

Рис. 4. Спектр электронных возбуждений $\mathcal{E}(\rho)$: а — в нормальном металле; б — в сверхпроводнике.

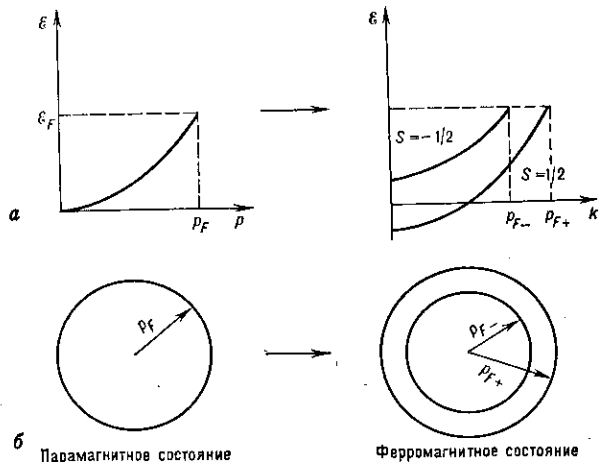


Рис. 5. Изменение спектра электронов (а) и трансформация поверхности Ферми (б) при переходе металла в ферромагнитное состояние.

показано снятие вырождения по спину и изменение поверхности Ферми при переходе М. из парамагн. состояния в ферромагнитное (поверхность Ферми — сфера). При переходе М. в сверхпроводящее состояние в спектре электронов возникает щель $\Delta\mathcal{E}$ — область запрещённых значений энергии (рис. 4, б), к-рая обеспечивает недиссипативный характер сверхпроводящего тока (см. *Сверхпроводимость*). Внеш. воздействие на М. (напр., давление) может привести к изменению связности поверхности Ферми: либо образуется новый лист, либо рвётся перемычка между листами. Это сопровождается аномалиями электронных характеристик. При $T = 0\text{K}$ такой переход следует считать фазовым переходом $2\frac{1}{2}$ -го рода (см. *Ван Хофа особенности*). Нек-рые фазовые переходы в М. связаны с межэлектронными взаимодействиями, к-рые приводят к возникновению волн зарядовой плотности или волн спиновой плотности, а также к *вигнеровской кристаллизации*.

Исследования поверхности твёрдых тел привели к понятию *двумерного электронного газа* — искусств. двумерного М., обладающего рядом особенностей; напр., поверхность Ферми двумерного М. — линия, и все особенности, обусловленные её изменением в двумерном М., выражены отчётливее, чем в трёхмерном.

При достаточно высоких давлениях, когда объём, приходящийся на 1 атом, становится меньше обычных атомных размеров, атомы теряют свою индивидуальность и любое вещество превращается в сильно сжатую электронно-ядерную плазму, т. е. в своеобразный М. Металлизация любого вещества происходит при плотности $\gg 20Z^2 \text{ г/см}^3$, где Z — ат. номер вещества. При таких плотностях большинство свойств вещества определяется вырожденным электронным газом.

Электрические свойства. Характерное свойство М. как проводников электрич. тока в нормальном (несверх-

проводящем) состоянии — линейная зависимость между плотностью тока j и напряжённостью приложенного электрич. поля E (*Ома закон*):

$$j_i = \sigma_{ik} E_k, \quad E_i = \rho_{ik} j_k, \quad \rho_{ik} = \sigma_{ik}^{-1} \quad (2)$$

Тензор уд. электропроводности σ_{ik} (или тензор сопротивления ρ_{ik}) — важнейшая характеристика М. Число независимых компонент тензора σ_{ik} (или ρ_{ik}), а значит и тип анизотропии сопротивления, зависит от *симметрии кристалла*. Для кубич. кристаллов и нетекстуриров. поликристаллов тензор превращается в скаляр (табл. 2).

