

позволяет правильно воспроизвести дебаевский участок спектра $G(\omega) \sim \omega^2$. В методе тетраэдров эта трудность отсутствует.

На рис. 2, 3 приведены удельная теплоемкость $C_v(T)$ и характеристическая температура $\Theta_v(T)$ для $ZnGeP_2$, рассчитанные без учета поправок на ангармонизм, а также экспериментальные данные [4]. Видно хорошее согласие расчета и эксперимента.

Список литературы

- [1] Miller A., Holah G. D., Clark W. C. // J. Phys. Chem. Sol. 1974. V. 35. N 6. P. 685—693.
- [2] Bettini M., Miller A. // Phys. St. Sol. 1974. V. B66. P. 579—586.
- [3] Григорьев В. С., Марков Ю. Ф., Рыбакова Т. Ф. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 1993—1995.
- [4] Abrahams S. C., Hsu F. S. L. // J. Chem. Phys. 1975. V. 63. N 3. P. 1162—1165.
- [5] Караваев Г. Ф., Поплавной А. С., Тютерев В. Г. // Изв. вузов, физика. 1970. № 10. С. 42—48.
- [6] Поплавной А. С., Тютерев В. Г. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 3. С. 1055—1060.
- [7] Poplavnoi A. S., Tyuterev V. G. // J. de Physique. 1975. Coll. C. 3. Suppl. N 9. V. 36. P. C3—169—C3—176.
- [8] Поплавной А. С. // Изв. вузов, физика. 1986. № 8. С. 5—18.
- [9] Копытов А. В., Золотарев М. Л., Поплавной А. С. // Деп. в ВИНТИ. 1985. № 209-85.

Томский государственный университет
ФТИ
Томск

Поступило в Редакцию
16 января 1989 г.

УДК 669.863

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 8, 1989

МАГНИТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ТЕРБИЯ И ДИСПРОЗИЯ

Г. И. Катаев, С. В. Редько,
М. Р. Самтаров, А. М. Тишин

Интерес к исследованию геликоидальных антиферромагнитных структур (АФМ), наблюдаемых в тяжелых редкоземельных металлах (РЗМ), в настоящее время в значительной степени связан с необходимостью детального изучения воздействия на эти структуры магнитных полей, приложенных вдоль разных кристаллографических направлений. Известно [1], что приложение магнитного поля в базисной плоскости вызывает в Tb и Dy в области существования АФМ структуры магнитный фазовый переход в ферромагнитное состояние (ФМ). Теоретически и экспериментально [2, 3] показана возможность существования в данном случае промежуточного между АФМ и ФМ верного магнитного упорядочения.

В [4-7] обсуждается также возможность существования в окрестности температуры Θ_2 (точки магнитного фазового перехода парамагнетизм (ПМ)—АФМ) вихревой магнитной структуры. В [4] показано, что равновесное состояние легкоплоскостного ферромагнетика неустойчиво относительно образования вихревой структуры, если ось образца перпендикулярна базисной плоскости. На основании нейтронографических исследований Dy вблизи Θ_2 в [5] предполагается, что при охлаждении из ПМ в АФМ состояние сначала возникает вихревая структура, существующая в диапазоне 173.7—178.5 К, которая затем при $T < 173.7$ К переходит в АФМ фазу. Вместе с тем было установлено [5], что при нагреве образца вихревая структура не возникает. Однако поиск вихревой структуры в Dy

нейтронографическим методом в [8] не увенчался успехом как при нагреве, так и при охлаждении образца.

В [6] методом рентгенографии проведено исследование температурной зависимости параметров кристаллической решетки монокристалла Tb во внешнем поле, параллельном оси c . Из полученной магнитной фазовой диаграммы следует, что вихревая структура в Tb существует в области температур 230—235 К и магнитных полях с индукцией $B > 0.04$ Тл. Целью настоящей работы было выяснение возможности существования вихревой структуры в Tb и Dy в случае, если трудная ось образца перпен-

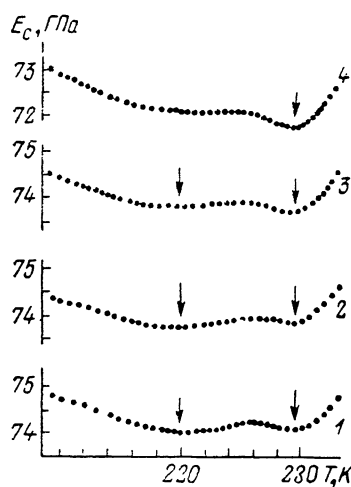


Рис. 1. Температурные зависимости модуля упругости E_c монокристалла Tb в магнитных полях с индукцией $B \parallel c$.

Измерения проведены при охлаждении образца от 300 К. B , Тл: 1 — 0, 2 — 0.02, 3 — 0.06, 4 — 0.15.

