренными дислокациями (например, запиннингованными дефектными атмосферами Коттрела, Снука и Судзуки). В пластичных же материалах, испытывающих ФП 1-го рода, первоначальный ДА может потерять устойчивость и трансформироваться в окрестности ФП [44–47].

Анализ подобных ситуаций, а также специфических эффектов, обусловленных поляризационными свойствами рассеянных частиц или света, геометрией рассеяния, пространственной неоднородностью ДА и т. д. требует специального рассмотрения для конкретных материалов с использованием более сложных моделей с многокомпонентными ПП и его тесной увязки с данными соответствующих экспериментов.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00552 П).

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] А. Брус, Р. Каули. Структурные фазовые переходы. Мир, М. (1984). 408 с.
[2] R.A. Cowley. Phys. Scripta **66**, 24 (1996).
[3] В.С. Горелик, С.Д. Точилин. Препринт „Динамическая опалесценция при фазовых переходах и в неоднородных системах". ФИАН **12** (2003).
[4] A.M. Pugachev, H. Anwar, S. Kojima. Phys. Status Solidi C **1**, 3122 (2004).
[5] Н.В. Суровцев, А.М. Пугачев, В.К. Малиновский. ФТТ **48**, 1030 (2006).
[6] А.Г. Кузнецов, В.К. Малиновский, Н.В. Суровцев. ФТТ **48**, 2190 (2006).
[7] A.A. Anikiev, N.V. Sidorov, M.F. Umarov, E.N. Anikieva. J. Russ. Laser Res. **42**, 688 (2021).
[8] R.A. Cowley, S.M. Shapiro. J. Phys. Soc. Jpn **75**, 111001 (2006).
[9] И.А. Яковлев, Л.М. Михеева, Т.С. Величкина. ДАН СССР **107**, 675 (1956).
[10] G. Dolino, J.P. Bachheimer. Phys. Status Solidi A **41**, 673 (1977).
[11] О.А. Шустин, Т.Г. Черневич, С.А. Иванов, И.А. Яковлев. Письма в ЖЭТФ **27**, 349 (1978).
[12] P.M. Gehring, A. Vigilante, D.F. McMorrow, D. Gibbs, C.F. Majkrzak, G. Helgesen, R.A. Cowley, R.C.C. Ward, M.R. Wells. Physica B **221**, 398 (1996).
[13] U. Rütt, A. Diederichs, J.R. Schneider, G. Shirane. Europhys. Lett. **39**, 395 (1997).
[14] R.H. Wang, Y.M. Zhu, S.M. Shapiro. Phys. Rev. Lett. **80**, 2370 (1998).
[15] J. Trenkler, P.C. Chow, P. Wochner, H. Abe, K.E. Bassler, R. Paniago, H. Reichert, D. Scarfe, T.H. Metzger, J. Peisl, J. Bai, S.C. Moss. Phys. Rev. Lett. **81**, 2276 (1998).
[16] J. Trenkler, R. Barabash, H. Dosch, S.C. Moss. Phys. Rev. B **64**, 214101 (2001).
[17] H. Hännefeld, T. Niemoeller, J.R. Schneider, U. Rütt, S. Rodewald. J. Fleig, G. Shirane. Phys. Rev. B **66**, 014113 (2002).
[18] J. Hlinka, R. Currat, M. de Boissieu, F. Livet, Yu.M. Vysochanskii. Phys. Rev. B **71**, 052102 (2005).
[19] S. Ravy, D. Le Bolloc'h, R. Currat, A. Fluerasu, C. Mocuta, B. Dkhil. Phys. Rev. Lett. **98**, 105501 (2007).
[20] M. Holt, M. Sutton, P. Zschack, H. Hong, T.-C. Chiang. Phys. Rev. Lett. **98**, 065501 (2007).
[21] Ch.I. Del Geneo, K.E. Bassler, A.L. Korzhenevskii, R.I. Barabash, J. Trenkler, G.F. Reiter, S.M. Moss. Phys. Rev. B **81**, 144111 (2010).
[22] S.V. Grigoriev, S.V. Maleev, A.I. Okorokov, V.V. Runov. Phys. Rev. B **58**, 3206 (1998).
[23] S.V. Grigoriev, W.H. Kraan, S.V. Maleyev, A.I. Okorokov, M.Th. Rekveldt, V.V. Runov. J. Neutron Res. **8**, 155 (2000).
[24] S.V. Grigoriev, S.A. Klimko, W.H. Kraan, S.V. Maleev, A.I. Okorokov, M.Th. Rekveldt, V.V. Runov. Phys. Rev. B **64**, 094426 (2001).
[25] S.V. Grigoriev, S.V. Maleev, A.I. Okorokov, H. Eckerlebe, N.H. van Dijk. Phys. Rev. B **69**, 134417 (2004).
[26] T. Riste, E. Samuelsen, K. Otnes, J. Feder. Solid State Commun. **9**, 1455 (1971).
[27] S.M. Shapiro, J.D. Axe, G. Shirane, T. Riste. Phys. Rev. B **6**, 4332 (1972).
[28] В.С. Горелик, Т.Г. Головина, А.Ф. Константинова. Кристаллография **65**, 617 (2020).
[29] М.В. Белоусов, Б.Е. Вольф. Письма в ЖЭТФ **31**, 348 (1980).
[30] С.Л. Гинзбург. ЖЭТФ **70**, 1961 (1977).
[31] М. Дубровский, М.А. Кривоглаз. ЖЭТФ **77**, 1017 (1979).
[32] A.L. Korzhenevskii, H-O. Heuer, K. Herrmanns. J. Phys. A **31**, 927 (1998).
[33] A.L. Korzhenevskii, K. Herrmanns, H-O. Heuer. Europhys. Lett. **45**, 195 (1999).
[34] Дж. Хирт, Я. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 599 с.
[35] В.М. Набутовский, В.Я. Шапиро. ЖЭТФ **75**, 948 (1978).
[36] V.L. Ginzburg, A.P. Levanyuk, A.A. Sobyanin. Phys. Rep. **57**, 153 (1980).
[37] V.K. Malinovsky, A.M. Pugachev, N.V. Surovtsev. Ferroelectrics **379**, *1*, 43 (2009).
[38] A.L. Korzhenevskii. Ferroelectrics **67**, *1*, 211 (1986).
[39] А.Л. Корженевский. ФТТ **26**, 1223 (1984).
[40] Ч. Барта, А.А. Каплянский, Ю.Ф. Марков, В.Ю. Мировицкий. ФТТ **24**, 875 (1982).
[41] С.Б. Кругляшов, А.А. Петров, А.Т. Анистратов. ФТТ **30**, 2505 (1988).
[42] С.Б. Кругляшов, Л.А. Ковалева, А.А. Петров, И.М. Белоус, А.Т. Анистратов. ФТТ **32**, 2319 (1990).
[43] О.П. Алешко-Ожевский. Письма в ЖЭТФ **35**, 119 (1982).
[44] А.Л. Корженевский. ФТТ **28**, 1324 (1986).
[45] А.Л. Корженевский, Д.А. Лисаченко. ФТТ **30**, 1492 (1988).
[46] А.Л. Корженевский, Д.А. Лисаченко. ФТТ **32**, 1769 (1990).
[47] A.L. Korzhenevskii, D.A. Lissachenko. Ferroelectr. Lett. **12**, *6*, 135 (1991).

Редактор Ю.Э. Китаев