

$\varepsilon_A = \int H dM$ для разных кристаллографич. направлений; 2) по измерению крутящих моментов в *анизометре магнитном*; 3) по закону приближения магнетика к состоянию магн. насыщения (в поликристаллах); 4) по частоте *ферромагнитного резонанса*. В нек-рых случаях (редкоземельные металлы) можно использовать связь констант М. а. с анизотропией парамагн. восприимчивости. Значения K_n определены для большинства магн. материалов в широком интервале темп-р. На рис. 2 приведены $K_1(T)$ и $K_2(T)$ для Fe [в отличие от определения (1) нумерация констант М. а. здесь дана в порядке их следования, без учёта констант, обращающихся в нуль из условий симметрии]. М. а. в ферри-магнетиках, антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках (см. *Ферримагнетизм, Слабый ферромагнетизм*) имеет обычно более сложный характер, чем в ферромагнетиках.

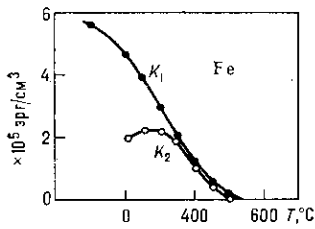


Рис. 2.

Теоретич. исследования М. а. направлены на установление осн. микроскопич. механизмов возникновения анизотропии и определение значений и температурной зависимости коэф. K_n . С точки зрения природы М. а. все магнетики делятся на два типа: с *спиновыми* и *орбитальными*. К первым относятся магнетики на основе *d*-переходных элементов (группы Fe), ко вторым — редкоземельные *4f*-магнетики. Среди магнетиков группы урана имеются представители обоих типов. В спиновых *d*-магнетиках орбитальные моменты L электронов почти заморожены (см. «*Замораживание орбитальных моментов*»), так что квантовомеханич. ср. значения $L \approx 0$ и магн. момент атомов (ионов) определяется величиной их спина. Спины S сами по себе «не чувствуют» анизотропии кристалла. М. а. возникает за счёт частичного размораживания моментов L *спин-орбитальным взаимодействием* (СОВ) с энергией $\varepsilon_{co} = \lambda(LS)$ (λ — постоянная СОВ). При этом малый размороженный момент l ориентируется вдоль ОЛН, ориентируя, в свою очередь, суммарный спиновый момент за счёт СОВ. Энергия М. а. для этого случая (одноосная анизотропия) $\varepsilon_A = -\lambda^2/\Delta$ ($\lambda \ll \Delta$), где Δ — разность энергий электронов в состояниях, для к-рых матричный элемент L отличен от нуля. Т. о., М. а. представляет собой результат совместного действия анизотропного *внутрикристаллического поля* и *спин-орбитального взаимодействия*.

Ф. Блох и Г. Джентиль (F. Bloch, G. Gentile, 1931), а затем Дж. Ван Флек (J. Van Vleck, 1937) рассмотрели М. а. в модели локализованных спинов. Н. С. Актулов (1936) для кубич. кристаллов и К. Зинер (C. Zener, 1954) в более общем случае путём усреднения зависимости энергии М. а. от отклонений магн. момента в поле кристалла получили температурную зависимость K_n (при разложении по сферич. гармоникам):

$$K_n(T)/K_n(0) = [M(T)/M(0)]^{2n+1}, \quad (2)$$

где M — спонтанная намагниченность. Ф-ла (2) была получена затем во мн. работах (в т. ч. в рамках теории спиновых волн), однако её согласие с экспериментом в ряде случаев неудовлетворительно. Так, напр., в металлах часто наблюдаются даже изменения знака $K_n(T)$. Имеются разл. попытки улучшения теории (в частности, путём учёта теплового расширения магнетика), но осн. причина плохого согласия теории и эксперимента связана, по-видимому, с неиррименимостью модели локализованных спинов к зонным магнетикам (см. *Зонный магнетизм*).

