

нять равной 1.73 и 2.01 eV для α - и β -CdSe соответственно. Отметим, что указанные значения E_g согласуются с величинами, найденными из спектров оптического поглощения. Присутствие в спектрах фотолюминесценции при 300 К только межзонного излучения свидетельствует о достаточно высоком структурном совершенстве полученных слоев.

Список литературы

- [1] Махний В.П. Изв. АН СССР. Неорганические материалы **27**, 3, 619 (1991).
- [2] Kosyachenko L.A., Makhniy V.P. J. Cryst. Growth **110**, 523 (1991).
- [3] Махний В.П. Электрон. техника. Материалы, **4(258)**, 30 (1991).
- [4] Kosyachenko L.A., Makhniy V.P., Baranyuk V.Ye., Melnik V.V. J. Cryst. Growth **112**, 583 (1992).
- [5] Баранюк В.Е., Воевидко Л.И., Махний В.П., Рыжиков В.Д. Неорганические материалы **29**, 2, 187 (1993).
- [6] Баранюк В.Е., Воевидко Л.И., Махний В.П. УФЖ **39**, 4, 485 (1994).
- [7] Вистерова М.В., Гермогенов В.П., Хлудкова Л.С. Электрон. техника. Полупроводниковые приборы, **3(200)**, 3 (1989).
- [8] Lundeke R. J. Vac. Sci. Technol. **8**, 1, 199 (1971).
- [9] Седюк В.В., Ваксман Ю.Ф. Люминесценция полупроводников. Киев-Одесса (1988). 300 с.

Физика твердого тела, том 38, № 2, 1996
Solid State Physics, vol. 38, N 2, 1996

УПРУГИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$

© Ю.И. Спичкин, Дж. Бор, Е.В. Орлова, А.М. Тишин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 5 июля 1995 г.)

Исследование упругих свойств редкоземельных металлов (РЗМ) и их сплавов позволяет получить важную дополнительную информацию, касающуюся их магнитных свойств: характера трансформации магнитных структур, магнитных фазовых переходов и обменных взаимодействий. Это обусловлено наличием в РЗМ сильного магнитоупругого взаимодействия, связывающего магнитную подсистему с кристаллической решеткой.

Редкоземельные металлы Ho и Er характеризуются сложными спиновыми структурами и характером магнитных фазовых переходов. Аналогичное поведение обнаруживают и сплавы системы Ho-Er. Магнитные свойства этой системы исследовались в [1]. Как было установлено, монокристалл $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$ имеет температуру Кюри $\Theta_1 = 35$ К и температуру Нееля $\Theta_2 = 104$ К [1]. Нейтронографические измерения монокристалла $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$ были выполнены в [2,3]. В работе [2] было обнаружено, что при температуре Θ_2 сплав переходит из парамагнитного состояния в геликоидальную антиферромагнитную (АФМ) фазу, причем угол геликоида в области существования этой структуры монотонно уменьшается с понижением температуры. В точке Θ_1 происходит переход в фазу типа ферромагнитной конической спирали, при этом угол между магнитными моментами ионов РЗМ и базисной плоскостью одинаков как для Ho, так и для Er.

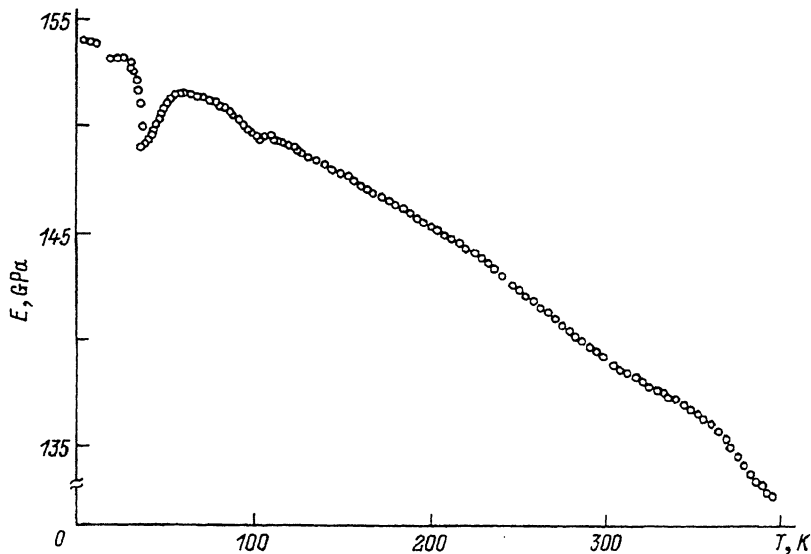


Рис. 1. Температурная зависимость модуля Юнга монокристалла $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$, измеренная при отогреве образца.

