

и его кпд весьма высок (более 90%). П. в. применяется обычно как активный диполь, образующий в разл. сочетаниях с системой пассивных диполей мн. типы антенн с направленным излучением. И. В. Иванов.

ПОЛУМАГНИТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ (разбавленные магнитные полупроводники) — полупроводниковые тв. растворы, в к-рых осн. диамант. кристаллич. решётка содержит нек-рое кол-во парамагн. примесных атомов. Концентрация последних не слишком велика, так что диполь-дипольное взаимодействие между их магн. моментами M мало. При этом расстояние между примесными атомами значительно больше постоянной решётки a , и они, в нек-ром приближении, подобны атомам идеального газа с магн. восприимчивостью χ , подчиняющимся *Кюри закону*. В роли магн. примесных атомов могут выступать атомы *переходных элементов, лантаноидов и актиноидов*, имеющие нескомпенсиров. электронный спин на f - или d -орбиталках (см. *Парамагнетик*). Обменные эффекты при взаимодействии электронов проводимости или дырок с магн. примесными атомами приводят к возможности магн. фазовых превращений.

Наиб. изучены соединения типа $A_{1-x}^{II}M_xB^{VI}$ и $A_{1-x}^{IV}M_xB^{VI}$ (где A^{II} — Cd, Zn, Hg; A^{IV} — Sn, Pb, Ce; B^{VI} — S, Se, Te; M — Mn, Fe, Eu), имеющие структуру ZnS, вюрцита и NaCl. Магн. ионы в этих П. п. (M) не создают состояний в запрещённой зоне полупроводника (рис. 1) (или вблизи точки вырождения

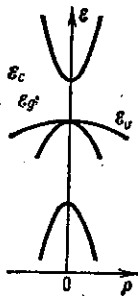


Рис. 1. Зонная диаграмма полупроводника InSb; ϵ_g — ширина запрещённой зоны; ϵ_c — дно зоны проводимости; ϵ_v — потолок валентной зоны.

зоны проводимости и валентной зоны у бесщелевых полупроводников), однако отличие их потенциала от потенциала замещённых ими ионов приводит к изменению электронного спектра [ширины запрещённой зоны ϵ_g (щели), эфф. массы носителей заряда m]. Наиб. исследованы как бесщелевые П. п. ($Hg_{1-x}Mn_xTe$

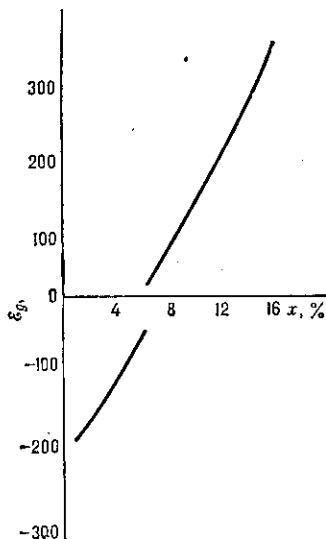


Рис. 2. Зависимость ширины запрещённой зоны ϵ_g (в мэВ) у $Hg_{1-x}Mn_xTe$ (верхняя) и у бесщелевого полупроводника $Hg_{1-x}Mn_xSe$ (нижняя) от содержания Mn.

при $x < 0,07$ и $Hg_{1-x}Mn_xSe$ при $x < 0,06$), так и П. п. с узкой и широкой запрещёнными зонами ($Hg_{1-x}Mn_xTe$ при $x > 0,07$, $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $Zn_{1-x}Mn_xSe$).

