

$T_2 > T > T_3$ и $T < T_4$ являются полярными. Для полного выяснения природы всех обнаруженных фазовых переходов требуются дальнейшие исследования различных физических свойств и, особенно, структурные исследования.

Список литературы

- [1] Blinc R., Levanyuk A. Incommensurate phases in dielectrics. V. 14.2. N.-Holland, 1986. 320 p.
- [2] Данилов В. В., Оношко В. В., Богданова А. В., Шульга В. Г. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 8. С. 2488—2490.
- [3] Богуславский А. А., Лотфуллин Р. Ш., Симонов М. В., Кириленко В. В., Пахомов В. И., Михайлова А. Я. // ФТТ. 1983. Т. 27. № 2. С. 523—524.
- [4] Петров В. В., Халахан А. Ю., Пицюга В. Г., Ячменев В. Е. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1563—1565.
- [5] Дмитриев В. П., Юзюк Ю. И., Трегубченко А. В., Ларин Е. С., Кириленко В. В., Пахомов В. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1214—1216.
- [6] Лянде С. А., Михайлова А. Я., Пахомов В. И., Кириленко В. В., Шульга В. Г. // Коорд. химия. 1983. Т. 9. № 7. С. 998—999.

Институт физики
Дагестанский филиал АН СССР
Махачкала

Поступило в Редакцию
28 февраля 1989 г.

УДК 548 : 539.32

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ БЕЗДИСЛОКАЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ АНТИМОНИДА ИНДИЯ С РАЗЛИЧНОЙ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ

П. А. Максимюк, А. В. Фомин, В. А. Глей, А. П. Оношко,
М. Ю. Кравецкий, М. Я. Скороход

Настоящая работа является продолжением исследований упругих и неупругих характеристик кристаллов антимонида индия [1]. Исследования внутреннего трения (ВТ) антимонида индия свидетельствуют о возможности применения этого метода для изучения его структурных дефектов. Целью настоящего сообщения было изучение ВТ и модулей упругости бездислокационных кристаллов антимонида индия различной кристаллографической ориентации.

Для измерений использовался метод изгибных колебаний при знакопеременной деформации $\sim 10^{-7}$ в вакууме $\sim 10^{-3}$ Па. Приборные потери сводились к минимуму путем применения образцов III-образной формы, которые вырезались химической резкой [2] из одного бездислокационного слитка InSb. Были изготовлены две серии (по два в каждой) образцов, вырезанных по плоскости (111) в направлении [110] и по плоскости (110) в направлении [111]; толщина кристаллов ~ 300 мкм. Для контроля дислокационной структуры перед и после измерения температурных зависимостей ВТ снимались рентгеновские топограммы по методу Бормана. Указанные измерения не влияли на дислокационную структуру, образцы оставались бездислокационными.

На рис. 1 представлены температурные зависимости ВТ бездислокационных кристаллов InSb. На кривой ВТ (1) максимум наблюдался при ~ 520 К. Для кристаллографического направления (110) [111] этот максимум на кривой 2 сместился в температурное положение ~ 480 К, при этом высота его оказалась почти в два раза меньше. Температурное поло-

жение максимумов ВТ для указанных ориентаций изменялось в интервале ± 10 К, а максимальное изменение высоты максимума для одной и той же ориентации не превышало 30 %. После отжига при 570 К при охлаждении наблюдались исчезновение пика на кривой 3 и понижение фона ВТ. Такая же зависимость без пика ВТ наблюдалась для кристалла ориентации (111) [110] после отжига при охлаждении. Отсутствие дислокаций на рентгеновской топограмме до и после температурных измерений ВТ свидетельствует о том, что этот максимум не обусловлен дислокационным механизмом.

Энергия активации релаксационного процесса, обуславливающего появление данного максимума, определялась по тангенсу угла наклона кривой пика, перестроенной в координатах $\ln Q^{-1} - T^{-1}$, а также независимым способом по формуле Верта—Маркса [3] и оказалась равной 0.8 ± 0.1 эВ. Постоянная времени релаксации τ_0 , определенная из условия существования релаксационного максимума $\omega\tau=1$, была равна $\tau_0 \approx 1.6 \cdot 10^{-12}$ с, частотный фактор $f_0 \approx 6.3 \cdot 10^{11}$ Гц.

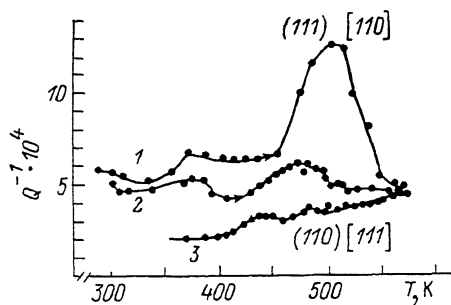


Рис. 1. Температурные зависимости ВТ бездислокационных кристаллов InSb ориентаций (111) [110] (1) и (110) [111] (2) при нагреве и (110) [111] при охлаждении после отжига при 570 К в течение 0.5 ч (3).

