

- [3] Волкова А. В. // Заводская лаборатория. 1987. Т. 53. № 8. С. 57.
 [4] Новик А., Берри Б. Релаксационные явления в кристаллах. М.: Атомиздат, 1975. С. 353.
 [5] Корнилов И. И., Белоусов О. К., Качур Е. В. Никелид титана и другие сплавы с эффектами «памяти». М.: Наука, 1977.
 [6] Бартевев Г. М., Алигулнев Р. М. // Высокомолек. соед. 1984. Т. 26А. № 6. С. 1236—1245.
 [7] Учаскин В. И., Коробов В. П. // Пластмассы. 1979. № 7. С. 58.
 [8] Векилов Ю. Х., Кедышевич А. Е., Красильников О. М. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 5. С. 1310—1320.
 [9] Канер Э. А., Яковенко В. М. // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 41—73.

Владимирский государственный педагогический институт
 им. П. И. Лебедева-Полянского
 Владимир

Поступило в Редакцию
 16 января 1989 г.
 В окончательной редакции
 16 марта 1989 г.

УДК 534.113

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, N 8, 1989

АНОМАЛИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ЛОКАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

С. Б. Афанасьев, В. С. Визгин

Хорошо известно, что исследование динамических эффектов в условиях неустойчивости кристаллической решетки дает важную информацию о природе фазовых переходов в матрице. В настоящей работе показано, что не менее важную роль исследование динамических эффектов может играть в ситуации локальной конфигурационной неустойчивости (ЛКН) — спонтанной перестройке потенциала дефекта с изменением температуры, приводящей к многоявному потенциалу.

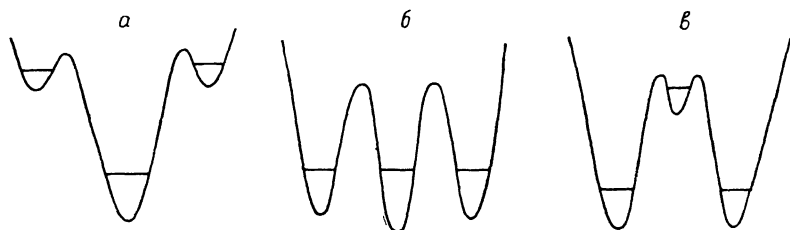


Рис. 1. Температурная зависимость потенциала дефекта для случая ЛКН 1-го рода. $T > T_{\text{ЛКН}}$ (а), $T = T_{\text{ЛКН}}$ (б), $T < T_{\text{ЛКН}}$ (в).

По оси абсцисс отложена колебательная координата, по оси ординат — потенциальная энергия.

В качестве характерного динамического эффекта в работе исследуется поглощение гиперзвука в условиях ЛКН 1-го рода. ЛКН 1-го рода реализуется для локальных центров с зависящим от температуры многоявным потенциалом [1, 2]. Здесь абсолютный минимум потенциала соответствует нулевому равновесному искажению, а боковые относительные минимумы — ненулевому равновесному искажению (рис. 1). При температуре $T > T_{\text{ЛКН}}$ система находится в центральном минимуме и реализуется случай высокой симметрии. При $T = T_{\text{ЛКН}}$ происходит совпадение уровней энергии в абсолютном и относительных минимумах. При $T < T_{\text{ЛКН}}$ боковые минимумы становятся глубже центрального, их населенность резко возрастает и активные ионы становятся нецентральными. Главный результат работы состоит в предсказании аномального поглощения гиперзвука при $T = T_{\text{ЛКН}}$ в кристалле с примесями, испытывающими ЛКН 1-го рода.

В качестве примера исследуется случай $\text{BaF}_2 : \text{Mn}^{2+}$ [1], для которого появление в колебательном спектре при $T < T_{\text{ЛКН}}$ моды, связанной с колебаниями в боковых искаженных конфигурациях [3], указывает на первородный характер ЛКН.

