

РЕЛАКСАЦИОННОЕ И ФЛУКТУАЦИОННОЕ ЗАТУХАНИЕ ГИПЕРЗВУКА ПРИ НАЛИЧИИ ДИСПЕРСИИ

И. Г. Синий, А. И. Федосеев, М. Д. Волнянский

Сегнетоэлектрический фазовый переход в кристаллах $\text{Li}_2\text{Ge}_7\text{O}_{15}$ (LGO) при $T_c = 283.5$ К из D_{2h}^{14} в C_{2h}^5 инициируется ИК-активной мягкой модой, т. е. происходит без изменения объема элементарной ячейки [1]. В этом случае для продольных гиперзвуковых фононов в затухании ожидается асимметричный максимум Ландау—Халатникова, поскольку акустические аномалии в области T_c для рассматриваемых фононов определяются взаимодействием типа $\eta^2 u$, квадратичным по параметру порядка и линейным по деформации. Поведение максимума Ландау—Халатникова в зависимости от частоты хорошо известно [2]

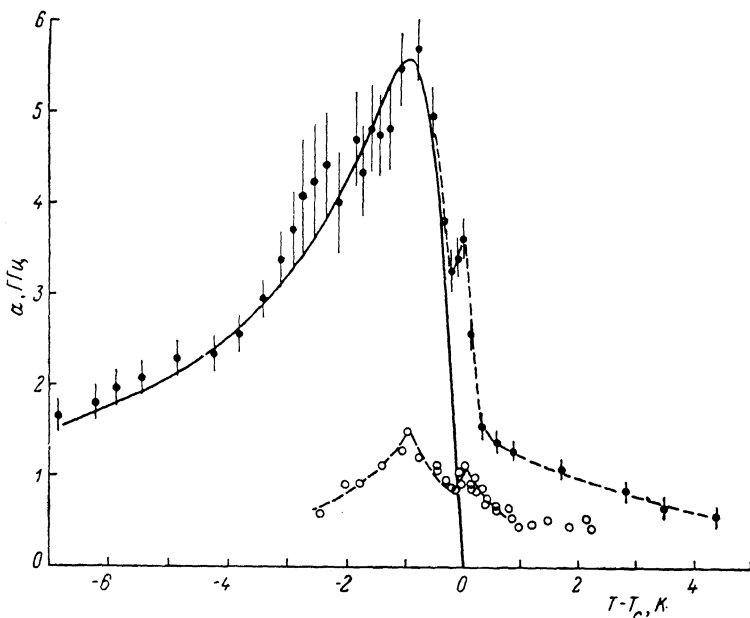
$$\alpha \sim \omega^2 \tau_{\text{рел}} / (1 + \omega^2 \tau_{\text{рел}}^2), \quad (1)$$

где для LGO с фазовым переходом второго рода, далеким от трикритической точки [3], можно считать $\tau_{\text{рел}} \sim (T - T_c)^{-1}$. При переходе в область гиперзвуковых частот максимум «смещается» в сегнетофазу, поскольку предел $\omega \tau = 1$, соответствующий пику, с ростом частоты достигается все дальше и дальше от перехода в $T = T_c$. Экспериментальные данные для максимумов, сдвинутых в сегнетофазу (см. рисунок), хорошо согласуются с (1), так что эти максимумы естественно связать с релаксационным затуханием. Отметим, что на рисунке представлены результаты для обсуждаемых в данной статье продольных акустических фононов с $\mathbf{q} \perp \mathbf{P}_s$, для которых не проявляется ни специфика одноосного сегнетоэлектрика, ни специфика слабого сегнетоэлектрика, в то время как для фононов с $\mathbf{q} \parallel \mathbf{P}_s$ эти спецификации приводят к тому, что в одноосных сегнетоэлектриках типа TGS релаксационный максимум оказывается подавленным [4, 5], а в слабых сегнетоэлектриках — существенно модифицированным и сдвинутым в сегнетофазу даже в отсутствие дисперсии [6]. Это дополнение необходимо сделать, поскольку формально LGO относится к одноосным сегнетоэлектрикам ($D_{2h} \rightarrow C_{2v}$), а по своим свойствам должен быть отнесен к слабым сегнетоэлектрикам [7].