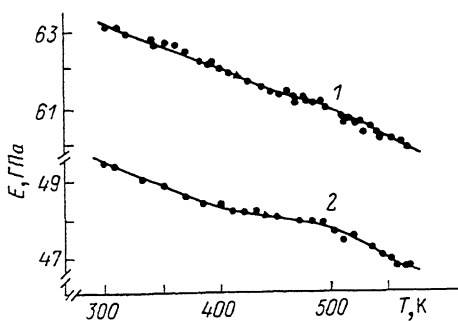


Рис. 2.

Сравнение полученных результатов с литературными данными [4] позволяет предположить, что данный максимум ВТ в бездислокационных кристаллах InSb обусловлен релаксационным процессом переориентации вакансионных комплексов при знакопеременной деформации. Исчезновение максимума при охлаждении после отжига объясняется распадом этих вакансионных комплексов.

Поскольку образцы готовились из одного и того же слитка, то плотность вакансионных комплексов в них была одинаковой. Тот факт, что высота максимума для двух кристаллографических ориентаций различна, по-видимому, свидетельствует о неодинаковом сопротивлении миграции вакансионных комплексов по этим направлениям, отличающимся разным расположением плотноупакованной атомной плоскости относительно направления изгибных колебаний образца. Возможной причиной наблюдения максимума при разных температурах в кристаллах с различной ориентацией может быть отличие формы присутствующих в них комплексов от сферической.

На рис. 2 представлены температурные зависимости модулей упругости E_{111} (1) и E_{110} (2). Наблюдается уменьшение модулей с релаксацией их при ~ 520 К для E_{110} и при ~ 470 К для E_{111} в областях существования соответствующих максимумов ВТ, что подтверждает природу релаксационных потерь, обуславливающих появление этих максимумов.

Таким образом, изучение ВТ и модулей упругости в бездислокационных кристаллах антимонида индия различной ориентации дает информацию о природе и динамике вакансионных комплексов в этом материале.

- [1] Максимюк П. А., Фомян А. В., Глей В. А., Оношко А. П., Дячук Р. И., Кравецкий М. Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2868—2869.
 [2] Балав В. З., Засимчук И. К., Козицин В. Н., Фомян А. В. // ПТЭ. 1985. № 6. С. 210—213.
 [3] Криштал М. А., Головин С. А. Внутреннее трение и структура металлов. М.: Металлургия, 1976. 376 с.
 [4] Вернер В. Д., Ковязин М. Г., Мильвидский В. Б., Освенский Л. П., Холодный М. Г. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3304—3309.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
20 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
2 марта 1989 г.

УДК 537.611.2

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ МАГНЕТИКЕ

Э. Е. Зубов, В. Н. Криворучко, В. Ю. Колманович

1. В условиях конкурирующего характера одноионных, обменных и других магнитных взаимодействий квантовые особенности ферромагнетиков (ФМ) с одноионной анизотропией (ОА) типа «легкая плоскость» (ЛП) проявляются наиболее ярко. Однако рассмотрение такого типа систем до сих пор осуществлялось либо в приближении молекулярного поля (МП) [1-4], либо в различных модификациях расщепления Тябликова [5, 6]. Несмотря на то что эти методы дают качественно, а в некоторых случаях и количественно верную картину магнитных явлений, они не могут рассматриваться как методы последовательной теории возмущения.

Нами диаграммным методом спиновых функций Грина [7-9] для ЛП ФМ получено выражение для частот спиновых волн с учетом тепловых и квантовых флуктуаций. Найдено уравнение линий фазового перехода 2-го рода типа порядок—беспорядок. Исследованы условия фазового перехода в различных предельных случаях значений параметра $D/J(0)$, где D — константа ОА; $J(0)$ — нулевая Фурье-компонента обмена. Результаты численного анализа представлены графически и сравниваются с данными других работ [4-6, 9, 10]. Показано, что квантовые флуктуации существенно перенормируют температуру фазового перехода в рассматриваемых системах.

2. Запишем гамильтониан синглетного магнетика ($S=1$) в виде

$$\mathcal{H} = -D \sum_I (S_I^z)^2 - \sum_{I, I'} J_{II'} (S_I^x S_{I'}^x + S_I^y S_{I'}^y) - H \sum_I S_I^z, \quad (1)$$

где $J_{II'}$ — параметр обменного взаимодействия магнитных ионов в узлах I и I' ; поле H направлено вдоль трудной оси.

При $D < 0$ фазовый переход из парамагнитной (ПМ) в упорядоченную ЛП фазу осуществляется с возникновением намагнитченности в базисной плоскости. Такой переход является фазовым переходом 2-го рода [4], согласно теории Ландау [11], в спектре собственных возбуждений системы существует мягкая мода, отвечающая критическим флуктуациям параметра порядка.

Нами получены уравнения для спиновых функций Грина (ФМ) (1). Действительная часть полюса функции Грина определяет перенормированные частоты спиновых волн.