Проведенные в [3] исследования подтвердили данные о характере трансформации магнитной структуры $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$ в области низких температур. Однако в [3] было показано, что ниже температуры Θ_2 возникает не АФМ-структура, а сложная бинарная спиновая структура, модулированная вдоль гексагональной оси c . При этом магнитные моменты атомов Ho и Er образуют разные углы с базисной плоскостью. Ниже 43 K эта структура трансформируется в обычную АФМ-фазу, а в точке Θ_1 происходит переход в фазу конической ферромагнитной спирали. Результаты, полученные в [3], позже были подтверждены рентгеновскими исследованиями [4]. Вместе с тем данные по упругим свойствам сплава $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$ в литературе на сегодняшний день отсутствуют.

В настоящей работе была исследована температурная зависимость модуля Юнга E_{\perp} монокристалла $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$, измеренного вдоль одной из кристаллографических осей в базисной плоскости в интервале температур 4.2–380 K в отсутствие внешнего поля. Монокристалл представлял собой сплав с гексагональной кристаллической структурой.

Измерения модуля Юнга осуществлялись с помощью методов изгибных колебаний консольно закрепленного образца на частотах ~ 3 kHz. Образец представлял собой T -образную пластинку толщиной 0.2 mm с длиной язычка 6 mm. Детальное описание метода измерений дано в [5].

На рис. 1 показана температурная зависимость модуля Юнга E_{\perp} , измеренная при отогреве образца. Предварительно образец был охлажден до температуры жидкого гелия со скоростью, не превышавшей 1 K/min. При $T = 4.2$ K величина E_{\perp} составляла 154 GPa. При нагревании E_{\perp} уменьшается, обнаруживая в области точки Θ_1 глубокий минимум. В области точки Θ_2 наблюдается незначительный минимум, показанный более подробно на рис. 2, а. Температуры магнитных фазовых переходов, определенные из зависимости $E_{\perp}(T)$, полученной при

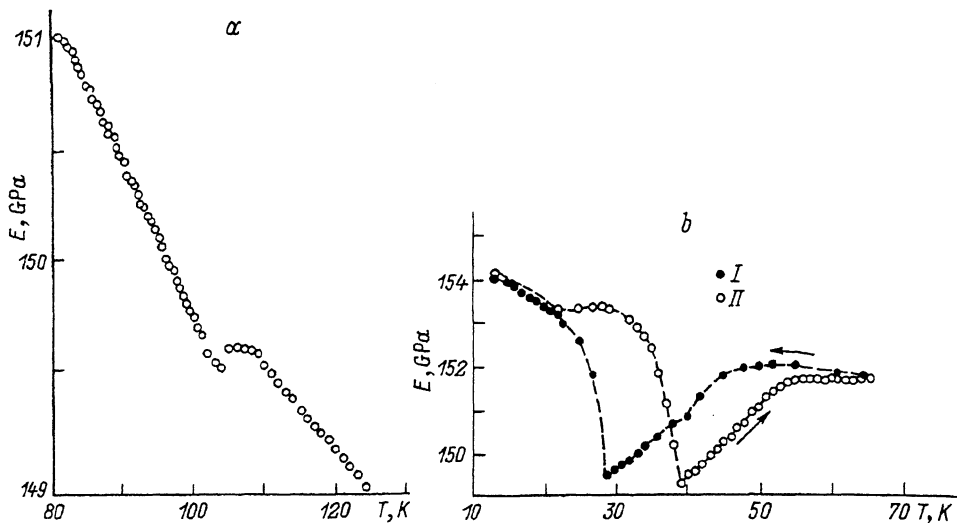


Рис. 2. Температурные зависимости модуля Юнга монокристалла $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$ в области магнитных фазовых переходов.

a — в области точки Θ_2 (отогрев), b — в области точки Θ_1 : I — охлаждение, II — отогрев.

отогреве, составили $\Theta_1 = 39$ К и $\Theta_2 = 104$ К, что согласуется с результатами исследований, проведенных с помощью магнитных и нейтронографических методов [1,3].

