

**ВОЗБУЖДЕНИЕ ТЕПЛОВЫМИ БАЛЛИСТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ
СИГНАЛОВ ЭПР, ОБЯЗАННЫХ ВЕРХНИМ ШТАРКОВСКИМ СОСТОЯНИЯМ
ПРИМЕСНОГО ИОНА Er^{3+} В КРИСТАЛЛЕ LiYF_4**

*С.А.Альтшулер, А.А.Антипин, Р.М.Рахматуллин,
Ю.К.Розенцвайг, А.А.Федий, В.И.Шленкин*

На примере примесных ионов Er^{3+} в кристалле LiYF_4 показана возможность обнаружения эффекта ЭПР, обязанного верхним шарковским уровням, заселение которых производится при помощи тепловых баллистических импульсов.

В кристаллах, содержащих ионы редких земель, наблюдение эффекта ЭПР из-за сильных спин-фононных взаимодействий возможно только

при гелиевых температурах¹⁾. Благодаря этому обычно видны резонансные линии, относящиеся лишь к основному состоянию редкоземельного иона. Иногда удается наблюдать спектры ЭПР первых возбужденных состояний, если соответствующие штарковские уровни отделены от основного уровня интервалом $\lesssim 15 \text{ см}^{-1}$. Положение можно кардинально изменить, если вместо стационарного нагревания кристалла для увеличения заселенности верхних уровней подвергнуть его воздействию тепловых баллистических импульсов. Таким путем нам легко удалось измерить спектры ЭПР, обзятанные первым двум возбужденным состояниям E_1^{3+} в кристалле LiYF_4 , отстоящим от основного состояния на 17 и 28 см^{-1} . На рис. 1 приведена схема штарковских и зеемановских расщеплений для нижних уровней E_1^{3+} в LiYF_4 [1, 2].

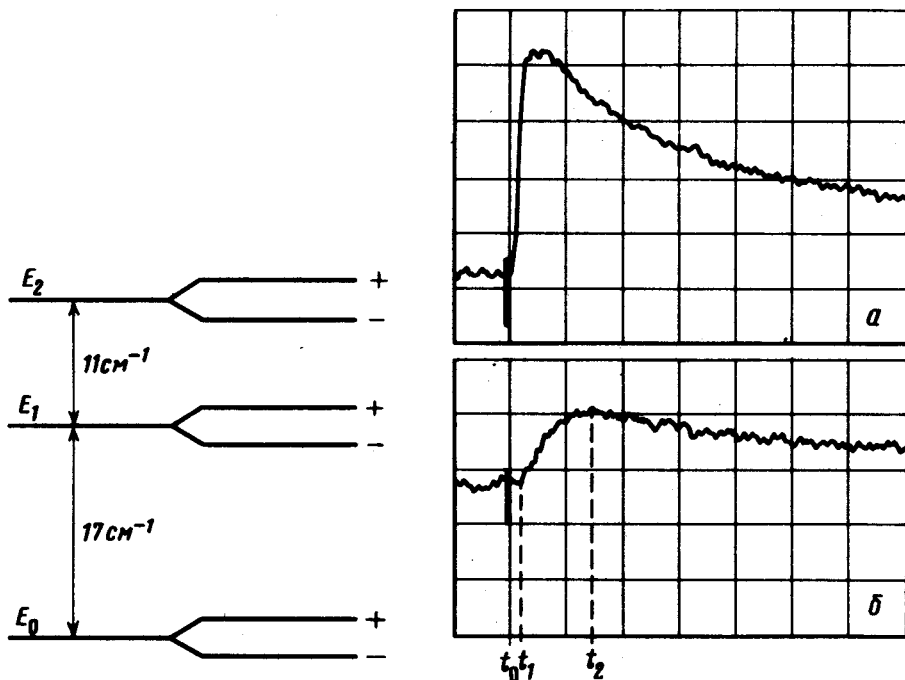


Рис. 1. Схема расщеплений основного термина $4I_{15/2}$ иона Er^{3+} в поле тетрагональной симметрии кристалла LiYF_4 и внешнем магнитном поле (приведены три нижних штарковских уровня)

Рис. 2. Осциллограммы временных зависимостей сигналов ЭПР от первого (а) и второго (б) возбужденных дублетов Er^{3+} в LiYF_4 (t_0 — момент окончания теплового импульса, масштаб по горизонтальной оси 100 мксек/дел)

Опыты проводились с помощью супергетеродинного спектрометра ЭПР на частоте $\approx 36,2 \text{ ГГц}$ при температуре $T = 4,2 \text{ К}$. Кристалл, представляющий собой цилиндр диаметром 2,5 мм и высотой 5 мм, вставлялся одним торцом в пучность радиочастотного магнитного поля резо-

¹⁾Исключение составляют ионы Gd^{3+} и Eu^{2+} , находящиеся в S-состоянии.

