

В нелегированном образце, а также в $\text{CdTe}\langle\text{Se}\rangle$ с $N_{\text{Se}} > 10^{19} \text{ см}^{-3}$ уровень N_{A1} полностью компенсирован и проводимость контролируется более глубоким уровнем $E_{\text{A2}} = E_{\text{V}} + 0.12 \text{ эВ}$, который начинает истощаться при комнатных температурах. Из рис. 3 ясно, что $W(T)$ повторяет температурную зависимость заряда акцепторов. В случае полной ионизации акцепторов W перестает зависеть от температуры. Аналогичный вывод сделан в работе [7], в которой исследовался экспоненциальный край поглощения кристаллов $p\text{-GaAs}$.

Таким образом, сравнение электрических и оптических данных приводит к выводу, что ближний хвост поглощения ($\Delta = 0.03 \div 0.05 \text{ эВ}$) в кристаллах теллурида кадмия обуславливается ионизированными основными примесями. В формировании ближнего хвоста принимают участие не только мелкие акцепторы с энергией ионизации $E_{\text{A1}} = (0.05 - 0.06) \text{ эВ}$, но и более глубокие $E_{\text{A2}} = (0.11 - 0.13) \text{ эВ}$. Компенсирующие доноры, возможно, вносят температурно-независимый вклад в размытие края поглощения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Баженов В. К., Фистуль В. И. // ФТП. 1984. Т. 18. № 8. С. 1345—1362.
- [2] Заячковский В. П., Кучма Н. И., Орленко В. Ф., Троцюк Н. И. // Тез. докл. II Всес. конф. «Материаловедение халькогенидных и кислородосодержащих полупроводников». Черновцы, 1986. Ч. 1. С. 236.
- [3] Агринская Н. В., Матвеев О. А. // ФТП. 1983. Т. 17. № 3. С. 394—397.
- [4] Urbach F. // Phys. Rev. 1953. V. 92. N 5. P. 1325—1327.
- [5] Меркулов Н. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 6. С. 2314—2323.
- [6] Zanio K. // Semiconductors and Semimetals. V. 13. Cadmium Telluride. N. Y., 1978. 235 p.
- [7] Redfield D., Afromowitz M. A. // Appl. Phys. Lett. 1967. V. 11. N 4. P. 138—140.

Украинский институт
инженеров водного хозяйства
Ровно

Поступило в Редакцию
3 декабря 1987 г.

УДК 539.14.43+538.6

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛИНИИ ЯМР ЯДЕР ^{57}Fe В ДОМЕНАХ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ ПРИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

С. П. Кунцевич, А. А. Безлепкин

Процесс спиновой переориентации в доменных границах (ДГ) гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (BaM) обуславливает ряд особенностей внутриграницных спектров ЯМР. В работах [1-3] было показано, что, изучая ЯМР в ДГ, можно получить полезную информацию относительно анизотропии локальных частот, ее температурных изменений и взаимосвязи этих изменений с величиной локальной намагниченности в ДГ.

В данной работе изучается влияние процесса спиновой переориентации, обусловленного внешним магнитным полем, на ЯМР ядер ^{57}Fe в доменах BaM .

Исследования проводились на монокристаллах, выращенных из раствора в расплаве флюса $\text{BaO}-\text{B}_2\text{O}_3$. Образцы имели 95%-ное обогащение изотопом ^{57}Fe . Фазовый состав кристаллов контролировался рентгенографически. ЯМР наблюдался методом спинового эха с помощью некогерентного спектрометра, позволяющего фиксировать амплитуду эхосигналов в зависимости от частоты заполнения радиочастотных импульсов. Исследованные образцы имели форму, близкую к сферической.

Было выяснено, что при намагничивании кристалла в базисной плоскости спектр ЯМР может состоять из одной, двух или трех линий в за-

зависимости от направления магнитного поля относительно оси a в плоскости базиса для различных подрешеток.

На рис. 1 приведена зависимость частоты сигналов спинового эха ядер ^{57}Fe в доменах от величины магнитного поля для октаэдрической подрешетки a при 77 К. Кривая 1 соответствует намагничиванию в направлении оси c ; кривые 2—4 отвечают полю, приложенному в базисной плоскости под углом 15° к оси a . Подрешетки с соответствуют полю, параллельному оси c (5) и приложенному в базисной плоскости (6). Для кристаллов ВаМ гексагональная ось c является направлением легкого намагничивания, а любое направление в базисной плоскости является направлением трудного намагничивания. При намагничивании образца ВаМ вдоль оси c для подрешетки a имеется одиночная линия ЯМР; если же поле приложено в базисной плоскости под углом 15° относительно оси a , то линия ЯМР при увеличении поля уширяется и, как видно из рис. 1, разделяется на три.

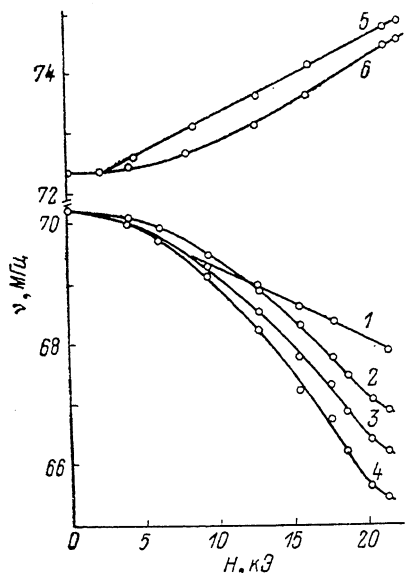


Рис. 1.

