

О ВАЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ТУЛЛИИ

И.П.Ирхин

Построение микроскопической теории магнитной анизотропии магнитных кристаллов встречает значительные трудности. Однако в редкоземельных ферромагнетиках, где магнитные f -электроны хорошо описываются атомными функциями, локализованными у узлов решетки, положение значительно облегчается. Важным следствием этой локализации является то, что орбитальные моменты f -электронов остаются незамороженными, образуя вместе со спиновыми моментами по схеме Рессел – Саундерса полные моменты J ¹⁾. Существование незамороженных орбитальных моментов, жестко связанных со спиновыми, сильно упрощает рассмотрение магнитной анизотропии, поскольку теперь моменты J непосредственно ориентируются вдоль определенных кристаллических осей. В d -магнетиках эффект кристаллографической ориентации спиновых моментов достигается лишь во втором приближении по спин-орбитальному взаимодействию $\lambda(LS)$, так как первое приближение из-за замораживания ($L_z = 0$) исчезает.

Уже это качественное рассуждение объясняет значительно большую величину магнитной анизотропии редких земель по сравнению с d -магнетиками. Более детальные результаты можно получить путем анализа различных анизотропных вкладов в энергию f -электронов в кристалле. При этом оказывается, что для некоторых основных вкладов можно получить теоретическую зависимость соответствующих членов гамильтониана от номера элемента (более точно от квантовых чисел $S L J$ наимизшего терма конфигурации f^n). Вычисляя затем какие-либо макроскопические величины, мы можем сравнить эти зависимости с экспериментальными данными.

Ранее [1] уже приводились результаты по анизотропии парамагнитной восприимчивости редкоземельных металлов для механизма анизотропного обмена. В настоящей работе мы покажем, что существует возможность провести разделение двух основных механизмов магнитной анизотропии, кристаллического поля и анизотропного обмена, путем вычисления константы магнитной анизотропии K_1 ²⁾.

Наиболее просто может быть рассмотрен механизм кристаллического поля. Энергия анизотропии второго порядка может быть записана в виде:

$$E_a^{(2)} = 2 a_J A_2 J^2 P_2(\cos \theta). \quad (1)$$

Здесь A_2 – энергетический параметр определяющий расщепление в кристаллическом поле, a_J – известный коэффициент, таблицы значений которого приведены, например, в [3] и P_2 – полином Лежандра.

¹⁾ Наоборот, в магнетиках группы железа сильное кристаллическое поле размывает атомные уровни d -электронов в полосы, замораживая тем самым их орбитальные моменты.

²⁾ Частично эти результаты изложены в докладе на конференции по низким температурам в 1968 г. в г. Тбилиси [2].

Оценка величины A_2 для случая металлов не является тривиальной. Иосида [4] в своем недавнем обзоре воспользовался значениями A_2 , полученными для неметаллических кристаллов. Однако в металлах весьма существенную роль в оценке A_2 играет экранирование электронами проводимости ионов решетки, за счет которого величина A_2 может значительно уменьшиться. Ввиду отсутствия в настоящее время точной методики учета экранирования нет смысла, по нашему мнению, давать какие-либо теоретические оценки для A_2 . Его следует рассматривать как некий постоянный параметр при сравнении с экспериментом зависимости K_1 от номера элемента, получающейся из (2).

Гамильтониан, содержащий члены анизотропного обмена, был получен в работе [1]. Также как и при вычислении анизотропии парамагнитной восприимчивости мы используем основной анизотропный член типа

$$E_{\text{обм}} = \sum_{12} I(R_{12})(g-1) D_1(R_{12} \mathbf{J}_1)(R_{12} \mathbf{J}_2), \quad (2)$$

где $I(R_{12})$ — эффективный обменный интеграл между электронами, образующими моменты \mathbf{J}_1 и \mathbf{J}_2 , находящиеся в узлах решетки на расстоянии R_{12} . $g - g$ - фактор и

$$D_1 = \sqrt{\frac{2J+1}{J(J+1)}} \begin{pmatrix} L & J & S \\ L & J & S \\ 2 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Вычисляя стандартным образом с помощью (1) и (2) K_1 , имеем для $T = 0^\circ\text{K}$

$$K_1^{\text{КР}}(0) = a_J A_2' J(J-1/2), \quad (4)$$

$$K_1^{\text{обм}}(0) = (g-1) D_1 I' J^2. \quad (5)$$

Таким образом, имеются два типа зависимости константы анизотропии от номера элемента: $a_J J(J-1/2)$ для механизма кристаллического поля и $(g-1) D_1 J^2$ — для механизма анизотропного обмена.

Подбирая постоянные параметры A_2' и I' таким образом, чтобы (4) и (5) совпало с экспериментальным значением K_1 для Tb, получаем следующие значения K_1 для всей второй половины ряда редкоземельных металлов при $T = 0^\circ\text{K}$ (экспериментальные данные по работе [5] при 11 и 22°K).

	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	
$K_1^{\text{КР}}$	-5,5	-5,05	-1,98	1,97	5,5	} 10^8 эрг/см ³
$K_1^{\text{обм}}$	-5,5	-4,6	-1,43	1,1	1,85	
$K_1^{\text{эсп}}$	-5,5	-5	-	-	-	

Как видно из таблицы, и теория кристаллического поля, и теория анизотропного обмена предсказывают изменение знака K_1 при переходе от H_0 к H_g , что, по-видимому, наблюдается и экспериментально. Максимальное различие между обеими теориями наблюдается у T_m . При этом особенно важным является то, что по теории кристаллического поля K_1 у T_b и у T_m одинаковы по абсолютной величине ¹⁾, в то время как по теории анизотропного обмена они отличаются в 3 раза.

Такое же положение имеется и для анизотропии парамагнитной восприимчивости [1], причем экспериментальные измерения этой величины для T_m опять-таки отсутствуют ²⁾.

Конечно, заметная разница в предсказываемой анизотропии имеется и для H_g . Однако из-за малой точности как экспериментальных, так и теоретических оценок, именно измерения анизотропии в T_m представляло бы сейчас наибольший интерес.

Институт физики металлов
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
22 мая 1970 г.

Литература

- [1] Ю.П.Ирхин, В.В.Дружинин, А.А.Казаков. ЖЭТФ, 54, 1183, 1968.
- [2] А.А.Казаков, Ю.П.Ирхин, В.В.Дружинин. Тезисы докладов XV Всесоюзного совещания по физике низких температур, стр. 119, Тбилиси, 1968.
- [3] С.А.Альтшулер, Б.М.Козырев. Электронный парамагнитный резонанс, М., Физматгиз, 1961.
- [4] K.Iosida. J.Appl. Phys., 39, 511, 1968.
- [5] J.J.Rhynе, A.E.Clark. J.Appl. Phys., 38, 1379, 1967.

¹⁾ Подчеркнем, что это равенство является точным в рамках теории кристаллического поля.

²⁾ Заметим, что член типа qnD_2 (формула (10) работы [1]) в рамках рассмотренной там изотропной модели для электронов проводимости не возникает, в силу чего численные результаты для $\Delta\theta$ несколько меняются.