

Давление создавалось в камере «закругленный конус-плоскость» [2]. Для измерения давления использовались рубиновые датчики микронных размеров [2]. На рис. 1 представлены результаты измерения распределения давления в образце РbТе при различных нагрузках при $T = 300$ (а) и 4.2 К (б). Если максимальное давление в камере превышает 7 ГПа ($T = 300$ К), на эпюрах давления появляется характерная аномалия, свидетельствующая о наличии фазового превращения, причем величина давления хорошо согласуется с рентгеновскими данными [3, 4]. С понижением температуры до 77 К давление, при котором наблюдается аномалия, составляет ~ 10 ГПа и практически не изменяется с дальнейшим понижением температуры до 4.2 К.

При давлении 16 ГПа ($T = 300$ К) РbТе переходит в новую модификацию, обладающую кристаллической структурой типа CsCl [4]. Этой величине соответствует появление на эпюре распределения давления новой аномалии. Давление, при котором аномалия наблюдается при 77 и 4.2 К, составляет ~ 18 ГПа. Измерения зависимости электросопротивления от температуры указывают, что образовавшаяся фаза является сверхпроводящей с $T_c \simeq 6$ К.

Аналогичные измерения проводились на образцах PbSe и PbS, которые также испытывают переход в сверхпроводящее состояние при $P \simeq 18$ и $\simeq 24$ ГПа с $T_c \simeq 6.5$ и $\simeq 7$ К соответственно [5, 6]. Совокупность полученных данных позволила построить $P-T$ диаграммы указанных веществ до давления 35 ГПа в диапазоне температур 4.2—300 К (рис. 2).

Список литературы

- [1] Бланк В. Д., Богуславский Ю. Я., Еремец М. И. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 3. С. 922—926.
- [2] Тимофеев Ю. А., Виноградов Б. В., Бегоулев В. Б., Яковлев Е. Н. // Физика и техника высоких давлений. 1984. № 17. С. 35—39.
- [3] Fujii Y., Kitamura K., Onodera A., Yamada Y. // Sol. St. Comm. 1984. V. 49. N 2. P. 135—139.
- [4] Chattopadhyay T., Werner A., Schnering H. G. von, Pannetier J. // Revue Phys. Appl. 1984. V. 19. P. 807—813.
- [5] Тимофеев Ю. А., Виноградов Б. В., Яковлев Е. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 8. С. 2510—2512.
- [6] Брандт Н. Б., Гицу Д. В., Попович Н. С., Сидоров В. И., Чудинов С. М. // Письма ЖЭТФ. 1975. Т. 22. № 4. С. 225—229.

Институт физики высоких давлений
АН СССР
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
14 декабря 1988 г.

ЯМР ^{57}Fe В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

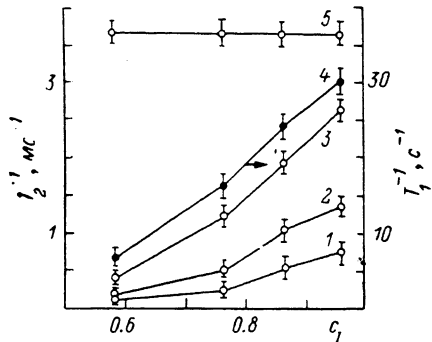
В. Н. Бержанский, С. Н. Полулях

Взаимодействие ядерной и электронной спиновых систем в магнитоупорядоченных веществах реализуется за счет сверхтонкого взаимодействия, которое приводит к косвенным взаимодействиям ядерных спинов посредством виртуальных магнонов (взаимодействие Сула—Накамуры). При этом, как показывает теоретический анализ, эффективность релаксационных процессов в ядерной системе пропорциональна концентрации магнитных ядер [1, 2]. В работе [3] обнаружено различие в характере и временах спада амплитуды спинового эха в поликристаллических образ-

цах ЖИГ с естественным и обогащенным до 87.1 % содержанием ^{57}Fe . Однако в настоящее время отсутствуют экспериментальные работы, в которых проводилось бы последовательное исследование эффективности сул-накамуровских взаимодействий в магнетиках. Целью данной работы является исследование ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ядер ^{57}Fe в эпитаксиальных пленках железо-иттриевого феррит-граната (ЖИГ) и анализ влияния концентрации магнитных ядер на процессы ядерной релаксации.

Пленки $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната, ориентированных в плоскости {111}. Концентрация изотопа ^{57}Fe изменялась от 0.58 до 0.96. Толщина пленок, определенная интерферрометрическим методом, составляла 5—10 мкм. Доменная структура наблюдалась с помощью эффекта Фарадея и носила лабиринтный характер.

ЯМР наблюдался на спектрометре спинового эха при температурах 77 и 300 К. Вид спектров ЯМР внутридоменных ядер не зависел от толщины пленок, концентрации изотопа и содержал, как и в массивных



Зависимость скорости релаксации от концентрации изотопа ^{57}Fe .

Поперечная релаксация: 1 — d -узлы, 2 — a_1 -узлы, 3 — a_2 -узлы, $T=77$ К, 5 — 300 К; продольная релаксация: 4 — a_2 -узлы, $T=77$ К.