В окрестности точки ЛКН 1-го рода благодаря вырождению (или псевдовырождению) колебательных состояний в различных потенциальных ямах возможны две характерные ситуации, а именно: ситуация когерентных туннельных состояний, когда $\Gamma > 1/\tau_0$ либо $\Gamma > \Delta U$ (Γ — туннельный матричный элемент, $1/\tau_0$ — скорость фазовой релаксации одноямого состояния, ΔU — разность энергий уровней в центральном и боковом минимумах), и ситуация локализации в отдельных однояменных состояниях, когда $\Gamma < 1/\tau_0$ либо $\Gamma < \Delta U$.

Расчет туннельного расщепления проведем в квазиклассическом приближении, причем будем учитывать лишь туннелирование между центральным (O_h -симметрии) и каждым из двух боковых (T_d -симмет-

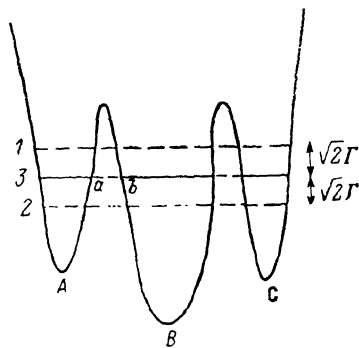


Рис. 2. Туннельные расщепления в многояменном потенциале при $T = T_{\text{ЛКН}}$.

Нумерация туннельных состояний соответствует (1).

рии) минимумами (рис. 2). В этом случае туннельные состояния имеют энергии $\epsilon_{1,2} = \pm \sqrt{2} |\Gamma|$, $\epsilon_3 = 0$, причем

$$\psi_1 = \frac{1}{2} (\sqrt{2} \psi_b - \psi_a - \psi_c), \psi_2 = \frac{1}{2} (\sqrt{2} \psi_b + \psi_a + \psi_c), \psi_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_a - \psi_c), \quad (1)$$

$$|\Gamma| = \frac{\hbar}{2\pi} (\omega_a \omega_b)^{1/2} e^{-\frac{1}{\hbar} \int_a^b |p| dx}, \quad (2)$$

ψ_a, ψ_c — волновые функции в боковых, а ψ_b — в центральном минимумах, где соответствующие частоты колебаний $\omega_a = \omega_c \neq \omega_b$. Для простоты воспользуемся гармоническим приближением в пределах каждой из ям, так что потенциальный барьер, сквозь который осуществляется туннелирование, определяется потенциалом

$$U(x) = \begin{cases} \frac{1}{2} m \omega_a^2 (x - x_a)^2 + \frac{1}{2} (\hbar \omega_b - \hbar \omega_a), & x < 0, \\ \frac{1}{2} m \omega_b^2 (x - x_b)^2, & x > 0. \end{cases} \quad (3)$$

В результате на основе (2), (3), а также используя экспериментально определенные величины $(x_a - x_b)$ [1], ω_a [3] и величину $\omega_b \approx \gamma \omega_p$ (ω_p — дебаевская предельная частота, $\gamma < 1$), получаем для $|\Gamma| = 4 \div 4.7$ ГГц при $\gamma = 0.25 \div 1$, что указывает на весьма слабую зависимость $|\Gamma|$ от ω_b в рассматриваемом случае.

В результате в условиях ЛКН 1-го рода следует ожидать для $\text{BaF}_2 : \text{Mn}^{2+}$ появления двух туннельных расщеплений $\epsilon_1 - \epsilon_2 \approx 12 \cdot 10^9$ и $\epsilon_3 - \epsilon_2 \approx 6 \cdot 10^9$ Гц. Оценки показали, что для разумных значений параметров $1/\tau_0 \ll (\epsilon_1 - \epsilon_2)$, $(\epsilon_3 - \epsilon_2)$, что соответствует делокализации и возможности реализации когерентных туннельных состояний в области ЛКН 1-го рода, где $\Delta U < (\epsilon_3 - \epsilon_2)$. Туннельные когерентные состояния здесь имеют место при $(\epsilon_1 - \epsilon_2)$, $(\epsilon_2 - \epsilon_3) \gg \omega_\uparrow + \omega_\downarrow$, где $(\omega_\uparrow + \omega_\downarrow)$ — скорость туннельно-решеточной релаксации центра. В этом случае реализуется динамика осциллятора с частотой $(\epsilon_1 - \epsilon_2)/\hbar$ (либо $(\epsilon_3 - \epsilon_2)/\hbar$) и с соответствующим затуханием $(\omega_\uparrow + \omega_\downarrow)$. Расчет для актуальных однофононных и двухфононных процессов привел к неравенству $|\Gamma| \gg \omega_\uparrow + \omega_\downarrow$.