Экспериментальные данные показывают, что в LGO в парафазе «смягчение» скорости и рост затухания рассматриваемых акустических фононов наблюдаются уже на значительном расстоянии от фазового перехода при $T - T_c \simeq 30 \div 40$ К. Эти эффекты мы связываем с флуктуационными вкладами, поскольку критические части скорости $\Delta v = v_0 - v(T)$ и затухания $\Delta \alpha = \alpha_0 - \alpha(T)$ следуют ожидаемой для них температурной зависимости. Здесь v_0 и α_0 соответствуют линейной экстраполяции поведения в отсутствие фазового перехода, а $v(T)$ и $\alpha(T)$ отвечают реальному поведению. Ввиду высокой «степени слабости» кристаллов LGO Δv практически следует обратной корневой зависимости от $T - T_c$, справедливой для обычного сегнетоэлектрика с изотропным спектром флуктуаций [8], причем вблизи T_c этот рост несколько ослабляется из-за специфического кроссовера в слабых сегнетоэлектриках [6] и других явлений. Мы здесь не имеем возможности рассматривать все это подробно, это не является принципиальным для наших эффектов. Отметим только, что вклад дефектов, отвечающий более быстрому темпу роста аномальных Δv и $\Delta \alpha$ при $T \rightarrow T_c$, нам выделить не удалось. В итоге можно считать, что в LGO обнаружен весьма существенный вклад флуктуаций в акустические аномалии, например $\Delta v_{\text{фл}} \approx 0.5 \Delta v_{\text{л}}$ при $T = T_c$, где $\Delta v_{\text{л}}$ — скачок Ландау, ожидаемый для связи $\eta^2 u$. Таким образом, второй максимум при $T \simeq T_c$ на рисунке мы связываем с флуктуационным затуханием.

В этой ситуации интересно сравнить результаты, полученные для LGO, с данными аналогичных измерений в гелии при λ -переходе, где роль флук-

туаций принципиальна и особенно велика. Асимметричный релаксационный максимум затухания в гелии при измерении на сравнительно низких частотах (22 кГц—12 МГц) подчиняется (1); непосредственно выделить флуктуационный вклад, насколько нам известно, не удается [9]. Однако при переходе в область гиперзвуковых частот (~1 ГГц) максимум затухания «возвращается» к температуре $T \approx T_\lambda$ и становится почти симметричным [10]. Сложная задача о совместном действии релаксационного и флуктуационного механизмов в ситуации $\omega\tau \gg 1$ рассматривалась в [11, 12]. Как отмечается в [13], в области $\omega\tau \gg 1$ система «забывает» о расстоянии до точки перехода, так что в результате мы имеем качественно новый максимум затухания гиперзвука при λ -переходе в сверхтекучем гелии. Отме-



Температурная зависимость затухания продольных акустических фононов, распространяющихся в LGO перпендикулярно полярной оси вдоль кристаллографических направлений b (вверху) и a (внизу).

Приведена ширина компонент Мандельштама—Бриллюэна, измеренная на половине высоты фоновых линий; приборное уширение вычтено. Сплошная кривая проведена в соответствии с (1).

тим, что величина затухания в пике при $T \approx T_\lambda$ составляет $\sim 2500 \text{ см}^{-1}$ и на порядок превышает ожидаемый пик Ландау—Халатникова ($\alpha \approx 185 \text{ см}^{-1}$). Возможно, что последний просто трудно выделить по соседству с сильным максимумом, да еще на фоне $\alpha \approx 800 \text{ см}^{-1}$, отвечающем вкладу в затухание других механизмов [10].

