

ное состояние наз. *миктомагнетизмом*. Состояние спинового стекла весьма типично для неупорядоченных магнетиков, в к-рых ориентации магн. ионов и их местоположения распределены случайно. Если в сперомагн. системе появятся преимуществ. ориентация у фиксированных магн. моментов в немагнитной матрице, то это состояние наз. *асперомагнетизмом* (примером таких кристаллических веществ являются $GdAg$, $YbFe_3$, $GdAl_2$, аморфных веществ — $DuNi_3$, $TbAg$). В зависимости от соотношения энергий обмена $\epsilon_{об}$ и анизотропии $\epsilon_{ан}$ могут быть два типа асперомагнетизма: 1) $\epsilon_{об} > \epsilon_{ан}$ векторы M в отд. областях (доменах) сильно закреплены и внеш. поле $H_{вн}$ не может довести образец до магн. насыщения даже при $H_{вн} > 10$ Тл; 2) при $\epsilon_{ан} > \epsilon_{об}$ направления M в доменах закреплены менее жёстко и уже в не очень сильных полях возможно достичь магн. насыщения.

В слоистых кристаллич. веществах, когда атомные расстояния в нек-рых системах атомных плоскостях сильно отличаются от расстояний между этими плоскостями, может наблюдаться различие знаков $\epsilon_{об}$ между атомами в плоскости и между атомами соседних плоскостей. Это может привести к т. н. геликоидальной магн. атомной структуре, когда, напр., отд. плоскости намагничены ферромагнитно, а при переходе от одной плоскости к соседней вектор поворачивается на небольшой угол (шаг такой спирали не обязательно соответствует параметру кристаллич. решётки вдоль оси c , перпендикулярной атомным плоскостям). Типичными веществами с геликоидальным M являются $MnAu_2$, MnO_2 и РЗМ (в последних это связано с взаимодействием РККИ); могут быть и более сложные спиральные магн. структуры, напр. в РЗМ вектор M при переходе вдоль оси c может вращаться не в плоскости, а по поверхности конуса.

Магнетизм электронов проводимости в металлах, полупроводниках и сверхпроводниках. Парамагнетизм электронов проводимости (спиновый Паули парамагнетизм) наблюдается у щелочных (Li, Na, K и др.), щёлочноземельных (Ca, Sr, Ba и др.) и переходных (3d-, 4d- и 5d-металлов, кроме Fe, Co, Ni, Cr и Mn) металлов, у них магн. восприимчивость $\chi \sim 10^{-5}$, она не зависит от поля и очень слабо меняется с темп-рой. В ряде металлов этот парамагнетизм маскируется более сильным диамагнетизмом ионных остовов. Если в парамагн. металле обменное взаимодействие недостаточно, чтобы создать устойчивый ферромагнетизм, но может образовывать временные ферромагн. флуктуации (парамагноны) в ограниченных областях с числом электронов $\sim 10^3 - 10^4$, к-рые с понижением темп-ры становятся всё более устойчивыми и в пространстве и во времени, то наблюдается обменно усиленный парамагнетизм Паули (наиб. ярко в Pd, Pt, TiBe₂ и ряде др. металлов). Может также наблюдаться усиление магн. моментов отд. ионов переходных металлов в диамагн. металлич. матрице за счёт спиновых флуктуаций около атомов примеси.

Динамагнетизм электронов проводимости металлов (диамагнетизм Ландау) присущ всем металлам, но наблюдается не так часто и лишь при условии, что его не маскирует либо более сильный парамагнетизм Паули, либо диамагнетизм или парамагнетизм ионных остовов. Но могут быть и исключения, например аномально сильный диамагнетизм у Bi .

Парамагнетизм и диамагнетизм электронов проводимости в полупроводниках (ПП). В ПП число электронов проводимости растёт с ростом T , поэтому $\chi_{дм}$ и $\chi_{пм}$ зависят от T . Типичные ПП, напр. Ge и Si, диамагнитны. Имеется ещё два важных типа магн. ПП: а) ПП, обладающие ферромагнетизмом, как правило *ферримагнетизмом* (ферриты и др., см. ниже), и б) узкощелевые или бесщелевые разбавленные ПП — т. н. *полу-*

магнитные полупроводники, в основном — это твёрдые растворы халькогенидов Hg ($HgTe$, $HgSn$ и т. п.) и переходных d-металлов или редкоземельных металлов ($MnTe$, $MnSe$, $EuTe$ и др.). Вариации состава этих веществ существенно меняют их электронный энергетич. спектр (от бесщелевого до спектра с большой энергетич. щелью), что приводит и к существ. изменению их магн. свойств (напр., к магнитному фазовому переходу из парамагн. состояния в состояние спинового стекла).