Таким образом, при ЛКН 1-го рода следует ожидать появления туннельных когерентных состояний. В этом случае имеет место резонансное

поглощение гиперзвука [4] на частотах 12 и 6 ГГц, которые соответствуют туннельным расщеплениям. Как показано в [4], подобный акустический резонанс за счет обычно значительного туннельно-решеточного взаимодействия обладает большим коэффициентом гиперзвука. Проводя рассмотрение аналогично [4] и учитывая также, что в условиях ЛКН при $T \approx T_{\text{ЛКН}}$ находятся лишь те центры, эффект внутренних полей на которых приводит к $\Delta U \lesssim |\Gamma|$, получаем, что коэффициент поглощения звука

$$\bar{\sigma} \approx (|\Gamma| / \langle (\Delta U)^2 \rangle^{1/2}) \sigma_{\text{рез}},$$

где $\sigma_{\text{рез}}$ соответствует [4], $\langle (\Delta U)^2 \rangle^{1/2}$ — ширина функции распределения энергетической расстройки одноямыных состояний благодаря внутренним полям.

При обычно реализуемых значениях параметров линейного взаимодействия центра с фононами $\Delta h^{(1)} \simeq 0.02$ эВ, квадратичного взаимодействия центра с фононами $\Delta h^{(2)} \simeq 0.02$ эВ, квадратичного взаимодействия центра с фононами $\Delta h^{(2)} \simeq 0.1$ эВ и концентрации центров $n = 1 \div 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а $\langle (\Delta U)^2 \rangle^{1/2} \simeq 10^{11}$ Гц получаем при $T = T_{\text{ЛКН}}$ $\bar{\sigma} \simeq 70 \div 200$ см⁻¹. Это значение превышает вклад решеточного поглощения в области ЛКН, который, как показывают оценки для ВаF₂, достигает $\sigma_T \sim 200$ см⁻¹ лишь при $T = 300$ К, а при актуальных $T \approx T_{\text{ЛКН}} = 45$ М выполняется $\bar{\sigma} \gg \sigma_T$. Таким образом, в актуальных случаях можно ожидать значительного увеличения коэффициента поглощения гиперзвука σ в области $T = T_{\text{ЛКН}}$. При этом расчет с использованием результатов [1, 3] показал, что температурная ширина области ΔT , где следует ожидать подобного значительного увеличения σ

$$\Delta T = \langle (\Delta U)^2 \rangle^{1/2} \left| \frac{d\Delta\varepsilon(T)}{dT} \right|$$

($\Delta\varepsilon$ — разность энергий бокового и центрального минимумов многоямного потенциала центра), невелика и равна $\Delta T \sim 5$ К. С другой стороны, сравнение факторов, связанных с резонансным $\text{th}(\hbar\omega/2kT)$ и нерезонансным $(\omega\tau_0)^{-1}$ вкладами при значении $1/\tau_0 \simeq 5.5 \cdot 10^5$ Гц, которое получено при $\Delta h^{(2)} \simeq 0.1$ эВ, приводит к неравенству $\text{th}(\hbar\omega/2kT) \gg (\omega\tau_0)^{-1}$.

Вне области ЛКН 1-го рода имеет место релаксационная прыжковая динамика центра, причем коэффициенты поглощения гиперзвука туннелирующими центрами за счет невысокой скорости туннельных прыжков оказываются, как показал расчет, существенно уступающими обычному решеточному вкладу.

