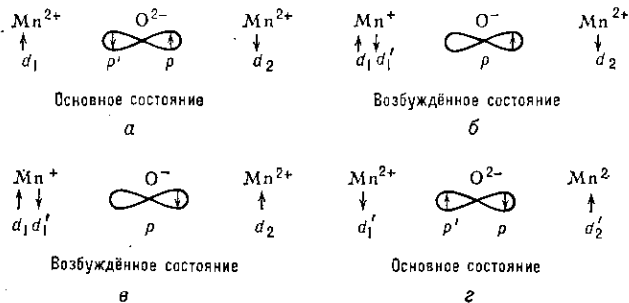


взаимодействий в перенормированной таким образом магн. подсистеме. При этом связь между ионами  $i$  и  $j$  имеет в нерелятивистском приближении обычный вид взаимодействия Гейзенберга—Дирака—Ван Флека с гамильтонианом  $\mathcal{H} = -2J_{ij}S_i S_j$  ( $S_i$  — оператор спина, см. Гейзенберга модель), а обменный параметр  $J_{ij}$  включает потенциальный (электростатич.) и кинетич. обмен. Вклад потенц. обмена положителен (способствует параллельной ориентации спинов) и обусловлен уменьшением кулоновского отталкивания для электронов с параллельными спинами из-за «фермиевской



дырки» (см. Корреляционная энергия). Вклад кинетич. обмена отрицателен (способствует антипараллельной ориентации спинов) и обусловлен процессами второго порядка теории возмущений по параметру, представляющему отношение энергии переноса  $d$ -электрона между магн. ионами к энергии отталкивания  $d$ -электронов на одном центре (ионе). Обычно кинетич. обмен больше потенциального, что и объясняет более широкую распространённость антиферромагнетизма по сравнению с ферромагнетизмом среди магн. диэлектриков. Знак и относительную величину  $K. o. v.$  в магн. диэлектриках в зависимости от электронной конфигурации магн. иона, симметрии кристаллич. окружения и угла между направлениями от лиганда на магн. ионы позволяют определить полуэмпирич. правила Гуденафа — Канамоори [3, 5]. Осуществлены также расчёты обменных взаимодействий в кристаллах с учётом реальной электронной структуры в рамках метода функционала локальной спиновой плотности [6].

Учёт эффектов спин-орбитального взаимодействия в магн. диэлектриках с низкой симметрией кристаллич. решётки даёт антисимметричный по спиновым операторам вклад в  $K. o. v.$  Этот вклад описывается гамильтонианом  $\mathcal{H} = D_{ij}[S_i S_j]$ , характеризующим т. п. обменное взаимодействие Дзялошинского — Мориа. Оно было введено И. Е. Дзялошинским в 1957 из феноменологич. соображений и получено в рамках микроскопич. теории Т. Мориа (Т. Moriya) в 1960 [4]. Взаимодействие Дзялошинского — Мориа ответственно за явление слабого ферромагнетизма в нек-рых антиферромагнитных диэлектриках (напр.,  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) [1].

$K. o. v.$  через электроны проводимости было предсказано М. Рудерманом и Ч. Киттелем (М. Ruderman, Ch. Kittel) в 1954 для ядерных спинов в металлах. Оно появляется во втором порядке теории возмущений по постоянной сверхтонкого взаимодействия и отличается дальнедействующим осциллирующим характером спада с расстоянием  $R_{ij}$ :

$$J_{ij} \sim \cos(2k_F R_{ij}) / R_{ij}^3 \quad (\text{при } 2k_F R_{ij} \gg 1).$$

Здесь  $k_F$  — фермиевский волновой вектор электронов проводимости. Такое поведение является следствием существования скачка электронной ф-ции распределения на ферми-поверхности. Теория  $K. o. v.$  между магн. моментами локализованных электронов через электроны проводимости была предложена Т. Касуя (Т. Kasuya), К. Иосида (К. Yoshida) и др. в 1956 на основе  $s-d(f)$ -обменной Шубина — Вонсовского модели (т. н. взаимодействие Рудермана — Киттеля — Ка-

суя — Иосиды, или РККИ-обменное взаимодействие). Его характерная величина  $\sim I^2 / \mathcal{E}_F$ , где  $I = s-d(f)$ -обменный интеграл,  $\mathcal{E}_F$  — ферми-энергия электронов проводимости, а зависимость от  $R_{ij}$  такая же, как для случая ядерных спинов. РККИ-взаимодействие играет определяющую роль в магнетизме редкоземельных магнетиков, а также разбавленных твёрдых растворов магн. ионов в немагнитной металлич. матрице типа  $\text{Cu} - \text{Mn}$  (см. Спиновое стекло).

