

$$H > \frac{D^{2/3} (k_B T_f)^{2/3}}{\mu_{\text{эф}}}, \quad (4)$$

где D — константа анизотропии.

При приближении по оси составов к концентрации возникновения ферромагнетизма $x_c^{\text{Ф}}$ эффективный магнитный момент $\mu_{\text{эф}}$ существенно возрастает, и условие (4) выполняется в меньших магнитных полях (с учетом того, что константа анизотропии и температура магнитного превращения T_f относительно слабо зависят от концентрации).

Для того чтобы наблюдалась линия Габа—Тулуза, необходимо, чтобы одновременно выполнялся критерий (4) и критерий малости магнитного поля [15]. У спиновых стекол, существенно отличающихся по составу от $x_c^{\text{Ф}}$, может не существовать интервала магнитных полей, где выполняются оба указанных критерия.

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Ципину за оценку поля локальной магнитной анизотропии FeNiCr спиновых стекол методом ЭПР.¹

Л и т е р а т у р а

- [1] Suzuki M., Progr. Theor. Phys., 1977, vol. 58, N 4, p. 1151—1165.
- [2] Omari R., Prejean J. J., Souletie J. Lect. Notes Phys., 1983, vol. 192, p. 70—78.
- [3] Chikazawa S., Taniguchi S., Matsuyama H. Miyako Y J. Magn. Magn. Mat., 1983, vol. 31—34, N 6, p. 1355—1366.
- [4] Bouchiat H. J. Phys., 1986, vol. 47, N 1, p. 71—88.
- [5] Beauvillain P., Chappert C., Renard J. P. J. Phys. Lett. 1984, vol. 45, N 13, p. L665—673.
- [6] Taniguchi T., Miyako Y Tholence J. L. J. Phys. Soc. Jap., 1985, vol. 54, N 1, p. 220—230.
- [7] Дерябин А. В., Казанцев В. К., Захаров И. В. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 2, с. 607—620.
- [8] Дерябин А. В., Казанцев В. К., Тьков А. В., Захаров И. В. ФТТ, 1986, т. 28, № 6, с. 1654—1658.
- [9] Такзей Г. А., Костышин А. М., Гребенюк Ю. П., Сыч И. И. ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 6, с. 1843—1851.
- [10] Pappa S., Hamman J. J. Phys., 1985, vol. 46, N 4, p. 637—648.
- [11] Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982. 382 с.
- [12] Ogielsky A. T. Phys. Rev., 1985, vol. 32, N 11, p. 7384—7398.
- [13] Дерябин А. В., Казанцев В. К., Захаров И. В. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 635—638.
- [14] Pappa S., Hamman J., Jacoboni C. J. Phys. C, 1984, vol. 17, N 6, p. 1303—1315.
- [15] Gabaу M., Toulouse G. Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 47, N 3, p. 201—204.
- [16] Kotliar G., Sompolinsky H. Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 53, N 18, p. 1751—1754.

Иркутский государственный
университет им. А. А. Жданова
НИИ прикладной физики
Иркутск

Поступило в Редакцию
26 декабря 1986 г.
В окончательной редакции
5 июня 1987 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ ЧАСТОТЫ МЯГКОЙ МОДЫ¹ В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНАТА СВИНЦА

В. С. Горелик, В. Н. Моисеенко, И. И. Петерс

Кристалл германата свинца испытывает сегнетоэлектрический фазовый переход второго рода типа смещения при температуре $T_c = 451$ К. Анализ спектров комбинационного рассеяния (КР) для $X(ZZ)Y$ -геометрии [1—3] показал, что в колебательном спектре этого кристалла присутствует мяг-

кая мода, ответственная за сегнетоэлектрический переход. Однако вследствие резонансного взаимодействия низкочастотных мод [4, 5] и передемпфирования мягкой моды вблизи точки перехода частоту и другие характеристики этой моды оказалось затруднительным.

В [6-8] была развита методика определения параметров мягких мод даже в случае их передемпфирования, основанная на анализе изочастотных температурных зависимостей спектральной интенсивности неупругого рассеяния света.

В настоящей работе была поставлена задача выяснить возможности использования указанной методики для получения температурной зависимости частоты мягкой

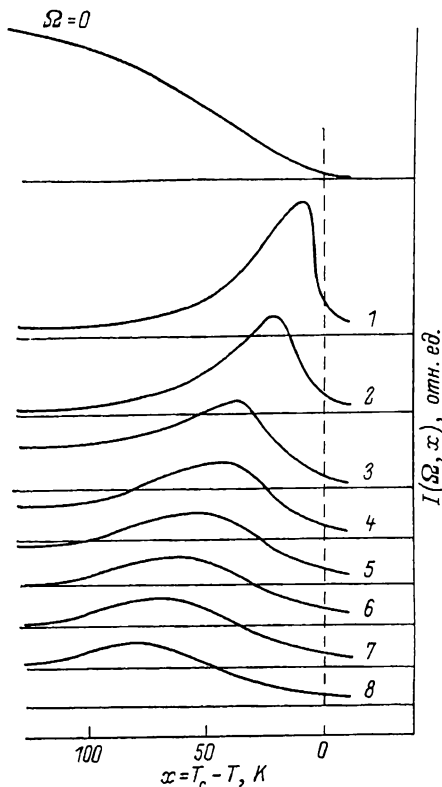


Рис. 1. Изочастотные температурные зависимости неупругого рассеяния света вблизи точки фазового перехода в германате свинца.