Для обнаружения обсуждаемой аномалии необходимо исследовать температурную зависимость $\sigma(T)$ акустического поглощения ВаF₂:Mn²⁺ при достаточных концентрациях Mn²⁺ на частотах, лежащих в окрестности $\nu_1 = 6$, $\nu_2 = 12$ ГГц. При этом должна наблюдаться описанная выше аномалия — пик поглощения при $T \approx T_{\text{ЛКН}} = 45$ К, связанный с возникновением туннельных состояний в многоямном потенциале дефекта и акустическим резонансом. Следует ожидать всплеска $\sigma(T)$ в интервале $\Delta T \sim \sim 5$ К на величину, которая может превосходить решеточное и остаточное поглощение при $n \geq 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ на порядок. Таким образом, следует ожидать достаточно резкого всплеска в температурной зависимости коэффициента поглощения гиперзвука в области ЛКН 1-го рода.

Это обстоятельство позволяет предложить в качестве метода обнаружения ЛКН 1-го рода исследование поглощения гиперзвука. Кроме того, исследование акустического резонанса, возникающего в условиях ЛКН 1-го рода, позволит определять важные параметры туннелирующих центров и в первую очередь — туннельные матричные элементы и туннельные расщепления.

Авторы благодарят П. Г. Баранова за полезные обсуждения.

- [1] Бадалян А. Г., Баранов П. Г., Вихнин В. С., Храмов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 2. С. 87—89.
 [2] Бадалян А. Г., Баранов П. Г., Вихнин В. С., Петросян М. М., Храмов В. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 86. № 4. С. 1359—1368.
 [3] Вихнин В. С., Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1207—1210.
 [4] Вихнин В. С. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 9. С. 2785—2787.

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

Поступило в Редакцию
5 января 1989 г.
В окончательной редакции
17 марта 1989 г.

УДК 539.292

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 8, 1989

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИМПЕДАНСА И ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Я. В. Копелевич, В. В. Леманов, А. Л. Холкин

Высокотемпературные сверхпроводники представляют собой среду с множественными слабыми связями. При этом магнитное поле может легко проникать в сверхпроводник в виде гипервихрей [1], обуславливая малые значения нижнего критического поля (менее 10^{-1} Э) и аномально большую глубину проникновения, достигающую 10^{-1} см [2-5]. Однако в ряде работ [6, 7] получены существенно меньшие значения глубины проникновения, $\lambda \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ см. Такой разброс данных связан, по-видимому, с различными методами определения λ , когда измеряется либо глубина проникновения, обусловленная слабыми связями, либо глубина проникновения однородного сверхпроводника.

В настоящей работе предлагается метод определения эффективной глубины проникновения магнитного поля из частотных и температурных зависимостей модуля полного электрического сопротивления керамических образцов.

Образцы для измерений представляли собой параллелепипеды с размерами $10 \times 1 \times 1$ мм. Технология изготовления керамических образцов описана в [5]. Температура сверхпроводящего перехода составляла 92 К, а плотность критического тока при 77 К в отсутствие внешнего магнитного поля $j_c \approx 10$ А/см². Измерения сопротивления на переменном токе в диапазоне частот $\omega/2\pi$ от 0.1 до 1 МГц проводились обычным четырехзондовым методом. Контакты создавались вжиганием серебряной пасты при 200 °С, и их сопротивление не превышало 10^{-3} Ом·см². Измерительный ток изменялся от 1 до 10 мА. Все измерения проводились в магнитном поле Земли в интервале температур от 4.2 до 290 К.

На рис. 1 приведены частотные зависимости модуля полного электрического сопротивления $|Z|$ при разных температурах. В нормальной фазе, как и следовало ожидать, $|Z|$ не зависит от частоты, поскольку основной вклад в импеданс вносит активное сопротивление. В сверхпроводящей фазе, начиная с некоторой частоты, наблюдается линейный рост $|Z|$ при увеличении ω . Отсюда можно сделать вывод, что основной вклад в импеданс связан с индуктивным сопротивлением. Определяя индуктивность L из тангенса угла наклона зависимостей на рис. 1, можно получить температурную зависимость $L(T)$ (рис. 2). Определенная таким образом индуктивность складывается из геометрической индуктивности образца