Для магн. металлов группы железа и большинства их сплавов справедлива скорее картина магнетизма коллективизированных электронов, однако там, где можно говорить о наличии достаточно хорошо определенных локализованных магн. моментов (напр., по-видимому, в  $\alpha\text{-Fe}$ ), взаимодействие между ними подобно РККИ-взаимодействию, т. е. является осциллирующим и дальнедействующим. Это подтверждается прямыми расчётами обменных параметров на основе зонной теории магнетизма.

Заметно отличается от РККИ-взаимодействия  $K. o. v.$  в магнитных полупроводниках (легированные  $\text{EuO}$ ,  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  и др.), а также в магнетиках с узкими зонами (напр.,  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ). В этом случае теория возмущений по параметру  $|I| / \mathcal{E}_F$  неприменима и  $K. o. v.$  имеет существенно негейзенберговский вид. Наличие в магнетике небольшого числа свободных электронов всегда способствует ферромагнитному упорядочению локализованных магн. моментов, причём выигрыш в энергии для системы упорядоченных моментов пропорционален произведению концентрации электронов проводимости (или дырок в почти заполненной зоне) на энергию переноса [теория двойного обмена], К. Зинер (С. Zener), 1951].

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 2) Anderson P. W., Exchange in insulators. Superexchange, direct exchange and double exchange, в кн.: Magnetism, v. 1, N. Y.—L., 1963; 3) Kanamori J., Anisotropy and magnetotstriction of ferromagnetic and antiferromagnetic materials, там же; 4) Moriya T., Weak ferromagnetism, там же; 5) Гуденаф Д., Магнетизм и химическая связь, пер. с англ., М., 1968; 6) Губанов В. А., Лихтенштейн А. И., Постников А. В., Магнетизм и химическая связь в кристаллах, М., 1985. М. И. Кацнельсон.

**КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА** — плазма в космич. пространстве и космич. объектах.  $K. п.$  условно можно разделить по предметам исследований: околопланетная, межпланетная плазма, плазма звёзд и звёздных атмосфер, плазма квазаров и галактик, ядер, межзвёздная и межгалактич. плазма. Указанные типы  $K. п.$  различаются своими параметрами (ср. плотностями  $n$ , ср. энергиями частиц и т. п.), а также состояниями: термодинамически равновесными, частично или полностью неравновесными.

**Межпланетная  $K. п.$**  Состояние околопланетной плазмы, а также структура занимаемого ею пространства зависят от наличия собственного магн. поля у планеты и её удалённости от Солнца. Магн. поле планеты существенно увеличивает область удержания околопланетной плазмы, образуя естественные магнитные ловушки. Поэтому область удержания околопланетной плазмы является неоднородной. Большую роль в формировании околопланетной плазмы играют потоки солнечной плазмы, двигающиеся практически радиально от Солнца (т. н. солнечный ветер), плотности к-рых падают с расстоянием от Солнца. Непосредственные измерения плотности частиц солнечного ветра вблизи Земли с помощью космич. аппаратов дают значения  $n \approx (1-10) \text{ см}^{-3}$ . Плазма околоземного космич. пространства обычно разделяется на плазму ионосферы, имеющую плотность  $n$  до  $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$  на высотах  $\sim 350 \text{ км}$ , плазму радиационных поясов Земли ( $n \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ ) и магнитосферы Земли; вплоть до неск. радиусов Земли простирается т. н. плазмосфера, плотность к-рой  $n \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ .

Особенность плазмы верх. ионосферы, радиац. поясов и магнитосферы в том, что она является бесстолкновительной, т. е. пространственно-