

ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННЫЙ p -HgMnTe с $\epsilon_g > 0$: ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э.

Проведены исследования влияния одноосной деформации на гальваномагнитные явления в разбавленных магнитных полупроводниках p -HgMnTe с $\epsilon_g > 0$ в магнитных полях до 55 кЭ (без деформации до 200 кЭ) при $T=1.7-77$ К. Показано, что в отсутствие магнитного поля одноосная деформация в HgMnTe, так же как в InSb и HgCdTe, приводит к уменьшению энергии ионизации акцепторов. В магнитном поле зависимости коэффициента Холла и удельного сопротивления в HgMnTe радикально отличаются от зависимостей, наблюдаемых в немагнитных полупроводниках. Это связано с влиянием на энергетический спектр свободных дырок обменного взаимодействия с ионами Mn^{2+} , имеющими нескомпенсированный магнитный момент. Основные особенности гальваномагнитных эффектов объясняются при описании энергетического спектра HgMnTe в кр-модели с учетом обменного взаимодействия в приближении эффективного молекулярного поля и одноосной деформации.

Исследованию влияния одноосной деформации на свойства полупроводников p -типа с вырожденной валентной зоной посвящено большое количество работ. В узкощелевых полупроводниках такие исследования, как показано в [1, 2], дают дополнительную информацию не только о природе примесных состояний, но и об особенностях перехода диэлектрик—металл, который легко достигается при деформации из-за малого значения эффективной массы легкой дырки. Исследование влияния одноосной деформации на свойства разбавленных магнитных полупроводников наряду с этим может дать дополнительную информацию о вкладе обменного взаимодействия в энергетический спектр носителей заряда.

Настоящая работа посвящена исследованию эффекта Холла и магнитосопротивления при одноосной деформации в p -HgMnTe с $\epsilon_g > 0$. Нами исследована группа образцов с концентрацией нескомпенсированных акцепторов $N_A - N_D = (2 \div 80) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, однако подробно мы будем анализировать данные только для наименее легированного, поскольку лишь для него выполняется условие $N_A^3 = 0.002 < 0.02$, и поэтому, хотя бы для качественной интерпретации экспериментальных результатов, можно использовать модель одиночного примесного центра.

Исследования проводились при $T=1.8-300$ К в диапазоне давлений $\chi < < 2.1$ кбар в магнитных полях до 55 кЭ (при $\chi=0$ до 200 кЭ). Давление прикладывалось вдоль длинной стороны образца, имеющего форму параллелепипеда с размерами $0.8 \times 0.8 \times 8.0$ мм. Непосредственно перед измерениями образцы травились в 5%-м растворе брома в бутаноле с последующей промывкой в бутаноле. Содержание марганца определялось по ширине запрещенной зоны ϵ_g ($T=0$) с использованием приведенных в [3] значений $\epsilon_g(x)$. Величина ϵ_g ($T=0$) определялась экстраполяцией зависимости $\epsilon_g(T)$, полученной из обработки температурной зависимости концентрации электронов в области собственной проводимости ($T > 100$ К), и в исследованном образце с учетом погрешности используемых в уравнении электронейтральности параметров составила $50 \pm \pm 10$ мэВ, что соответствует $x \approx 8.5$ %. В расчетах использовались значения $E_g = 17.8$ эВ, $m_h = 0.5 m_0$, $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

1. Рассмотрим сначала результаты исследований, полученные при $\chi=0$. Характер поведения температуры зависимости удельного сопротивления $\rho(H=0)=\rho_0$ и коэффициента Холла $R(H=100 \text{ Э})=R_0$, а также температурная зависимость холловской подвижности (рис. 1, а) показывают, что при $T > 8 \text{ К}$ явления переноса определяются свободными дырками валентной зоны, и поэтому $p=(eR_0)^{-1}$ и $\mu=R_0 c_0$, где p — концентрация дырок, а μ — их подвижность. Из анализа температурной зависимости R_0 с помощью обычной процедуры, описанной в [4], были определены энергия ионизации акцепторов $\epsilon_A \approx (4.5 \pm 0.5) \text{ мэВ}$, концентрация некомпенсированных акцепторов $N_A - N_D \approx (2 \pm 0.5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и степень компенсации $k=0.5 \pm 0.2$.

В магнитном поле зависимости $R(H)$ носят немонотонный характер, наиболее ярко выраженный при низких температурах (рис. 1, б), что свидетельствует о немонотонной зависимости энергии ионизации акцепторов от магнитного поля.

