

С. к. ф. указывает на благоприятные условия для возникновения магн. упорядочения при больших величинах параметра обменного взаимодействия  $U$  и при больших значениях  $\rho(\mathcal{E}_F)$ . Он показывает, почему магн. упорядочение возникает в группе  $3d$ -металлов (металлы с незаполненной  $3d$ -оболочкой). В периодич. таблице Менделеева в ряду переходных металлов (слева направо) число электронов возрастает, что приводит к увеличению  $\mathcal{E}_F$ , а также к росту  $\rho(\mathcal{E}_F)$ . С др. стороны, в столбце (сверху вниз) из-за роста общего числа электронов возрастает экранировка потенциала кулоновского взаимодействия, т. е. величина  $U$  уменьшается. В итоге, согласно С. к. ф., в ряду  $3d$ -металлов вероятность ферромагнетизма зонных электронов должна уменьшаться слева направо. Т. к. модель Стонера инвариантна относительно вращений, С. к. ф. оказывается завязан в пользу ферромагн. состояния из-за того, что существование выделенной оси сильно ограничивает спектр возбуждений, а следовательно, и энергию системы.

Дальнейшее обобщение С. к. ф. (иногда наз. также обобщенным критерием Стонера — Хаббарда) возникает при переносе выражения (2) на случай неоднородной статической восприимчивости  $\chi(q)$ ,  $q$  — волновой вектор. Если топология ферми-поверхности допускает максимум  $\chi_0(q)$  при  $q \neq 0$ , то обобщенный С. к. ф.  $\alpha\chi_0(q) \geq 1$  может описывать неустойчивость системы электронов относительно перехода из однородного парамагн. состояния в неоднородное антиферромагн. (в обоих состояниях усредненный магн. момент равен нулю). В металлах, где поверхность Ферми обладает свойством нести  $n$  га (имеются конгруэнтные участки при трансляции на вектор  $Q$ , напр. в одномерном случае  $Q = 2k_F$ , где  $k_F$  — ферми-импульс),  $\chi_0(q)$  при  $q \rightarrow Q$  имеет логарифмич. особенность,  $\chi_0(Q) \sim \chi_0(0) \ln(\mathcal{E}_F/T)$  при  $T \rightarrow 0$ . Тогда обобщенный С. к. ф. выполняется при сколь угодно малом значении  $\alpha$ , что указывает на абсолютную неустойчивость парамагн. состояния относительно возникновения спиново-волн. плотности волн. Тот же эффект, описываемый с помощью обобщенного С. к. ф. для электронной поляризуемости, проявляется в неустойчивости системы электронов относительно возникновения волн зарядовой плотности при учёте наряду с прямым кулоновским и обменным также и электрон-фононного взаимодействия.

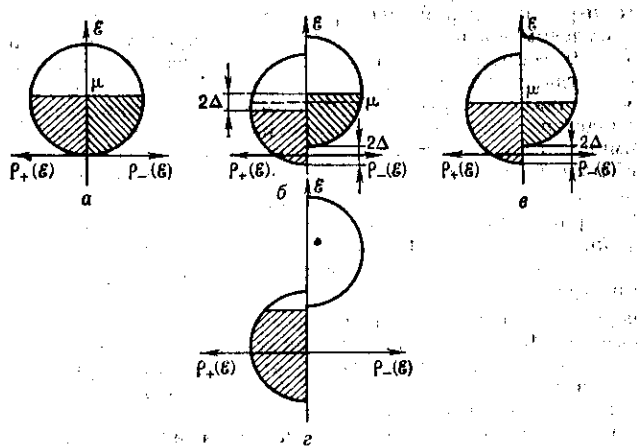
Лит. см. при ст. Стонера модель. А. В. Ведлев, О. А. Нотельникова.