образцах [4], три линии d , a_1 , a_2 (при температуре 77 К $f_d=64.35$, $f_{a_1}=74.5$, $f_{a_2}=75.45$ МГц), соответствующие ядрам тетраэдрически и октаэдрически координированных ионов Fe^{3+} . Наличие двух линий в спектре ядер октаэдрических ионов обусловлено понижением точечной симметрии октаэдрических и формированием выделенной оси типа $\langle 111 \rangle$. Линия a_1 соответствует параллельной ориентации вектора намагниченности \mathbf{M} и локальной оси симметрии, а линия a_2 — углу 70.5° между этой осью и \mathbf{M} . Соотношение интенсивностей линий отклоняется от соотношения числа неэквивалентных узлов $1/3 \leq I_{a_1}/I_{a_2} < 1$, что обусловлено неоднородным уширением спектральной линии. Важно отметить, что при отклонении ориентации намагниченности от оси $\langle 111 \rangle$ в спектре ЯМР ядер октаэдрических ионов могут наблюдаться либо две линии равной интенсивности, либо три или четыре линии. Поэтому из полученных спектров следует, что, несмотря на наличие размагничивающих полей формы образца и полей, наведенных упругими напряжениями, ориентация намагниченности в доменах определяется кубической кристаллографической анизотропией.

Измерение скорости поперечной релаксации T_2^{-1} проводилось по экспоненциальному участку зависимости спада амплитуды двухимпульсного эха от задержки между импульсами. Скорость продольной релаксации T_1^{-1} определялась по двух- и трехимпульсным методикам. При температуре 77 К наблюдается возрастание скорости поперечной релаксации с увеличением концентрации изотопа ^{57}Fe , при этом крутизна наклона различна для трех линий (см. рисунок). Скорость продольной релаксации в a_2 позициях также возрастает с увеличением концентрации магнитных ядер. Аналогичное увеличение (уменьшение) T_1^{-1} с увеличением (уменьшением) скорости поперечной релаксации наблюдается для всех трех линий.

Для скорости поперечной релаксации имеем [1]

$$1/T_2^{SN} \sim c_1 \omega_n^4 / \omega_E^3 \omega_s^{1/2}, \quad (1)$$

где ω_E , ω_s — характерные частоты электронной системы; ω_n — частота ЯМР. Однако линейная аппроксимация T_2^{-1} в широком диапазоне концен-

трагий не позволяет достичь удовлетворительного согласования полученных скоростей релаксации для изотоп-обогащенных пленок ЖИГ со скоростями поперечной релаксации в массивных образцах с естественным содержанием ^{57}Fe . Различие в крутизне наклона концентрационных зависимостей T_2^{-1} для различных спектральных линий также не может быть объяснено в рамках частотной зависимости второго момента и связано с анизотропией ядерно-ядерных взаимодействий в октаэдрических позициях.

Наблюдающееся при 300 К увеличение скоростей релаксации и исчезновение концентрационной зависимости T_1^{-1} и T_2^{-1} для всех трех линий (при этом $T_2 < 2T_1$) свидетельствуют о том, что при высоких температурах в скорости поперечной релаксации доминирует вклад, связанный с продольными флуктуациями сверхтонкого поля.

Концентрационная зависимость T_1^{-1} при 77 К неясна, так как затухание продольной компоненты намагниченности не связано с ядерно-ядерными взаимодействиями и механизмы, определяющие T_1 , не должны зависеть от концентрации магнитных ядер [1].

Авторы благодарят И. А. Жмурову и С. М. Гусева за приготовление образцов и С. Г. Бугаевскую за магнитооптический контроль пленок.

Список литературы

- [1] Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [2] Suhl H. // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 606.
- [3] Петров М. П., Паугурт А. П. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 10. С. 2829—2834.

Симферопольский государственный университет им. М. В. Фрунзе
Симферополь

Поступило в Редакцию
15 декабря 1988 г.

УДК 539.67

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

ОСОБЕННОСТИ АМПЛИТУДНЫХ И ВРЕМЕННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В СИСТЕМЕ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x} + x\text{ZrO}_2$

В. Г. Барьяхтар, В. Н. Варюхин, С. Б. Стронгин

1. В настоящее время акустические методы исследования сверхпроводящих металлооксидов получили достаточно широкое распространение [1-10]. В основном исследования выполнены при температурах ниже комнатной в килогерцевом и мегагерцевом диапазонах частот. Область высоких температур исследовалась менее интенсивно [11, 12]. Это связано с экспериментальными трудностями проведения измерений при высоких температурах в области высоких частот из-за высокого уровня затухания ультразвука. Более целесообразно такие измерения проводить в области низких частот упругих колебаний [12]. Однако повышенная хрупкость высокотемпературных сверхпроводящих металлооксидов системы YBaCuO при комнатной температуре затрудняет получение однородных, тонких, протяженных образцов для проведения корректных исследований в герцевом диапазоне частот. В работах [13, 14] содержатся сведения, позволяющие предполагать, что введение в систему YBaCuO оксида циркония может положительно сказаться на механических характеристиках полу-