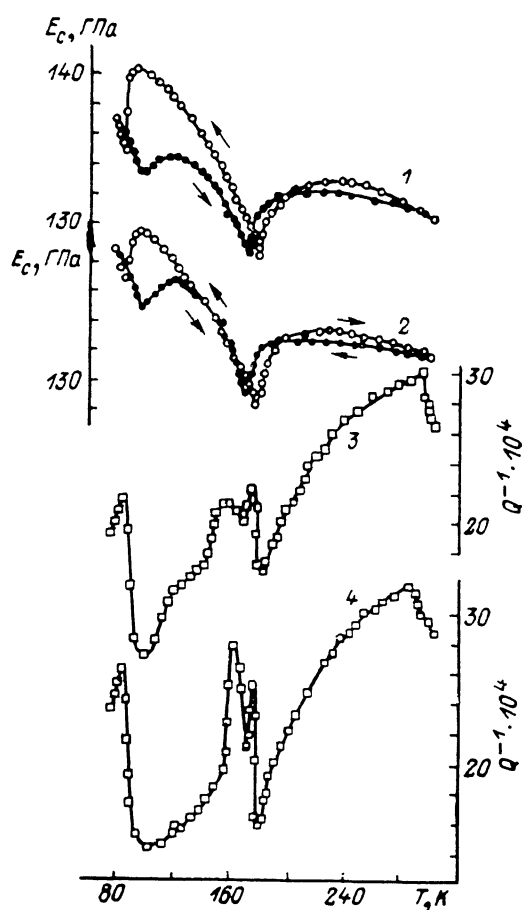


Рис. 2. Температурные зависимости модуля упругости E_c (1, 2) и соответствующего внутреннего трения Q^{-1} (3, 4) монокристалла Dy в магнитных полях с индукцией $B \parallel c$. B , Тл: 1, 3 — 0; 2, 4 — 0.7.

дикулярная базисной плоскости. Метод исследования был выбран исходя из того, что в РЗМ существует сильная связь между кристаллической решеткой и спиновой магнитной системой.

Методом изгибных колебаний на частотах 1—2 кГц были получены температурные зависимости модуля упругости образцов монокристаллов Tb и Dy вдоль оси c $E_c = s_{33}^{-1}$ (s_{33} — константа упругой податливости) и соответствующего внутреннего трения Q^{-1} . Измерения проводились в магнитном поле с индукцией до 0.70 Тл, приложенной вдоль оси c в диапазоне температур 77—300 К как при нагреве, так и при охлаждении образцов. Последние имели форму пластинок с длиной, равной 7 мм (вдоль оси c) и толщиной ~ 0.1 мм.

Химический анализ показал, что содержание металлических примесей в образцах не превышает 0.001 вес.%. На рис. 1 приведены температурные зависимости модуля Юнга E_c монокристалла Tb во внешнем магнитном поле с индукцией $B \parallel c$. Размагничивающий фактор исследуемых образцов Tb и Dy мал и в работе не учитывался. В поле $B=0$ на кривой $E_c(T)$ наблюдаются два отчетливых минимума при 229.5 и 220 К. Вид

полученной кривой совпадает с характером температурных зависимостей упругих модулей c_{33} для Ть [9]. Сопоставление с нейтронографическими и магнитными данными [10] показывает, что $T=229.5$ К соответствует температуре Θ_2 , а точка $T=220$ К — температуре Θ_1 .

Исследование зависимостей $E_c(T)$ в ненулевом поле (кривые $E_c(T)$ снимались через $\Delta B=0.01$ Тл в диапазоне от 0 до 0.15 Тл) при охлаждении образца от 300 К показало (рис. 1), что вид кривых вблизи точки Θ_2 практически не меняется. В то же время минимум, соответствующий температуре Θ_1 , существует лишь в полях, меньших 0.15 Тл. Никаких дополнительных особенностей вблизи температуры Θ_2 , указывающих, например, на появление вихревой структуры как при нагреве, так и при охлаждении образца, на кривых не наблюдается.

На рис. 2 приведены температурные зависимости E_c и внутреннего трения Q^{-1} , измеренных вдоль оси c монокристалла Ду для различных значений магнитного поля $B \parallel c$. Видно, что при $B=0$, так же как и в случае Ть, на кривых $E_c(T)$ при охлаждении наблюдаются два четко выраженных минимума, соответствующих температурам магнитных фазовых переходов $\Theta_2=178$ и $\Theta_1=85$ К. При увеличении поля глубина минимумов становится меньше. Температурный гистерезис E_c имеет место как в области температур $\Theta_1-\Theta_2$, так и при $T > \Theta_2$. При $B=0$ и нагреве образца минимумы наблюдаются соответственно при температурах 169 и 96 К. Увеличение поля до 0.7 Тл не приводит к какому-либо сдвигу точек расположения минимумов или возникновению дополнительных особенностей как при нагреве, так и при охлаждении образца. В области температур $\Theta_1-\Theta_2$ температурный гистерезис E_c заметным образом уменьшается при возрастании поля, а при $T > \Theta_2$ поле не влияет на величину этого гистерезиса.