Зависимости ϵ_g от T и x для тв. растворов полупроводников $A^{II}B^{VI}$ хорошо описываются эмпирич. ф-лами (рис. 2):

$$Hg_{1-x}Mn_xTe \left\{ \begin{aligned} \epsilon_g &= -0,305 + 0,55T + 4,4x(10^{-3} \text{эВ}), \\ \frac{\partial \epsilon_g}{\partial T} &= 5,5 \cdot 10^{-4} (\text{эВ/К}), \end{aligned} \right.$$

$$Hg_{1-x}Mn_xSe \left\{ \begin{aligned} \epsilon_g &= -0,27 + 4,4x (\text{эВ}), \\ \frac{\partial \epsilon_g}{\partial T} &= 8 \cdot 10^{-4} (\text{эВ/К}). \end{aligned} \right.$$

Возможность варьировать в широких пределах состав П. п. (изменять x) позволяет плавно перестраивать электронную структуру от бесщелевого инверсного спектра до обычного ($\epsilon_g > 0$).

Энергетический спектр зонных носителей заряда. Специфич. свойства П. п. обусловлены обменным взаимодействием зонных носителей заряда с электронами магн. ионов. Гамильтониан этого взаимодействия

$$\mathcal{H}_{обм} = \hat{s} \sum_{R_i} \hat{S}_i J(r - R_i), \quad (1)$$

где \hat{s} , \hat{S}_i — спиновые операторы зонных носителей и локализов. магн. моментов, $J(r - R_i)$ — интеграл обменного взаимодействия зонных носителей с электронами магн. ионов (r — пространств. координата); суммирование ведётся по всем узлам (R_i), занятым магн. ионами. Т. к. зонные носители взаимодействуют с большим числом локализов. магн. моментов, то \hat{S}_i можно заменить его термодинамич. средним $\langle S_i \rangle$, а суммирование по R_i — суммированием по всем узлам, умножив сумму в (1) на долю узлов, занятых магн. ионами. При этом энергетич. спектр носителей в П. п. вблизи краёв разрешённых зон (ϵ_c и ϵ_v) можно получить, добавив к гамильтониану, записанному в $\hbar p$ -приближении $\mathcal{H}_{обм}$. В отсутствие магн. поля $\langle S_i \rangle = 0$, $\mathcal{H}_{обм} = 0$ и энергетич. спектр П. п. аналогичен спектру соответствующего обычного полупроводника. В магн. поле энергия обменного взаимодействия $\mathcal{H}_{обм} \neq 0$, что приводит к перестройке энергетич. спектра носителей заряда. В полупроводниках с достаточно широкой запрещённой зоной энергетич. интервалы между соседними Ландау уровнями (орбитальное квантование энергии носителей) удовлетворяют условию $\hbar \omega_c \ll \mathcal{E}_{обм}$ ($\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота). Тогда можно пренебречь орбитальным квантованием носителей, и обменное взаимодействие приводит лишь к аномально большому спиновому расщеплению зонных состояний. В узкощелевых и бесщелевых полупроводниках ($\hbar \omega_c \geq \mathcal{E}_{обм}$) перестройка спектра значительно сложнее. Возникают особенности квантования Ландау в магн. поле. Напр., могут наступить вырождение и даже инверсия спиновых подуровней, относящихся к разным уровням Ландау. Особенно сильно обменное взаимодействие сказывается на положении нижнего электронного (ϵ_c) и высшего валентного (ϵ_v) уровней, к-рые при увеличении H могут перекрыться. К такому же эффекту приводит увеличение содержания Mn при фиксированных H и темп-ры T . Так, бесщелевой полупроводник $Hg_{1-x}Mn_xTe$ при включении магн. поля становится *полуметаллом* (происходит перекрытие зоны проводимости и валентной зоны), а при дальнейшем увеличении H в нек-ром поле H_1 он превращается в обычный полупроводник со щелью (рис. 3).

Магнитные свойства П. п. существенно отличаются от свойств магнитных полупроводников. Они зависят от концентрации магн. ионов (x) и темп-ры (T). На фазовой диаграмме $x - T$ есть 3 области: парамагнитная, т. н. область спинового стекла и антиферромагнитная (рис. 4). В парамагн. области, к-рая соответ-