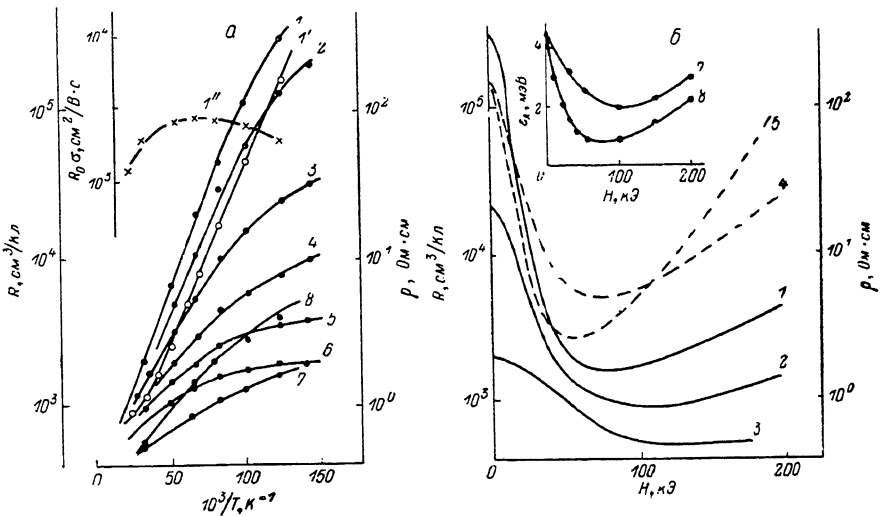


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления (I''), холловской подвижности (I') и коэффициента Холла при различных магнитных полях при $\chi=0$ (1—8) (а); полевые зависимости коэффициента Холла (1—3), продольного (4) и поперечного (5) магнитосопротивления в отсутствие давления (б).

а) H , кЭ: 1' — 0, 1 — 0.1, 2 — 10, 3 — 20, 4 — 30, 5 — 40, 6 — 50, 7 — 100, 8 — 200; б) на вставке — зависимость энергии ионизации акцепторов от магнитного поля; T , К: 1, 4—6 — 8.0; 2 — 15.0; 3, 7 — 30.0.

Изменение коэффициента Холла с температурой при $H=0$ не описывается экспоненциальным законом с постоянной энергией активации: наклон зависимости $\lg R(1/T)$ уменьшается с понижением температуры (рис. 1, а). Такое поведение $R(T)$ в магнитном поле обсуждалось ранее в [5, 6] и связано с температурной зависимостью энергии ионизации акцепторов ϵ_A в магнитном поле. Экспериментально зависимость $\epsilon_A(H)$ при фиксированной температуре можно определить по концентрации свободных дырок, решая уравнение электронейтральности. Учитывая, что в $p\text{-HgMnTe}$ в магнитном поле при низких температурах носители заселяют лишь один уровень Ландау с эффективной массой $m \approx m_h = 0.5 m_0$, мы определили зависимости энергии ионизации акцепторов от магнитного поля при $T=8$ и 30 К , которые, как видно из рис. 1, б, действительно являются немонотонными. Такое изменение $\epsilon_A(H)$ является естественным для слабо легированного полумангнитного полупроводника [7, 8] и связано с отщеплением (начиная с самых малых магнитных полей) одного уровня Ландау. Поведение энергии ионизации акцепторов в HgMnTe в магнитном поле исследовалось неоднократно. Однако, насколько нам известно, $\epsilon_A(H)$ определялась по температурным зависимостям удельного сопротивления, что по существу дает энергию активации проводимости, которая, как известно, не всегда совпадает с энергией ионизации акцепторов. Полученная нами зависимость $\epsilon_A(H)$ на качественном уровне согласуется с результатами расчетов [7, 8], проведен-

ных для одиночного водородоподобного акцепторного центра. Проводить количественное сравнение, на наш взгляд, нецелесообразно, так как даже в отсутствие магнитного поля экспериментальное значение энергии ионизации $\epsilon_A \approx 4.5$ мэВ существенно меньше энергии одиночного центра $E_A = 4/9 E_h \approx 8$ мэВ (E_h — боровская энергия тяжелой дырки) [7], что, по-видимому, связано с недостаточно малым уровнем легирования.

Итак, анализ гальваномагнитных эффектов в отсутствие деформации показывает, что в исследованном образце во всем диапазоне магнитных полей существуют отделенные от валентной зоны акцепторные состояния.

