

по сравнению с полным магн. моментом иона Fe^{3+} (равным $5\mu_B$, где μ_B — магнетон Бора). В работе [2] была предложена модель, объясняющая слабый ферромагнетизм небольшой неколлинеарностью («скашиванием») антиферромагн. подрешёток. Теоретич. доказательство существования слабого ферромагнетизма

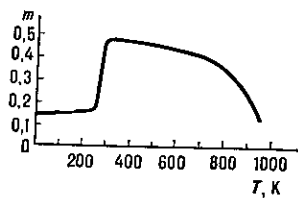


Рис. 1. Температурная зависимость магнитного момента m (в единицах μ_B на молекулу) монокристалла гематита.

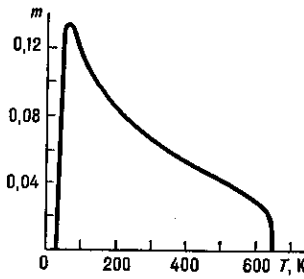


Рис. 2. Температурная зависимость магнитного момента m (в единицах μ_B на молекулу) ортоферита диспрозия ($T_M = 40$ К).

тизма гематита было дано И. Е. Дзялошинским [3] на основе термодинамич. рассмотрения фазового перехода при учёте магнитной симметрии. Согласно [3], наличие слабого ферромагнетизма гематита выше $M. t.$ и отсутствие его ниже этой точки связано с различием магн. симметрии в этих состояниях. Перестройка магнитной атомной структуры при переходе Морина (фазовом переходе 1-го рода) определяется температурной зависимостью констант магнитной анизотропии.

Влияние внеш. магн. поля и гидростатич. давления на темп-ру Морина T_M и на характер перехода слабый ферромагнетизм → антиферромагнетизм изучено достаточно подробно [4, 5, 6]. Спин-переориентационные переходы Морина наблюдались также в редкоземельных ортоферритах и ортохромитах [7] (рис. 2).

Лит.: 1) Morin F. J., Magnetic susceptibility of $\alpha-Fe_2O_3$ and $\alpha-FeO_3$ with added titanium, «Phys. Rev. Lett.», 1950, v. 78, p. 819; 2) Боровик-Романов А. С., Орлова М. П., Магнитные свойства карбонатов кобальта и марганца, «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 579; 3) Дзялошинский И. Е., Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 1547; 4) Flinders P. J., Magnetic effects in hematite, «Phys. Mag.», 1966, v. 14, p. 1; 5) Восканян Р. А., Левитин Р. З., Щуров В. А., Магнитострикция монокристалла гематита в полях до 150 кэс, «ЖЭТФ», 1968, т. 54, с. 790; 6) Waugh R. C., Anderson D. H., Pressure dependence of the Morin transition in the weak ferromagnet $\alpha-Fe_2O_3$, «Phys. Rev.», 1967, v. 155, p. 496; 7) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979.

МОТТА ПЕРЕХОД — см. в ст. *Переход металл — диэлектрик*.

МОТТОВСКИЕ ДИЭЛЕКТРИКИ (диэлектрики Мотта — Хаббарда) — кристаллы с диэлектрич. свойствами, происхождение к-рых связано не с влиянием периодич. поля кристаллич. решётки (как в обычных диэлектриках или полупроводниках типа Ge и Si), а с сильным межэлектронным взаимодействием. Это состояние реализуется, если характерная энергия межэлектронного (кулоновского) взаимодействия $U = e^2/\bar{r}$ (\bar{r} — ср. расстояние между электронами) больше ср. кинетич. энергии электронов, мерой к-рой является ширина разрешённой зоны $W = \hbar^2/mv^2$ (m — эффективная масса электрона). При $U < W$ пригодна простая зонная диаграмма твёрдого тела (см. *Зонная теория*). Если $U > W$, то ситуация радикально изменится. Зона может быть заполнена электронами частично, как в *металлах*, однако движению электронов, необходимому для переноса заряда, «мешают» др. электроны, находящиеся на соседних атомах. Своим отталкиванием они «запирают» (локализуют) каждый электрон на своём атоме и делают вещество диэлектриком. Это имеет место в системе, если $\bar{r} > a_0$, где a_0 — борковский радиус. Более аккуратный анализ даёт критерий $n^{1/3} a_0 \approx 0,02$, где n — концентрация электронов.

