

Рис. 3. Зависимость положения верхнего уровня валентной зоны b_{-1} и нижнего уровня зоны проводимости a_1 от магнитного поля в бесщелевом полупроводнике $Hg_{1-x}Mn_xTe$.

вует малым x или высоким T , намагниченность I описывается т. н. ф-цией Бриллюэна $B(y)$:

$$I \propto -s_0 x B \left[\frac{MH}{k(T+T_0)} \right], \quad (2)$$

$$B(y) = \frac{2s_0+1}{s_0} \operatorname{cth} \left(\frac{2s_0+1}{s_0} y \right) - \frac{1}{2s_0} \operatorname{cth} \frac{y}{2s_0}.$$

Здесь s_0 , T_0 — феноменологич. параметры, учитывающие отличие I от намагниченности идеального парамагнетика, к-рое обусловлено взаимодействием (обычно антиферромагнитным) соседних магн. ионов или более сложных комплексов.

При низких темп-рах и значит. x в П. п. наблюдается переход в фазу *спинового стекла* (напр., в $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при $x > 0,17$; рис. 4). В бесщелевых П. п.

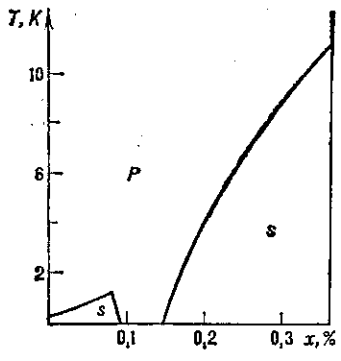


Рис. 4. Фазовая ($T-x$) диаграмма магнитного состояния $Hg_{1-x}Mn_xTe$; P — парамагнитная фаза, S — область спинового стекла.

область спинового стекла может, по-видимому, существовать и при малых x , что связано с *косвенным обменным взаимодействием* магн. ионов через электроны проводимости. Антиферромагн. фаза обнаружена лишь в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ при $x > 0,6$.

Локализованные состояния. Как и обычные полупроводники, П. п. могут быть легированы как донорами, так и акцепторами. Энергии локализованных примесных состояний в П. п. определяются не только кулоновским взаимодействием с потенциалом поля примесного центра, но и обменным взаимодействием с локализованными магнитными моментами, расположенными внутри боровского радиуса примесного центра. Такое локализов. состояние наз. *связанным магнитным поляроном*. Вклад обменного взаимодействия в энергию локализов. состояния зависит от концентрации магн. ионов (x), темп-ры (T) и магн. поля (H). В узкощелевых и бесщелевых П. п. зависимость энергии ионизации мелких примесей от H связана также со специфичкой квантования зонных состояний (см. выше). Т. о., в П. п. энергия ионизации примесей, а следовательно, и кинетич. явления значительно сильнее зависят от H и T , чем в обычных полупроводниках.

Кинетические явления. Наиб. ярким проявлением роли обменного взаимодействия электронов с локализов. магн. ионами является гигантское отрицат. *магнетосопротивление* $\Delta\rho(H)$, наблюдаемое в узкоще-

левых П. п. p -типа (ρ уменьшается на 5—7 порядков в полях $H \sim 4-5$ Тл). Уменьшение ρ в магн. поле в ряде случаев сопровождается фазовым переходом полупроводник — металл (см. *Переход металл — диэлектрик*). Этот переход обусловлен уменьшением энергии ионизации акцепторных примесей и ростом радиуса волновой ф-ции акцепторных состояний в магн. поле из-за специфики квантования валентной зоны П. п. и разрушения состояний связанного магн. полярона. Др. особенность кинетич. явлений в П. п. — *немонотонная зависимость амплитуды осцилляций Шубникова* — де Хааза от H и T , обусловленная разл. вкладом обменного взаимодействия в энергию разных спиновых подуровней Ландау (см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*).

Оптические свойства. Специфика энергетич. спектра свободных и локализов. состояний носителей заряда в П. п. приводит к особенностям оптич. и магн.-оптич. явлений. В П. п. наблюдаются гигантский *Фарадея эффект* при энергиях фотонов, близких к энергии края фундам. поглощения (в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ *Верде постоянная* достигает 36000 град/см·Тл), сильная зависимость от магн. поля стоковского сдвига в спектрах *комбинационного рассеяния света* и расщепления линий поглощения свободных и связанных *экситонов*.

Лит.: Дячкин И. И., Цидильковский И. М., Узкощелевые полумангнитные полупроводники, «УФН», 1985, т. 146, с. 35; Вгаandt N. В., Мосcheaiko V. V., Semimagnetic semiconductors, «Adv. Phys.», 1984, в. 33, № 3, p. 193; Башкин Е. П., Спиновые волны и квантовые коллективные явления в больших магн. газах, «УФН», 1986, т. 148, в. 3, с. 433. Г. М. Миньков, И. М. Цидильковский.

ПОЛУМЕТАЛЛЫ — металлы, обладающие аномально малым числом ($10^{-2} - 10^{-5}$) носителей заряда, проходящихся на один атом вещества. П. обладают всеми свойствами *металлов* при низких темп-рах T (наличием вырожденной системы носителей заряда, постоянством их концентрации вплоть до темп-р $T = 0$ К, характером электропроводности). С др. стороны, ряд свойств П. делает их похожими на *полупроводники*: значительно более низкая электропроводность, чем у металлов; заметное возрастание числа носителей при повышении темп-ры. П. занимают промежуточное положение между металлами и полупроводниками.

П. являются элементы V группы периодич. системы элементов (As, Sb, Bi), графит и нек-рые соединения (GeTe и др.). Все П. имеют одинаковое число электронов и дырок и относятся к компенсиров. металлам с четным числом валентных электронов, входящих в элементарную ячейку кристалла.

Полуметаллич. состояние у элементов V группы возникает вследствие структурной неустойчивости металла с простой кубич. решёткой, являющегося своеобразной «прафазой» П. Этот «праметалл» обладает *ферми-поверхностью* с большими плоскими участками, размеры к-рых сопоставимы с размерами *Бриллюэна зоны*. При нормальных давлениях термодинамически более выгодной оказывается слабо искажённая ромбоэдрич. структура с удвоенным периодом в направлении одной из пространств. диагоналей исходного куба. Переход к искажённой структуре подобен *Пайерлса переходу* в одномерных металлах (см. *Квазиодномерные соединения*). При высоких давлениях p металлич. прафаза оказывается устойчивой. Её восстановление при всестороннем сжатии экспериментально наблюдалось у $Bi(BiII)$ при $p = 26$ кбар, у $Sb(SbII)$ при $p = 78$ кбар.

В отличие от одномерного случая, где Пайерлса переход приводит к образованию электронного энергетич. спектра диэлектрика с конечной величиной запрещённой зоны, в трёхмерном случае неустойчивость прафазы может приводить к образованию как диэлектрич. спектра, так и полуметаллического. Для последнего характерно перекрытие разрешённых зон. Оно оказывается возможным из-за четности числа атомов и валентных электронов в элементарной ячейке, возникающей в результате удвоения периода решётки (у П. V