

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.222

АКУСТИЧЕСКИЙ ЯДЕРНЫЙ РЕЗОНАНС Li^7 В КРИСТАЛЛЕ LiF

Г. Л. Антокольский, В. М. Сарнацкий, В. А. Шутилов

В чистых щелочно-галогидных кристаллах взаимодействие ядер с колебаниями решетки имеет преимущественно квадрупольный характер, т. е. сводится к взаимодействию электрического квадрупольного момента ядра с переменными градиентами внутреннего электрического поля [1—3]. Последние характеризуются тензором 4-го ранга S_{ik} , определяющим величину анизотропного динамического градиента на единицу деформации решетки. В кристаллах кубической симметрии независимыми являются три компоненты этого тензора S_{11} , S_{12} и S_{44} , которые для чисто ионных соединений могут быть рассчитаны на основании точечной модели Ван Кранендонка [4] с заменой точечных зарядов ионов Ze на величину $(1 + \gamma)Ze$, где «фактор антиэкранирования» γ учитывает роль искажения электронной оболочки ионов в образовании градиента электрического поля на ядре при деформации решетки. Этой модели, по существу, соответствует лишь одна независимая компонента S -тензора, поскольку она дает [5]

$$S_{11} = -2S_{44} = -2S_{12} = \frac{11,8 Ze}{a^3}(1 + \gamma), \quad (1)$$

где a — межионное расстояние.

Теоретические значения γ возрастают с увеличением атомного веса, достигая для относительно тяжелых ионов нескольких десятков единиц (например, для $\text{Rb}^+ \gamma = 50$ [6]), что находится в качественном согласии с данными по акустическому резонансу и спин-решеточной релаксации. Однако для количественного объяснения опытных данных в изученных до сих пор кристаллах ионная модель оказывается недостаточной, поскольку в ней не учитывается перекрытие электронных оболочек, т. е. подмешивание ковалентной связи. Такой эффект особенно велик для тяжелых ионов со сложной электронной оболочкой и убывает с уменьшением атомного веса элементов [6].

Кристалл LiF состоит из наиболее легких ионов, имеющих компактные электронные оболочки, искажение которых, по-видимому, не может играть существенной роли в образовании градиентов электрического поля на ядрах, что косвенно проявляется в большом времени термической релаксации Li^7 . Нами исследован акустический резонанс ядер Li^7 в монокристалле LiF , в котором измеренное время релаксации Li^7 при ориентации внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 вдоль оси [110] составляло $T_1 \cong 5 \cdot 10^2$ сек. Исследования производились при комнатной температуре методом акустического насыщения стационарных сигналов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на частоте ультразвука 14 Мгц , соответствующей квадрупольным переходам Li^7 с $\Delta m = \pm 2$. Сигналы ЯМР Li^7 регистрировались на частоте 7 Мгц с помощью генератора Робинсона. По частотной зависимости эффекта насыщения была определена ширина линии акустического резонанса, которая при ориентации оси [110] $\parallel \mathbf{H}_0$ и при распространении продольного ультразвука вдоль оси [001] оказалась равной $(\Delta\nu)_a = 5 \cdot 10^4 \text{ гц}$, в то время как линия ЯМР имела ширину $\Delta\nu = 2,2 \cdot 10^4 \text{ гц}$. Максимальное насыщение составляло $\sim 40\%$. С учетом измеренных значений T_1 , $(\Delta\nu)_a$, конфигурации акустического поля, плотности ультразвуковой энергии в образце и ошибок измерений это дает величину константы динамической квадрупольной связи для однофононного процесса

$$eQS_{11} = (1,0 \pm 0,6) \cdot 10^6 \cdot h \text{ гц}, \quad (2)$$

что значительно меньше по сравнению с данными для других щелочно-галогидных кристаллов (например, для Na^{23} в NaCl $\frac{eQS_{11}}{h} = 2 \cdot 10^8 \text{ гц}$ [2]).

Подставляя в формулу (2) значения заряда электрона e , постоянной Планка h и квадрупольного момента ядра лития $Q = 4,0 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$, получим $S_{11} = (3,5 \pm 2) \cdot 10^{14} \text{ ед СГС}$, что хорошо согласуется с теоретическим расчетом для чисто ионной модели. Далее, на основании полученных результатов и формулы (1) имеем для Li^7 в LiF : $\gamma = -(0,5 \pm 0,3)$. Это означает, что электронная оболочка лития экранирует ядро от внешних градиентов, т. е. не усиливает, а ослабляет эффект спин-фононного

взаимодействия. Таким образом, для LiF точечная модель Ван Крапендонка, приводящая к одной независимой компоненте S -тензора, может служить достаточно хорошим приближением. Заметим, что теоретическое значение константы антиэкранирования для иона Li^+ составляет величину $\gamma = -0,25$ [7].