При малой концентрации ($n^{1/3} a_0 < 0,02$) в электро-нейтральной системе электроны и дырки образуют связанные состояния — *экситоны* и вещество, лишённое носителей заряда, оказывается непроводящим — диэлектриком. При большей концентрации ($n^{1/3} a_0 > 0,02$) экранировка кулоновского взаимодействия приводит к исчезновению связанных состояний и происходит переход диэлектрик—металл (переход Мотта, см. *Переход металл—диэлектрик*). В 1949 Н. Ф. Мотт (N. F. Mott) объяснил переход кристалла из металлич. состояния в диэлектрическое при изменении давления и темп-ры уменьшением W .

Др. трактовка М. д. основана на использовании дискретной модели, описывающей электроны, перемещающиеся с узла j на узел i кристалла (с матричным элементом перехода t) при отталкивании двух электронов на одном узле (модель Хаббарда). Мерой кинетич. энергии электронов при этом также является ширина электронной зоны $W = 2zt$, где z — число ближайших электронов — соседей. Если в системе имеется один электрон на узел (центр) (концентрация электронов $n = N_{эл}/N_{ат} = 1$) и $W > U$, то вещество будет металлом с наполовину заполненной зоной. Однако при сильном взаимодействии ($U > W$) в осн. состоянии электроны локализованы на своих центрах и вещество оказывается М. д. Чтобы создать в такой системе подвижные носители заряда, надо «пересадить» электрон со «своего» узла на какой-то другой, на к-ром уже есть электрон; на это надо затратить энергию $\sim U$, а выигрыш в энергии за счёт делокализации получающихся дырки и лишнего электрона порядка W , так что при $U > W$ это невыгодно, и вещество остаётся диэлектриком со щелью $\sim (U - W)$ (щель Мотта — Хаббарда), хотя с точки зрения обычной зонной схемы оно было бы металлом.

Реально к М. д. принадлежат мн. соединения переходных и редкоземельных металлов с частично заполненными внутренними d - или f -оболочками. В силу малого радиуса d - или f -орбиталей их перекрытие и матричный элемент перехода малы, и для них легко выполняется условие $U > W$.

В фазе М. д. на центре имеются локализов. электроны, т. е. локализов. магн. моменты. Соответственно подобные вещества обычно обладают магн. упорядочением, как правило, они — *антиферромагнетики*. Магн. упорядочение в этом случае обусловлено т. н. *косвенным обменным взаимодействием*; оно возникает при частичной делокализации электронов — виртуальных переходах их на соседние (занятые) центры. Так описываются электронная структура и магн. свойства мн. соединений переходных металлов типа NiO. В непрерывной среде (без учёта периодич. потенциала решётки) состоянием, родственном М. д., является т. н. *вигнеровский кристалл*, в к-ром электроны при малой плотности локализуются и образуют кристаллич. структуру с периодом, определяемым их плотностью.

При изменении внеш. условий (давления, темп-ры, состава соединения) в веществах, находящихся в фазе М. д., может произойти переход в металлич. состояние. Он может сопровождаться изменениями в кристаллич. структуре и исчезновением магн. упорядочения. Механизм перехода Мотта во многом ответствен за переход металл — диэлектрик в таких веществах, как V_2O_5 , или в парах металлов.

Лит.: Мотт Н. Ф., Переходы металл—изолятор, пер. с англ., М., 1979; Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чулювский Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979; Хомский Д. И., Необычные электроны в кристаллах, М., 1987. Д. И. Хомский.

МОТТОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — рассеяние, обусловленное взаимодействием спина заряженной частицы с её орбитальным моментом, возникающим при движении в электрич. поле рассеивающего центра. Носит имя Н. Ф. Мотта (N. F. Mott), разработавшего релятивистскую теорию рассеяния электронов. Характерной осо-