Как можно видеть из рисунка, в LGO релаксационный и флуктуационный максимумы одного порядка величины. Эксперимент при $\nu \approx 40 \text{ ГГц}$ показывает, что в отличие от λ -перехода в гелии в кристалле LGO эти максимумы имеют принципиально различное поведение в зависимости от частоты. Релаксационный максимум оказывается смещенным в соответствии с $\tau = 4.3 \cdot 10^{-12} (T_c - T)^{-1} \text{ с}$, флуктуационный максимум остается при $T \approx T_c$. По-видимому, это явление может быть достаточно общим при фазовых переходах в кристаллах. Кристаллы LGO оказались исключительными только в плане значительного возрастания флуктуаций параметра порядка при $T \rightarrow T_c$.

Авторы выражают признательность А. П. Леванюку за внимание к работе и ценные советы.

- [1] Volkov A. A., Kozlov G. V., Goncharov Y. G., Wada M., Sawada A., Ishibashi Y. // J. Phys. Soc. Jpn. 1985. V. 54. N 2. P. 818—821.
- [2] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [3] Preu P., Haussuhl S. // Sol. St. Comm. 1982. V. 41. N 8. P. 627—630.
- [4] Минаева К. А., Струков Б. А., Варнсторфф К. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 7. С. 2125—2128.
- [5] Струков Б. А., Кхана С. К., Минаева К. А. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 11. С. 3318—3327.
- [6] Лайхо Р., Левола Т., Прохорова С. Д., Синий И. Г., Таганцев А. К., Виндш В. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 7. С. 278—281.
- [7] Таганцев А. К. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 7. С. 352—355.
- [8] Леванюк П. А. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. № 7. С. 1304—1312.
- [9] Гарланд К. Физическая акустика. Т. 7 // Под ред. У. Мезона и Р. Терстона. М.: Мир 1974. 429 с.
- [10] Imai J. S., Rudnick I. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. N 14. P. 694—697.
- [11] Kawasaki K. // Phys. Lett. 1970. V. 31A. N 4. P. 165—166.
- [12] Khalatnikov I. M., Pokrovskii V. L., Semir D. M. // J. Low Temp. Phys. 1972. V. 6. N 3/4. P. 305—321.
- [13] Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982. 381 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
21 марта 1990 г.

УДК 538.69 : 539.124

© Физика твердого тела, том 32, № 10, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 10, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ МИКРОСТРУКТУРЫ МАГНИОНИОБАТА СВИНЦА МЕТОДОМ ЯМР

*В. В. Лагута, М. Д. Глинчук, И. П. Быков,
А. Н. Титов, Е. М. Андреев*

Наличие размытого фазового перехода и связанных с ним особенностей свойств магнониобата свинца (PMN) объясняют обычно разупорядочением ионов Mg и Nb по катионным позициям типа В структуры перовскита [1]. Однако информация о степени этого разупорядочения до настоящего времени не была получена. В данной работе этот вопрос исследуется с помощью метода ЯМР.

Впервые спектры ЯМР в PMN были получены нами в [2]. Наблюдалась существенная зависимость формы и ширины линии ЯМР ^{93}Nb от температуры: в интервале $T=400\div 700$ К спектр имел сложную форму и не зависел от температуры, при $T=170\div 400$ К имело место уширение спектра с понижением температуры. Последнее связывалось с появлением полярных областей. Цель настоящей работы — изучение микроструктуры PMN при $T > 400$ К на основе анализа спектра ЯМР ^{93}Nb .

Кристаллы PMN были выращены на затравочный кристалл из раствора в расплаве и имели хорошее оптическое качество. Спектры ЯМР измерялись на импульсных спектрометрах СХР-200 и СХР-300 с применением методики спинового эха. На рис. 1, а представлен спектр ^{93}Nb , измеренный при 450 К и ориентации магнитного поля $\mathbf{B} \parallel [001]$. Линия поглощения имеет сложную форму и состоит из широкой ($\Delta\nu=30$ кГц) и узкой ($\Delta\nu=3$ кГц) частей. При изменении ориентации кристалла спектр уширялся и становился асимметричным. Увеличение частоты спектрометра приводило к сужению спектра.

Как известно, ядро ^{93}Nb ($I=9/2$) имеет большой квадрупольный момент ($eQ=-0.28e\cdot 10^{-28}$ м²), поэтому его спектр ЯМР весьма чувствителен