Носители заряда в М. — электроны проводимости с энергией, близкой к \mathcal{E}_F . Причиной сопротивления служит рассеяние электронов на любых нарушениях периодичности кристаллич. решётки. Это тепловые колебания ионов (фононы), сами электроны (см. *Межэлектронное рассеяние*), а также разл. дефекты — примесные атомы, вакансии (сечение рассеяния 10^{-16} – 10^{-15} см^2), дислокации (сечение 10^{-3} – 10^{-7} см^2), границы кристаллов и образца (см. *Рассеяние носителей заряда*).

Мерой проводимости служит длина свободного пробега (l) электронов:

$$\sigma = \frac{e^2 l S_F}{12\pi^3 \hbar^3}, \quad (3)$$

где S_F — площадь поверхности Ферми. Для сферич. поверхности Ферми

$$\sigma = \frac{ne l}{\rho_F} = \frac{ne^2 \tau}{m}; \quad \tau = \frac{l}{v_F}; \quad m = \frac{\rho_F}{v_F} \quad (4)$$

(v_F — скорость фермиевских электронов). При $T = 300 \text{ K}$ $l \sim 10^{-6} \text{ см}$, с понижением T пробег l растёт, достигая (для специально очищенных образцов) 0,1–1 см. Соответственно возрастает проводимость. Отношение проводимости при $T = 0\text{K}$ (σ_0) к проводимости при 300 K (σ_{300}) характеризует совершенство и хим. чистоту М. Достигнутые значения σ_0/σ_{300} : $5 \cdot 10^8$ (Ga); 10^8 (Mo); $(3-4) \cdot 10^5$ (In, Sn, Cd, Hg, W); $(7-8) \cdot 10^4$ (Au, Cu, Zn); $(7-9) \cdot 10^3$ (Na, K, Fe).

Отсутствие корреляции между разл. механизмами рассеяния приводит к приближённому соотношению $1/l = \Sigma 1/l_i$, где l_i — длина свободного пробега относительно определённого механизма рассеяния. Этим объясняется эмпирич. *Маттиссена правило*, согласно к-рому сопротивление конкретного образца М. есть сумма остаточного сопротивления ρ_0 , обусловленного рассеянием на дефектах решётки (совпадает с ρ при $T = 0\text{K}$), и сопротивления идеального кристалла $\rho_{ид}$, обусловленного рассеянием на фононах и др. квазичастицах. Гл. причина температурной зависимости — рассеяние электронов на фононах. При $T \gg \theta_d$ (θ_d — *Дебая температура*) $\rho \approx \rho_{ид} \sim T$, причём типичное значение $(\frac{1}{\rho} \partial \rho / \partial T)$ при $T = 300 \text{ K}$ равно $4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. При $T \ll \theta_d$ фононная часть быстро стремится к 0, что позволяет в ряде случаев выделить в зависимости $\rho_{ид}(T)$ вклад рассеяния на электронах, к-рый пропорц. T^2 (рис. 6).

Сопротивление сплавов и М. типа керамик значительно выше, чем у чистых М. Причина этого в нарушении идеальности решётки (разл. атомы в узлах решётки) и в её дефектности. Предельное уд. сопротивление М., достигаемое при

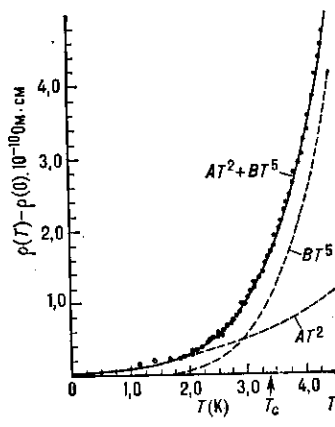


Рис. 6. Зависимость удельного сопротивления ρ от T . Точки — измеренные значения за вычетом остаточного сопротивления $8,8 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{см}$; сплошная линия — зависимость вида $AT^2 + BT^5$, представляет сумму электрон-электронного и электрон-фононного вкладов.