М. сверхпроводников (СП) (см. *Сверхпроводимость*) обусловлен электр. токами, текущими в тонком поверхностном слое ($\sim 10^{-5}$ см), к-рые экранируют толщу СП от внеш. магн. полей, поэтому в массивных СП при $T < T_c$ магн. индукция $B=0$ (*Мейснера эффект*). СП являются в определ. смысле антиподами ФМ и АФМ, т. е. их спонтанное магн. поле должно разрушать сверхпроводимость (разрывать куперовские пары электронов, см. *Купера эффект*). Однако в нек-рых тройных соединениях РЗМ ($HoMo_6S_8$, $ErRh_4B_4$ и др.) в ограниченной области темп-р обнаружено сосуществование СП и ФМ (см. *Магнитные сверхпроводники*). В оксидных высокотемпературных сверхпроводниках существует сложная связь между сверхпроводящим и магнитоупорядоченным состояниями.

Магн. свойства системы электронов проводимости в металлах и ПП неразрывно связаны с их упругими, тепловыми, оптич. и др. свойствами (см. *Магнитоупругое взаимодействие, Гальваномагнитные явления, Магнитооптика*).

Магнетизм веществ с атомным магнитным порядком ($\epsilon_{вз} \gg \mu_B$ или $\epsilon_{вз} > kT$). Ферромагнетизм наблюдается в веществах с $\epsilon_{об} > 0$: в кристаллических Fe, Co, Ni, в РЗМ (Gd, Tb, Dy, Ho, Er и Tm), в бинарных и более сложных сплавах и соединениях этих элементов между собой и с др. элементами (переходными и нормальными), в сплавах Cr, Mn (т. н. гейслеровых сплавах), сплавах парамагн. переходных элементов с нормальными элементами (Zr—Zn, Sc—In, Au—V и др.), в соединениях урана. Для $M_s \neq 0$ при $0 < T \leq T_c$ (T_c — точка Кюри). Известны случаи, когда нижняя температурная граница ферромагнетизма $T_{мин} > 0$ К. При $T > T_c$ ФМ переходит либо в ПМ с $\chi \sim C/(T-\theta)$ (казалось бы, для ферромагн. металлов при $T > T_c$ должен наблюдаться парамагнетизм Паули, однако учёт спиновых флуктуаций показал, что для магн. восприимчивости χ должен выполняться закон Кюри — Вейса), либо в АФМ (напр., в нек-рых РЗМ). При $H_{вн} = 0$ результирующая намагничённость ферромагн. образца (если исключить вторичное явление остаточной намагничённости) также отсутствует. Это объясняется тем, что при охлаждении ФМ от $T > T_c$ до $T < T_c$ и при $H_{вн} = 0$ образец ФМ спонтанно разбивается на малые области — домены с $M_s \neq 0$, но при этом ориентация векторов в разных доменах такова, что суммарная намагничённость многодоменного образца равна нулю (см. *Магнитная доменная структура, Ферромагнитные домены*). В поле $H_{вн}$ доменная структура меняется благодаря двум осн. процессам (см. *Намагничивание*): росту объёма доменов, в к-рых векторы M направлены относительно $H_{вн}$ энергетически более выгодно, за счёт менее выгодно намагничённых доменов, реализуемого смещением границ доменов (процессы смещения) и повороту векторов M из их первонач. положения вдоль осей легчайшего намагничивания по направлению внеш. поля (процессы вращения). В результате этих процессов намагничиваемый образец приобретает суммарный магн. момент — макроскопич. намагничённость (см. *Парапроцесс*). Намагничённость M ФМ зависит не только от H и T , но также и от магн. предыстории образца, это явление неоднозначной зависимости M от H наз. магн. гистерезисом. При выключении $H_{вн}$ об-