**СТОНЕРА МОДЕЛЬ** — простейшая модель, описывающая возникновение ферромагн. упорядочения в переходных металлах, их сплавах и соединениях в рамках зонного магнетизма. С. м. представляет систему коллективизиров. электронов металлч. магнетика в виде идеального газа *блуждающих электронов* (предполагается, что стационарные состояния этих систем совпадают). Эфф. гамма-тоннаи этой системы  $\mathcal{H} = \sum_{k,\sigma} \epsilon_{k\sigma} a^\dagger_{k\sigma} a_{k\sigma}$ , где  $\epsilon_{k\sigma}$  — энергия электрона в одночастичном приближении,  $a^\dagger_{k\sigma}$  ( $a_{k\sigma}$ ) — (оператор рождения (уничтожения) электрона с импульсом  $k$ , значений  $\sigma = \pm 1$  соответствуют направлениям магн. момента вдоль (+) и против (-) намагниченности (ось  $Oz$ ). В отличие от немагн. металлов, энергия  $\epsilon_{k\sigma}$  учитывает межэлектронное обменное взаимодействие и в С. м. записывается в виде [1—3]:

$$\epsilon_{k\sigma} = t(k) - \sigma \Delta, \quad (1)$$

$$\Delta = k\theta t + \mu_B H. \quad (2)$$

Здесь  $t(k)$  — закон дисперсии невзаимодействующих электронов. Расщепление зоны электронов определяется величиной  $2\Delta$  (рис.),  $H$  — напряжённость магн. поля,  $t = t(H, T) = M(H, T)/nN\mu_B$  — относит. намагниченность,  $M(H, T)$  — намагниченность системы, содержащей  $N$  атомов и  $n$  коллективизиров. электронов



Обменное расщепление подзон с направлением магнитного момента вдоль (+) и против (-) намагниченности: а — парамагнетизм; б — расщеплена подзон, возникшая из-за обменного взаимодействия (случай слабого зонного магнетизма). В результате верхний уровень подзоны (-) оказался выше первоначального значения  $\mu$  на величину  $\Delta$ , а верхний уровень подзоны (+) — ниже на  $\Delta$ . При установлении равновесного состояния из подзоны (-) в подзону (+) перейдет около  $0.5n_+ - n_-$  электронов на атом; в — равновесное состояние в случае слабого зонного магнетизма; г — равновесное состояние в случае сильного зонного магнетизма.

на каждый атом,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k\theta = nU/2$  — энергетич. параметр взаимодействия,  $U$  — параметр обменного взаимодействия между электронами с противоположно направленными спинами.

В рамках С. м. феноменологич. описание обменного взаимодействия электронов с противоположно направленными спинами может быть учтено с помощью введения аналога молекулярного поля Вейса, определяемого величиной  $k\theta$ , не зависящей от импульса электрона  $k$ . Вклад от взаимодействия электронов с параллельными спинами не зависит от  $k$  и  $\sigma$  и может быть учтён сдвигом начала отсчёта энергии на пост. величину. В С. м. энергия межэлектронного взаимодействия зависит только от  $z$ -компоненты двойного спина, что делает модель инвариантной относительно вращений. В рамках микроскопич. описания С. м. можно рассматривать как среднее поле приближение для Хаббарда модели.

Полное число коллективизиров. электронов  $nN$  и намагниченность  $M = mnN\mu_B$  в С. м. определяются самосогласованно:

$$nN = \int_0^\infty d\mathcal{E} \rho(\mathcal{E}) [f(\mathcal{E} + \Delta) + f(\mathcal{E} - \Delta)],$$

$$Mn = \int_0^\infty d\mathcal{E} \rho(\mathcal{E}) [f(\mathcal{E} + \Delta) - f(\mathcal{E} - \Delta)], \quad (3)$$

где  $f$  — функция Ферми — Дирака

$$f(x) = \{\exp[(x - \mu)/kT] + 1\}^{-1}. \quad (4)$$

Здесь  $\rho(\mathcal{E})$  — плотность электронных состояний,  $\mathcal{E}$  — энергия,  $\mu$  — хим. потенциал. Для упрощения расчётов  $\rho(\mathcal{E})$  обычно аппроксимируется простой  $\phi$ -функцией, не зависящей от темп-ры и концентрации электронов [2—4].

В зависимости от заполнения подзоны с противоположными направлениями магн. моментов электронов различают сильный и слабый зонный магнетизм (рис.). В случае слабого зонного ферромагнетизма спонтанная намагниченность мала и, воспользовавшись разложением входящих в выражения (3) и (4)  $\phi$ -ций в ряд по степеням малых параметров  $\mu_B H/\mathcal{E}_F$ ,  $kT/\mathcal{E}_F$ ,  $mk\theta/\mathcal{E}_F$  (здесь  $\mathcal{E}_F$  — ферми-энергия, при  $T = 0$  хим. потенциал  $\mu = \mathcal{E}_F$ ), легко можно получить значение темп-ры Кюри  $T_C$  (см. Кюри точка), определяемой в С. м. как