натора с типом волны H_{01} . Тетрагональная ось кристалла c была направлена вдоль цилиндра и составляла угол 90° с постоянным магнитным полем H_0 . На торце кристалла, находящийся вне резонатора, вакуумным распылением наносился тонкопленочный константановый нагреватель с сопротивлением $R_H = 25$ Ом. Амплитуда тепловых импульсов составляла 18 В, а их длительность — 200 нсек. Полученные результаты даны на рис. 2 и рис. 3. Отметим, что запись спектра ЭПР (см. рис. 3) осуществлена с помощью узкополосного усиления и синхронного детектирования на частоте следования тепловых импульсов равной 250 Гц. Сигналы противоположной фазы на контуре линии ЭПР от второго возбужденного дублета $E_{\Gamma^{3+}}$ (рис. 3) соответствуют линиям сверхтонкой структуры $E_{\Gamma^{167}}$ основного дублета.

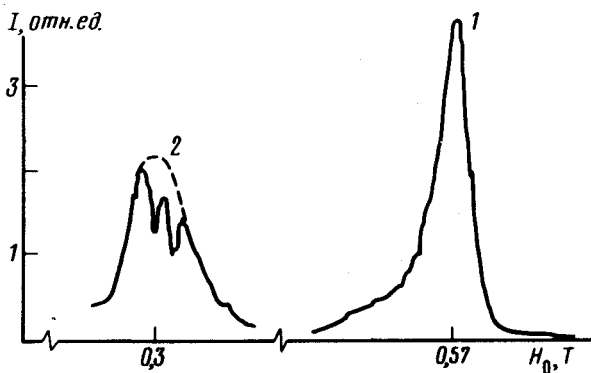


Рис. 3. Запись спектра ЭПР первого (1) и второго (2) возбужденного дублетов $E_{\Gamma^{3+}}$ в $LiYF_4$, полученная с применением метода тепловых импульсов

На рис. 2, а показано, как изменяется со временем интенсивность линии ЭПР, связанной с ионами, находящимися на уровне E_1 . Очевидно, что некоторое время необходимо для того, чтобы тепловой импульс успел воздействовать на значительную часть объема кристалла. По всей вероятности, поэтому сигнал ЭПР появляется по прошествии промежутка времени $t_1 \lesssim 5$ мксек после входжения импульса в кристалл. Примерно такое время требуется для достижения противоположной нагревателю грани кристалла. После этого за время $t_2 - t_1$ идет быстрое нарастание эффекта, что связано с резонансным поглощением фононов, частота которых ν_1 соответствует переходам $E_{0+} \rightarrow E_{1+}$ и $E_{0-} \rightarrow E_{1-}$, происходящим без изменения ориентации магнитного момента. Вследствие этого относительная заселенность компонент дублета $E_{1\pm}$ такова же, что и компонент основного дублета $E_{0\pm}$ при температуре 4,2 К. Наконец, при $t > t_2$ интенсивность эффекта спадает вследствие различных релаксационных процессов, среди которых главную роль, видимо, играют процессы неупругого рассеяния резонансных фононов частоты ν_1 . Зависимость от времени эффекта ЭПР, вызываемого ионами на уровне E_2 , носит тот же характер (см. рис. 2, б), но t_1 в несколько раз больше, что обусловлено в основном меньшим числом фононов частоты $\nu_2 = (E_2 - E_0) / h$ в тепловом импульсе.

Нам представляется, что описанный здесь метод может с успехом быть применен для обнаружения эффекта ЭПР от возбужденных состояний: 1) ван-флековских парамагнетиков, 2) примесных редкоземельных ионов в металлах, 3) обменно-связанных пар с короткими временами спин-решеточной релаксации. В магнитно упорядоченных средах, содержащих редкоземельные ионы, данный метод может служить для изучения эффектов, подобных описанному в [3]. Отметим также, что детальный анализ кинетики сигналов ЭПР, наведенных тепловым импульсом, позволит определить механизмы, которые обуславливают процесс распространения неравновесных фононов терагерцовых частот в парамагнитных кристаллах.

Казанский государственный
государственный университет

Поступила в редакцию
12 мая 1981 г.

Литература

- [1] S.M.Kulpa. J. Phys. Chem. Solids. 36, 1317, 1975.
 - [2] А.А.Антипин, Б.Н.Казаков, С.Л.Кораблева, Р.М.Рахматуллин, Ю.К.Чиркин, А.А.Федий. Изв. высш. уч. зав., сер. Физика, №9, 93, 1978.
 - [3] Е.И.Головенчиц, Б.Д.Лайхтман, В.А.Санина. Письма в ЖЭТФ, 31, 243, 1980.
-