2. Рассмотрим влияние одноосной деформации на кинетические явления в HgMnTe в отсутствие магнитного поля. Поскольку при $H=0$ в приближении эффективного молекулярного поля энергетический спектр HgMnTe аналогичен спектру HgCdTe, то и влияние деформации на свойства этих материалов в отсутствие магнитного поля должно быть подобным. Кинетические явления в одноосно деформированных узкощелевых немагнитных полупроводниках исследовались в [1, 2], где было показано, что одноосная деформация приводит к сильному уменьшению энергии ионизации акцепторных центров. Это связано с тем, что вырожденная в $k=0$ валентная зона при одноосном сжатии расщепляется на величину 2Δ , при этом закон дисперсии дырок становится анизотропным

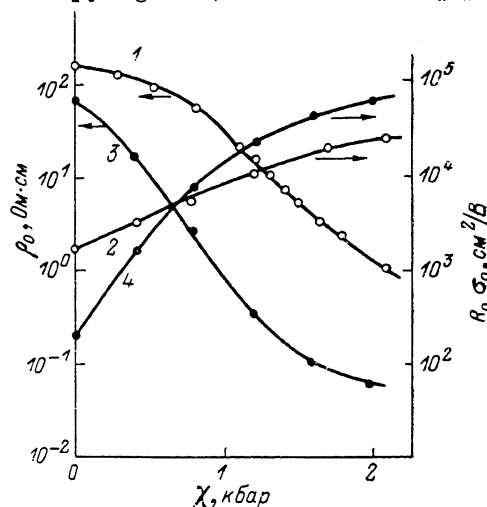


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления (1, 3) и холловской подвижности (2, 4) для HgMnTe (1, 2) и образца HgCdTe с $\epsilon_g = 50$ мэВ, $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $k = 0.5$ (3, 4).

и для верхней из расщепившихся зон при $\epsilon \ll 2\Delta$ он описывается эффективными массами $m_{\parallel} \approx m_0$, $m_{\perp} \approx 4m_0$, где m_{\parallel} , m_{\perp} — эффективные массы вдоль и поперек сжатия соответственно; m_l — масса легкой дырки $m_l = (\gamma_1 + 2\gamma + \frac{3E_p}{2\epsilon_g})^{-1} m_0$; γ_1 , γ — параметры, учитывающие влияние удаленных зон. Такая перестройка спектра валентной зоны и акцепторных состояний в немагнитных материалах приводит к увеличению концентрации свободных дырок и росту их подвижности. Для сравнения на рис. 2 приведены зависимости $\rho_0(\chi)$ и $\mu_0(\chi)$ для двух исследованных образцов HgMnTe и HgCdTe с близкими параметрами. Видно, что качественно экспериментальные зависимости совпадают.

На рис. 3, а приведены температурные зависимости R_0 , измеренные при различных сжатиях. Видно, что при $\chi \neq 0$ на зависимости $\lg R_0(1/T)$ можно выделить два прямолинейных участка с существенно разными наклонами. Такое поведение $R_0(T)$, как ясно из рис. 3, б, определяется тем, что при низких температурах энергия активации температурной зависимости коэффициента Холла определяется энергией ионизации примеси ϵ_A , а при высоких — особенностью в плотности состояний валентной зоны. Это подтверждается и численными расчетами концентрации свободных дырок (кривые на рис. 3, б). Из сопоставления рассчитанных зависимостей с экспериментальными мы определили зависимость энергии ионизации акцепторов от деформации. В расчетах использовалась величина расщепления $2\Delta = 13.6$ (мэВ/кбар) χ , определенная нами для HgMnTe с $\epsilon_g < 0$ [9]. Как следует из рис. 3, а, в HgMnTe и HgCdTe зависимости $\epsilon_A(\chi)$ ведут себя почти одинаково: ϵ_A уменьшается с ростом деформации, а при $\chi = \chi^*$ обращается в нуль, т. е. происходит переход диэлектрик—металл. Важно отметить, что, как в HgCdTe с $\epsilon_g > 0$ [2] и в InSb [1], в HgMnTe при $\chi > \chi^*$ концентрация свободных дырок существенно меньше концентрации нескомпенсированных акцепторов. Для объяснения этого факта, как и в работах [1, 2],

необходимо предположить существование при этих давлениях резонансного акцепторного состояния на фоне непрерывного спектра валентной зоны (рис. 3, б).

Таким образом, анализ экспериментальных зависимостей показывает, что в отсутствие магнитного поля в HgMnTe одноосная деформация приводит к тем же изменениям ϵ_A , ρ_0 и R_0 , что и в немагнитных полупроводниках HgCdTe и InSb [1, 2].