На рис. 2 показан спектр ЯМР ядер подрешетки a при 77 К в магнитном поле 21.3 кЭ. Линии 1—3 соответствуют состоянию кристалла, намагниченного в базисной плоскости, а линия 4 — кристалла, намагничен-

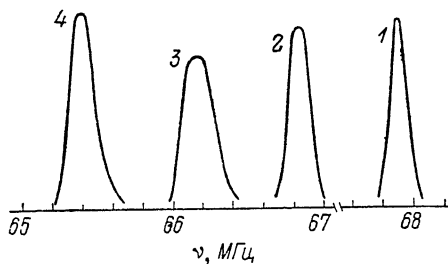


Рис. 2.

ного в направлении оси c . Для феррита ВаМ при температуре 77 К поле анизотропии составляет $H_a = 16.2$ кЭ, что существенно меньше внешнего поля, поэтому вектор намагниченности ориентирован в базисной плоскости. Из рис. 2 следует, что при $H \perp c$ спектр ЯМР состоит из трех линий, максимумы которых соответствуют частотам (МГц): $\nu_1^{\perp} = 65.40$, $\nu_2^{\perp} = 66.16$, $\nu_3^{\perp} = 66.85$. При $H \parallel c$ спектр ЯМР подрешетки a состоит из одной линии с максимумом на частоте $\nu_{\parallel} = 67.90$ МГц. Это дает основание считать, что подрешетка a содержит три группы ядер, которые при $H \parallel c$ имеют одну и ту же частоту ЯМР ν_{\parallel} . Обращает на себя внимание то обстоятельство, что интенсивность линии при $H \parallel c$, когда все три группы ядер имеют одинаковую резонансную частоту, сравнима с интенсивностью линий каждой группы ядер при $H \perp c$. Это связано с тем, что коэффициент усиления ЯМР различен для этих двух направлений: $\eta_{\parallel} = H_3 / (H_a + H)$ при $H \parallel c$, $\eta_{\perp} = H_3 / H$ при $H \perp c$, H_3 — локальное поле на ядрах при $H = 0$.

Из рис. 2 следует, что для рассматриваемого случая изменение величины локальной частоты ЯМР при переориентации вектора намагниченности для различных групп ядер составляет (МГц): $\delta \nu_1 = \nu_1^{\perp} - \nu_{\parallel} = -1.05$, $\delta \nu_2 = -1.74$, $\delta \nu_3 = -2.50$, что соответствует изменению локальных полей (кЭ): $\delta H_1 = -7.63$, $\delta H_2 = -12.64$, $\delta H_3 = -18.16$. В [4] была рассчитана анизотропия дипольных полей при переориентации вектора намагниченности от оси c к базисной плоскости, которая для подрешетки a составляет ~ 11 кЭ, т. е. имеет тот же порядок, что и величины δH_1 , δH_2 , δH_3 .

Нами были изучены зависимости частот ЯМР трех рассматриваемых групп ядер при изменении ориентации направления магнитного поля

в базисной плоскости. Установлено, что при этом для каждой из трех групп ядер частота ЯМР изменяется по гармоническому закону с периодом 180° и максимальное изменение частоты составляет 1.65 МГц, что соответствует изменению локальных полей на ядрах ~ 12 кЭ.

Мы исследовали также влияние магнитного поля при той же геометрии опытов, что и для подрешетки a , на спектр ЯМР ядер ^{57}Fe , локализованных в доменах, остальных подрешеток b, c, d, e . Для них спектр представляет собой одиночную линию при намагничивании в любом направлении. Для иллюстрации на рис. 1 приведены полевые зависимости частоты ЯМР ядер подрешетки c .

Таким образом, из приведенных экспериментальных результатов следует, что в гексаферрите $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ только для октаэдрической подрешетки a имеет место расщепление линии ЯМР при изменении ориентации спинов от оси c к базисной плоскости. Расщепление связано с существованием в подрешетке a трех групп ядер, для которых анизотропия локальных полей зависит от ориентации вектора намагниченности в базисной плоскости.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кунцевич С. П., Безлепкин А. А., Попков Ю. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1820—1826.
- [2] Кунцевич С. П., Безлепкин А. А. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 11. С. 1200—1205.
- [3] Кунцевич С. П., Безлепкин А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2595—2599.
- [4] Smit J., Duyvesteyn A. J. W. Colloque Inter. Magn. Grenoble, 1958. P. 304.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
23 февраля 1988 г.

УДК 537.311.33 : 534.2

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ФОНЫ В γ -ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ Ge : Sb

Б. А. Данильченко, С. Х. Рожко

Особенностью донорных примесей в Ge является их сильное резонансное взаимодействие с акустическими фонанами, которые вызывают электронные переходы между синглет-триплетным расщеплением 4Δ основного состояния примеси. Для Sb в Ge величина $4\Delta = 0.32$ мэВ, поэтому примесь Sb вносит заметный вклад в рассеяние фононов при гелиевых температурах. Величина 4Δ увеличивается с давлением [1], что приводит к перестройке резонансного рассеяния по частотам фононов. В экспериментах с тепловыми импульсами это обстоятельство позволяет определить вклад донорных состояний в общее рассеяние акустических фононов в интервале частот 10^{11} — 10^{12} Гц [2].

В кристаллах легированного германия заселенность донорных состояний уменьшается с дозой облучения и после n — p конверсии практически равна нулю при гелиевых температурах [3]. Это связано с тем, что примеси V группы в Ge эффективно взаимодействуют с радиационными дефектами, образуя уровни акцепторного типа вблизи $E_c - 0.2$ эВ. Такой радиационный комплекс захватывает на себя электрон из мелкого донорного состояния, так что его образование приводит к удалению двух электронов из состояний донорных примесей [4].

Уменьшение заселенности донорных состояний при облучении должно в первую очередь сказаться на изменении акустической прозрачности