Исследование температурных зависимостей внутреннего трения $Q^{-1}(T)$ в Ть и Ду показывает, что на кривых $Q^{-1}(T)$ помимо двух максимумов, соответствующих фазовым переходам ФМ—АФМ и АФМ—ПМ и расположенных вблизи точек Θ_1 и Θ_2 , появляется дополнительная особенность — третий максимум. В Ть при $B=0$ он не наблюдается, а возникает лишь при $B \sim 0.07-0.08$ Тл, 224 К. В Ду (рис. 2) третий максимум наблюдается и в отсутствие магнитного поля (при $T \approx 162$ К). Высота его при увеличении поля сильно возрастает.

Наличие дополнительного максимума на кривых $Q^{-1}(T)$ в Ть и Ду согласуется с приведенными выше литературными данными и косвенным образом указывает на возможность появления в данном случае вихревой магнитной структуры.

Отметим, что температура третьего максимума в случае Ду $T \approx 162$ К лежит ниже температур 171—173.7 К предполагаемого перехода в вихревое состояние, полученных в [5, 7].

Отсутствие дополнительных особенностей на кривых $E_c(T)$ может быть связано, с одной стороны, с недостаточной высокой степенью совершенства структуры исследованных кристаллов ($\rho_{300}/\rho_{4.2} \approx 20$, где ρ_T — удельное электросопротивление кристалла при температуре T), а с другой стороны, меньшей чувствительностью модуля упругости к магнитным превращениям в материале, чем внутреннего трения.

Список литературы

- [1] Дзялошинский И. Е. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 1. С. 336—343.
- [2] Изюмов Ю. А. // УФН. 1984. Т. 144. № 3. С. 439—474.
- [3] Bagguley D. M. S., Howe F. A. // J. Magnet. and Mag. Mat. 1986. V. 58. N 3—4. P. 191—201.
- [4] Косевич А. М., Воронов В. П., Манжос И. В. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 1. С. 148—160.
- [5] Бессергенов В. Г., Гогавя В. В., Ковалевская Ю. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 10. С. 412—414.
- [6] Воробьев В. В., Крупоткин М. Я., Финкель В. Л. // Тез. докл. V Всес. семинара «Магнетизм редкоземельных сплавов». Грозный, 1988. С. 15.

- [7] Amitin E. B., Bessergenev V. G., Kavalevskaya Yu. A. // J. Phys. F. 1984. V. 14. P. 2935—2942.
- [8] Brits G. H. F., Plessis P de V du // J. Phys. F. 1985. V. 15. P. L239—L242.
- [9] Jiles D. C., Palmer S. B., Jones D. W. et al. // J. Phys. F. 1984. V. 14. P. 3061—3068.
- [10] Drillat A., Baruchel J., Bates S., Palmer S. B. // J. Magnet. and Magnet. Mater. 1984. V. 4. P. 232—236.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
2 февраля 1989 г.

УДК 548.73

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 8, 1989

ОСОБЕННОСТИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ НА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ НЕОДНОРОДНОГО СОСТАВА

Р. Н. Кюттм

Использование трехкристалльной дифференциальной дифрактометрии при исследовании структурного совершенства эпитаксиальных систем позволяет разграничить дефекты по типу оказываемого ими воздействия на дифракционную картину, что связано с получением двухкоординатной развертки интенсивности в плоскости рассеяния. Нарушения, вызывающие изменение межплоскостного расстояния, приводят к изменениям в распределении интенсивности вдоль направления вектора обратной решетки \mathbf{H} . Нарушения типа разориентаций, изгиба вызывают перераспределение в направлении, перпендикулярном \mathbf{H} . В [1, 2] на примере гетероструктур с пленками постоянного состава было показано различие дифракционных картин при наличии дислокаций несоответствия и без них и был сделан вывод о том, что дислокационные сетки вызывают уширение кривых дифракции в направлении, перпендикулярном \mathbf{H} . При этом построение кривой изменения интенсивности вдоль вектора \mathbf{H} позволяет исключить влияние дислокаций.

В настоящей работе показаны преимущества использования трехкристалльной дифрактометрии при изучении эпитаксиальных пленок с неоднородным по глубине содержанием примеси. Объектом измерений служили пленки твердого раствора Ge в Si, выращенные на подложках кремния. Концентрация Ge в пленках изменялась линейно от 0 у подложки до 10—15 % у поверхности. Толщина образцов 400 мкм, пленок — 10 мкм. Ориентация поверхности (100). Измерения проводились на трехкристалльном спектрометре по бездисперсионной схеме ($n, -n, n$) в симметричном брэгговском отражении (400) (излучение Mo K_α) с использованием трехкратных отражений от монохроматора и анализатора.

Развертка интенсивности, перпендикулярная вектору \mathbf{H} , получалась путем измерения кривых $i(\alpha)$ (α — угол отклонения образца от брэгговского положения) при разных фиксированных угловых положениях $\Delta\theta$ анализатора, которые определяют рабочую точку на оси $q_{\mathbf{H}} \parallel \mathbf{H}$, соответствующую в свою очередь определенному межплоскостному расстоянию d . При этом в отражение попадают все области кристалла, имеющие данное значение d . Изменение интенсивности вдоль вектора обратной решетки анализировалось путем построения зависимости интегральной интенсивности пиков на кривых $i(\alpha)$ от координаты $q_{\mathbf{H}}$