$\Omega = 3.0$ (1), 6.0 (2), 8.5 (3), 11.0 (4), 13.5 (5), 16.0 (6), 18.5 (7), 21.0 (8). Верхняя кривая соответствует температурной зависимости рэлеевского рассеяния на границах доменов ($\Omega = 0$).

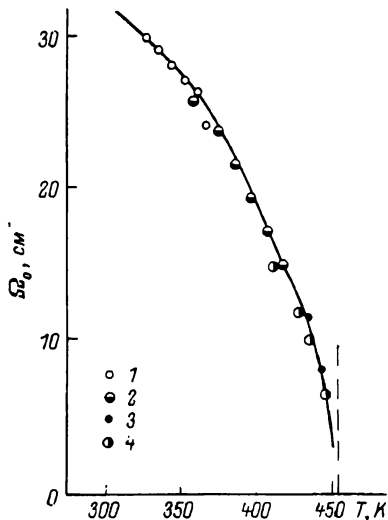


Рис. 2. Температурная зависимость частоты мягкой моды, полученная на основе анализа спектров КР и изочастотных температурных зависимостей.

1 — данные, полученные из изотемпературных зависимостей; 2 — теоретические данные для осцилляторной модели; 3 — теоретические данные для релаксаторной модели; 4 — данные работы [11].

кой моды в широком интервале температур, включающем окрестность точки перехода.

Исследования проводились на ориентированных монокристаллах, выращенных методом Чохральского.

Регистрация спектров КР проводилась по традиционной схеме с использованием лазера ПЛ-120 ($\lambda = 514.5$ нм) и двойного монохроматора ДФС-12. Регистрация спектрометрического сигнала осуществлялась в режиме медленного временного анализа (счет фотонов с накоплением) анализатором УНО-4096-90 с постоянной времени $\tau = 8$ с. Ширина щели спектрометра составляла 0.6 см^{-1} .

Исследовалась геометрия рассеяния $X(ZZ)Y$, при которой разрешенным является А-тип колебаний, характерный для мягкой моды ниже точки Кюри. При этой же геометрии было исследовано рэлеевское рассеяние (рис. 1) и установлено, что его интенсивность монотонно спадает по мере приближения к точке перехода. Такая зависимость является характерной для рассеяния света на доменных границах в полидоменных сегнетоэлек-

триках. Изочастотные зависимости строились для частот $\Omega = 3, 6, 8.5, 11.0, 13.5, 16.0, 18.5 \text{ см}^{-1}$ как с использованием развертки по температуре при фиксированной частоте Ω [6, 7], так и путем анализа обычных спектров, построенных при различных температурах.

На рис. 1 приводятся полученные зависимости $I(\Omega, T)$ для указанных значений частот. Как видно из рисунка, на всех кривых обнаруживается отчетливый максимум, положение которого приближается к точке перехода, а величина возрастает при уменьшении частоты Ω , для которой строится соответствующая зависимость.

Наибольшее значение фонового сигнала рэлеевского рассеяния, согласно рис. 1, реализуется вдали от точки перехода. Величина вклада такого рассеяния в наблюдаемый сигнал минимальна для наиболее низких частот ($\Omega = 3 \text{ см}^{-1}$) при $T_c - T \geq 50 \text{ К}$ и не зависит от температуры вплоть до $T_c - T = 9 \text{ К}$ в монокристаллах [4]. Интенсивность рассеяния на акустической моде не зависит от температуры вплоть до $T_c - T = 9 \text{ К}$ [4]. Неаномальная, практически линейная температурная зависимость интенсивности рэлеевского рассеяния в полидоменных кристаллах не оказывает существенного влияния на положение максимума изочастотной зависимости по шкале температур. В связи с этим можно полагать, что искажающее влияние рэлеевского и мандельштам-бриллюэновского рассеяния на наблюдаемые температурные зависимости неупругого рассеяния несущественно. Наблюдаемый характер изочастотных зависимостей с максимумом, зависящим от частоты Ω , согласуется с теорией [8] для переходов второго рода.

Особенностью рассматриваемого кристалла является отсутствие центра симметрии в параэлектрической фазе. Это может привести к дополнительным особенностям в рассеянии света, обусловленным наличием линейных и кубических слагаемых в разложении диэлектрической проницаемости по параметру порядка. Можно полагать, однако, что для сегнетоэлектрика вблизи точки Кюри эти слагаемые должны быть невелики вследствие физической эквивалентности 180-градусных доменов сегнетофазы [9, 10]. Соответственно, как и для сегнетоэлектриков с centrosymmetric парафазой, можно полагать, что

$$I(\Omega, T) = K\eta_0^2(T) \text{Im} \chi(\Omega, T) [m(\Omega) + 1]. \quad (1)$$

Здесь $\eta_0(T)$ — температурная зависимость равновесного значения параметра порядка (спонтанной поляризации); K — некоторый коэффициент, не зависящий от температуры; $m(\Omega)$ — фактор Бозе—Эйнштейна; $\chi(\Omega, T)$ — восприимчивость кристалла, обусловленная мягкой модой. Температурная зависимость частоты мягкой моды, полученная на основе обычных спектров в области температур 300—400 К, хорошо описывается формулой $\Omega_0^2 = 2A_0(T_c - T)^\gamma$ при $\gamma = 1$.