Полученные результаты позволяют также оценить и вероятности двух-фононных квадрупольных процессов, т. е. время спин-решеточной релаксации T_1 [4]. При температуре 300°K такая оценка дает для Li^7 величину $T_1 \sim 10^5$ сек, сравнение которой с измеренным значением $T_1 \cong 5 \cdot 10^2$ сек показывает, что в кристаллах LiF механизм термической релаксации ядер Li^7 имеет преимущественно магнитный дипольный характер, что в свою очередь согласуется с выводами, вытекающими из непосредственных исследований спин-решеточной релаксации в этих кристаллах [8].

В заключение авторы благодарят И. Г. Михайлова за внимание к работе и С. Б. Еронько за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Р. К е с с е л ь. Ядерный акустический резонанс. М., «Наука», 1969.
2. В. А. Ш у т и л о в. Ядерный магнитный резонанс на ультразвуке. Акуст. ж., 1962, 8, 4, 383—406.
3. Д. Б о л е ф. Взаимодействие акустических волн с ядерными спинами в твердых телах. В кн. «Физическая акустика», под ред. У. Мэзона, т. 4А, М., «Мир», 1969.
4. J. V a n K r a p e n d o n k. Theory of quadrupolar nuclear spin-lattice relaxation. Physica, 1954, 20, 10, 781—800.
5. E. F. T a y l o r, N. B l o m b e r g e n. Nuclear spin saturation by ultrasonics in sodium chloride. Phys. Rev., 1959, 113, 2, 431—438.
6. E. G. W i k n e r, T. P. D a s. Antishielding of nuclear quadrupole moments in heavy ions. Phys. Rev., 1958, 109, 2, 360—368.
7. T. P. D a s, R. B e r s o n. Variational approach to the quadrupole polarizability of ions. Phys. Rev., 1956, 102, 3, 733—738.
8. E. R. A n d r e w, K. M. S w a n s o n, B. R. W i l l i a m s. Angular dependence of nuclear spin-lattice relaxation time for several alkali halide crystals. Proc. Phys. Soc., 1961, 77, p. 1, 493, 36—48.

Ленинградский государственный университет

Поступила в редакцию
2 апреля 1970 г.

УДК 534.22

К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ И СКОРОСТИ ЗВУКА

А. Байдаев

На основе неравновесной термодинамики рассмотрим сплошную изотропную среду, с учетом влияния сдвиговой и объемной вязкостей и одного релаксационного процесса на распространение звука*. Для такой среды, написав систему уравнений [3], линеаризовав их и воспользовавшись Фурье-преобразованием, мы получим для комплексной скорости звука выражение

$$W^2 = \frac{c_0^2(1 - i\omega\tau n)}{1 - i\omega\tau} - \frac{i\omega\eta}{\rho_0}, \quad (1)$$

где $n = c_\infty^2 / c_0^2$, c_0 и c_∞ — значения скорости звука при $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$ соответственно, τ — время релаксации некоторого внутреннего параметра при постоянном объеме и энтропии, ρ_0 — плотность невозмущенной среды, $\eta = \eta_v + 4\eta_s/3$, η_v — коэффициент объемной вязкости (т. е. коэффициент при следе тензора деформации), η_s — коэффициент сдвиговой вязкости.

Из формулы (1) для коэффициента поглощения и скорости распространения звука получаются следующие выражения:

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2}{2c_0^2} \left[\left(\frac{1 + \omega^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2 n^2 + \varphi} \right)^{1/2} - \frac{1 + \omega^2\tau^2 n}{1 + \omega^2\tau^2 n^2 + \varphi} \right] \quad (2)$$

$$\frac{c_0^2}{c^2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1 + \omega^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2 n^2 + \varphi} \right)^{1/2} + \frac{1 + \omega^2\tau^2 n}{1 + \omega^2\tau^2 n^2 + \varphi} \right], \quad (3)$$

Здесь $\varphi = \omega^2\beta_{As}^2[\eta^2(1 + \omega^2\tau^2) + 2\eta\eta_m]$, где $\beta_{As} = 1/\rho_0 c_0^2$, $\eta_m = \rho_0\tau(c_\infty^2 - c_0^2)$.

* Аналогичный и более общий случай рассмотрены в работах [1, 2] и др. В данной заметке мы более подробно рассмотрим этот частный случай и приведем некоторые расчетные формулы.