В *d*-металлах величина $\Delta = \Delta(k) = \varepsilon_m(k) - \varepsilon_{m'}(k)$ (m, m' — номера вырожденных подзон, k — квазиимпульс электрона). Оценки λ и Δ не очень точны. При

$\lambda \sim 10^{-14}$ эрг, $\Delta \sim 10^{-12}$ эрг значение $\varepsilon_A \sim 10^{-16}$ эрг. Т. о., $\varepsilon_A \ll \varepsilon_{кр} \sim 10^{-14}$ эрг, где $\varepsilon_{кр}$ — энергия размороженного момента l во внутрикристаллич. поле. Намагничивание в этом случае обусловлено отклонением S от ОЛН в меру отношения $g\mu_B S H / \varepsilon_A$. При этом l практически не отклоняется из-за большой величины $\varepsilon_{кр}$. При $H = H_A = \varepsilon_A / g\mu_B S \sim 10^4$ Э спиновая намагниченность насыщается. Расчёты ф-ции $\Delta(k)$ для *d*-металлов (Е. И. Коздорский, 1971) показали сильную зависимость М. а. от деталей зонной структуры магнетика.

В орбитальных *4f*-магнетиках М. а. определяется энергией полных атомных моментов $J = L + S$ во внутрикристаллич. поле. Энергия СОВ в этом случае велика, $\varepsilon_{co} \gg \varepsilon_{кр}$ (в противоположность *d*-магнетикам), в силу чего при намагничивании вектор J вращается как единое целое, а константы М. а. определяются энергией моментов J во внутрикристаллич. поле. Так, для одноосных кристаллов

$$K_1 = 2\alpha_J A_2 J(J-1/2), \quad A_2 = e^2 Z^* r_f^2 a^{-3} \cdot 1,03 (c/a - 1,633), \quad (3)$$

где α_J — коэф. Стивенса, r_f — радиус *f*-оболочки, Z^* — эффективный заряд иона, c и a — параметры решётки. Ф-ла (3) соответствует одноионной анизотропии и удовлетворительно согласуется с экспериментом как по порядку величины ($K_1 \sim 10^8$ эрг/см³), так и по зависимости (через α_J) от номера элемента в ряду редкоземельных металлов (K_1 меняет знак между Ho и Er, Nd и Pm, как это и наблюдается на опыте).

Помимо одноионного вклада (3) в энергию М. а. существуют также т. н. *двухионные* вклады d , обусловленные анизотропным обменным взаимодействием магн. ионов и их диполь-дипольным взаимодействием. Определение величины этих вкладов возможно по концентрац. зависимости K_n в сплавах. Существующие эксперим. данные указывают на преимущественно одноионный характер М. а. в *4f*-магнетиках.

Большая величина М. а. в редкоземельных элементах имеет решающее значение для создания рекордно жёстких магн. материалов (типа SmCo₅), имеющих широкое техн. применение.

Высокие значения констант М. а. наблюдаются также в нек-рых соединениях актинидов, напр. в US $K_1 \approx 10^9$ эрг/см³ (см. *Активные магнетики*).

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Бердышев А. А., Введение в квантовую теорию ферромагнетизма, ч. 3, Свердловск, 1970; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Лесник А. Г., Наведённая магнитная анизотропия, К., 1976; Коздорский Е. И., Зонная теория магнетизма, ч. 1—2, М., 1976—77. Ю. П. Иркин.

МАГНИТНАЯ АТОМНАЯ СТРУКТУРА — упорядоченное пространство, расположение магн. атомов кристалла в сочетании с определённой ориентацией и величиной их магн. моментов (*спинов*) S_i . Термин «М. а. с.» применяется в модели магнетизма, рассматривающей локализованные магн. моменты (см. *Гейзенберга модель*). Хотя формально в понятие М. а. с. включаются лишь магн. атомы (ионы) кристалла с $S_i \neq 0$, но физически к М. а. с. следует причислять и немагн. атомы, т. к.: а) М. а. с. определяется взаимным расположением магн. и немагн. атомов; б) *симметрия кристалла* без учёта немагн. атомов может оказаться выше истинной, а тип М. а. с. связан с истинной симметрией; в) часто немагн. атомы принимают активное участие в формировании М. а. с., напр. за счёт *косвенного обменного взаимодействия* через немагн. атомы.

Число конкретных типов М. а. с. в кристаллах очень велико, и часто эти типы довольно сложны [1, 2]. Главные типы М. а. с. изображены на рис. Исторически первыми были исследованы самые простые типы с коллинеарным расположением атомных магн. моментов: *a* — ферромагнитный (напр., в Fe), *b* — антиферромагнитный (напр., в MnO) и *в* — неелевский ферримагнитный (Fe₂O₄ и др.). Далее к ним добави-