На рис. 2, b приведены кривые $E_{\perp}(T)$ в интервале температур 15–70 К, измеренные при охлаждении и отогреве образца. Как видно из рис. 2, b , в области точки Θ_1 наблюдается существенный температурный гистерезис как температуры Θ_1 (при охлаждении, она составляет 30 К), так и величины модуля Юнга. Данный факт свидетельствует о том, что переход в точке Θ_1 антиферромагнетизм–ферромагнитная спираль, является фазовым переходом первого рода.

Гистерезисное поведение может быть связано с возникающими в низкотемпературной магнитной фазе искажениями кристаллической решетки, которые были обнаружены в [4], где монокристалл $\text{Ho}_{0.5}\text{Er}_{0.5}$ исследовался с помощью резонансного магнитного рассеяния рентгеновских лучей. Эти искажения понижают симметричность кристаллической решетки, в результате чего становится возможным возникновение магнитной спиновой структуры, период которой соизмерим с периодом кристаллической решетки. Все эти явления могут давать существенный вклад в гистерезис упругих свойств.

При температуре 43 К каких-либо аномалий на кривой $E_{\perp}(T)$ нами не обнаружено. Это может быть связано с тем, что аномальное поведение модуля Юнга в области данного магнитного фазового перехода маскируется глубоким минимумом при температуре Θ_1 .

Авторы благодарят International Association for the Promotion of Cooperation with Scientists from the Independent States of the Former Soviet Union за финансовую поддержку данной работы.

- [1] Bozorth R.M., Gambion R.J. Phys. Rev. **147**, 2, 487 (1966).
 [2] Shirane G., Pickart S.J. J. Appl. Phys. **37**, 3, 1032 (1966).
 [3] Howard B.K., Bohr J. Phys. Scr. **T39**, 96 (1991).
 [4] Pengra D.B., Thoft N.B., Wulff M., Feidenhans'l R., Bohr J. J. Phys.: Cond. Matter. **6**, 2409 (1994).
 [5] Катаев Г.И., Шубин В.В. ФММ **48**, 1, 188 (1979).

УДК 535.215:621.315:539.21

Физика твердого тела, том 38, № 2, 1996
 Solid State Physics, vol. 38, N 2, 1996

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ НА ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ФОНОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ ОКИСИ ЦИНКА

© А.В.Мельничук, Л.Ю.Мельничук, Ю.А.Пасечник

Украинский государственный педагогический университет
 252000 Киев, Украина
 (Поступила в Редакцию 4 апреля 1995 г.
 В окончательной редакции 14 августа 1995 г.)

Впервые поверхностные плазмон-фононные поляритоны (ППФП) в сильно легированных анизотропных полупроводниках исследованы теоретически в работе Гуревича и Тарханяна [1]. Поверхностные плазмон-поляритоны (ППФП) в одноосном полупроводнике имеют дисперсионные соотношения, число которых зависит от концентрации носителей зарядов и от ориентации оптической оси кристалла C относительно его поверхности. Экспериментальные дисперсионные зависимости ППФП в сильно легированном гексагональном карбиде кремния SiC $6H$ получены в [2]. Однако различия этих зависимостей определяются преимущественно анизотропией эффективной массы электронов в SiC $6H$. В данной работе исследованы зависимости частоты ППФП $\nu_s(K)$ гексагональной окиси цинка от приведенного волнового вектора K при трех ориентациях оси C кристалла относительно его поверхности. При этом использованы взаимосогласованные параметры модели ZnO , полученные для этого кристалла в [3].

Окись цинка кристаллизуется в структуре вюртцита с пространственной группой $C_{6v}^4(P6_3mc)$. Экспериментальные спектры модифицированного нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) ППФП ZnO получены при помощи спектрометра ИКС-29 и приставки НПВО-2. В качестве элемента НПВО выбран полуцилиндр из KRS-5 с показателем преломления $n = 2.38$. Размер монокристаллов ZnO ($10 \times 8 \times 8$ мм) позволял получать спектры НПВО в p -поляризованном излучении.

На рисунке показаны (точками) три экспериментальные дисперсионные зависимости $\nu_s(K)$ ППФП образца окиси цинка $ZO2-3$. Кривая 1 получена при ориентации $K \parallel C$, $xy \parallel C$. Безразмерный волновой вектор $q = Kc/\omega_T$, где K — волновой вектор ППФП, c — скорость света,