Для координаты x_0 изочастотного максимума, согласно работе [8], для осцилляторного и релаксационного режимов мягкой моды соответственно имеет место

$$x_0 = \frac{\Omega}{2A_0} \sqrt{\Omega^2 + \Gamma^2}, \quad (2a)$$

$$x_0 = \frac{\Omega}{c}. \quad (2b)$$

Учитывая соотношения $\Omega_0^2 = 2A_0X$ и $\Omega_R = \Omega_0^2/\Gamma = cX$, получаем из (2a), (2b) следующие выражения

$$\Omega_0^2(x_0) = \Omega \sqrt{\Omega^2 + \Gamma^2}, \quad (3a)$$

$$\Omega_R(x_0) = \Omega, \quad \Omega_0^2 = \Omega\Gamma. \quad (3b)$$

Полученные соотношения позволяют находить значения Ω_0 и Ω_R , соответствующие температуре $T_0 = T_c - X_0$, вблизи точки перехода. Таким образом, можно определить параметры Ω_0 и Ω_R в непосредственной близости

от точки перехода, в частности, в условиях передемпфирования мягкой моды.

Положение x_0 максимумов изочастотных зависимостей на шкале температур ($x_0 = T_c - T_0$) в зависимости от частоты Ω

x_0 , К	9 ± 1	17 ± 1	38 ± 2	44 ± 2	54 ± 3	65 ± 3	79 ± 3	93 ± 4
Ω , см ⁻¹	3.0 ± 1	6.0 ± 1	8.5 ± 1	11.0 ± 1	13.5 ± 1	16.0 ± 1	18.5 ± 1	21.0 ± 1

В таблице приведены экспериментальные значения x_0 , которые использовались для расчета частоты мягкой моды Ω_0 и частоты релаксации Ω_R . Величина затухания Γ полагалась не зависящей от температуры, значение этой величины составляло: $\Gamma = 24$ см⁻¹.

На рис. 2 представлена полученная зависимость частоты мягкой моды от температуры. Установлено хорошее согласие значений частоты мягкой моды, определенных по спектрам КР, с одной стороны, и по изочастотным зависимостям, с другой. В области температур, где мягкая мода становится передемпфированной в спектрах КР, значения частоты мягкой моды, определенные по изочастотным зависимостям, хорошо согласуются с данными, полученными в [11] методом субмиллиметровой спектроскопии.

Таким образом, в данной работе на основе изочастотного метода показано, что температурная эволюция низкочастотного колебательного спектра германата свинца удовлетворительным образом описывается путем введения одной эффективной мягкой моды, квадрат частоты которой линейно уменьшается при приближении к точке Кюри.

Л и т е р а т у р а

- [1] Hossea T. J., Lockwood D. J., Taylor W. J. Phys., 1979, vol. C12, N 12, p. 387—404.
- [2] Ryan J. F., Hisano K. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1973, vol. 6, N 3, p. 566—574.
- [3] Coombs G. J., Cowley R. A. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1973, vol. 6, N 121, p. 143.
- [4] Lockwood D. J., Arthyr J. W., Taylor W., Hossea T. J. J. Sol. St. Commun., 1976, vol. 20, N 7, p. 703—707.
- [5] Lyons K. B., Fleury P. A. Phys. Rev., 1978, vol. 17, N 6, p. 2403—2419.
- [6] Горелик В. С., Иванова С. В. Краткие сообщения по физике, 1981, № 11, с. 18.
- [7] Горелик В. С., Умаров Б. С., Умаров М. Препринт № 65 ФИАН СССР, 1982. 31 с.
- [8] Горелик В. С. Изв. АН СССР, сер. физич., 1985, т. 49, № 2, с. 282—286.
- [9] Гинзбург В. Л., Лёванюк А. П., Собянин А. А. УФН 1980, т. 130, № 4, с. 615—673.
- [10] Гинзбург В. Л. УФН, 1962, т. 17, № 4, с. 621—638.
- [11] Kozlov G. V., Lebedev S. P., Minaev A. A., Volkov A. A., Monia V. G., Siniakov E. V. Ferroelectrics, 1978, vol. 21, N 1, p. 373—375.

Днепропетровский государственный университет
Днепропетровск

Поступило в Редакцию
13 марта 1987 г.
В окончательной редакции
10 июня 1987 г.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОМЕРНЫХ МЕТАЛЛАХ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

А. С. Кюрегян

До сих пор поведение электронов в одномерных системах изучалось главным образом при очень низких температурах и в слабых электрических полях, когда даже слабая неупорядоченность приводит к локализации электронов со всеми вытекающими отсюда последствиями. Однако