3. Обсудим поведение удельного сопротивления и коэффициента Холла одноосно деформированного HgMnTe в магнитном поле. Зависимости $\rho(H)$ в ориентациях $\mathbf{H} \parallel \chi \parallel \mathbf{j}$, $\mathbf{H} \perp \chi \parallel \mathbf{j}$ приведены на рис. 4, 5 (в дальнейшем мы будем пользоваться обозначениями ρ_{\parallel} и ρ_{\perp}). Видно, что поведение $\rho_{\parallel}(H)$ и $\rho_{\perp}(H)$ существенно различается: зависимость $\rho_{\perp}(H)$ при деформации сохра-

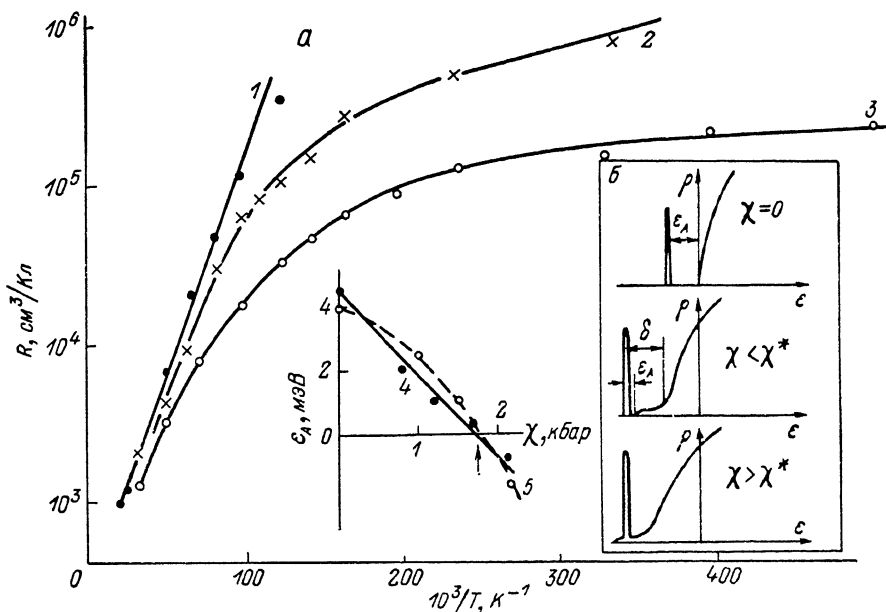


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $R(T)$ для p -HgMnTe при различных давлениях (точки) и рассчитанные из уравнения электронейтральности температурные зависимости $R=(ep)^{-1}$ (линии) (а); схематическое изображение плотности состояний в валентной зоне и положение акцепторного уровня при различных давлениях (б).

а) χ , кбар: 1 — 0, 2 — 1.65, 3 — 2.1; на вставке — зависимости $\epsilon_A(\chi)$ для HgMnTe (4) и HgCdTe (5), полученные из обработки зависимостей $R_0(T)$; стрелкой показано давление $\chi=\chi^*$, при котором ϵ_A обращается в нуль; б) ϵ_A — энергия ионизации акцепторов, которая при $\chi=0$ определяет низкотемпературный наклон зависимости $\lg(1/T)$, δ — энергия, определяющая высокотемпературный наклон.

няет монотонный характер, тогда как на зависимости $\rho_{\parallel}(H)$ при $\chi > 0.5$ кбар появляется максимум, который с ростом деформации смещается в большие магнитные поля.

Естественно считать, что такое поведение $\rho_{\parallel}(H)$, $\rho_{\perp}(H)$ при деформации в первую очередь связано с изменением энергетического спектра.

Рассмотрим ориентацию $\mathbf{H} \parallel \chi$. На рис. 6 показано поведение уровней Ландау при $\chi=0.8$ кбар, рассчитанное в $k\hat{p}$ -модели, в котором учтено влияние деформации, магнитного поля и обменного взаимодействия [9]. В расчетах использованы параметры: $x=0.085$, $T_0=7.5$ К, $S_0=1.1$ [10], $\gamma_1=2$, $\gamma=0$, $E_p=17.8$ эВ, $N_0\beta=1.4$ эВ, $N_0\alpha=-0.35$ эВ [11], $\epsilon_g=50$ мэВ. Видно, что поведение уровней Ландау в магнитном поле при $\chi \neq 0$ существенно изменяется. Обратим внимание на следующие важные особенности структуры потолка валентной зоны.

Во-первых, как и в отсутствие деформации, начиная с малых магнитных полей, от всех уровней Ландау отделяется один уровень, но уже a_{-1} , а не b_{-1} , как при $\chi=0$. Во-вторых, если в малых магнитных полях закон дисперсии $\epsilon(k_{\parallel})$ для уровня a_{-1} вблизи потолка описывается эффективной массой легкой

дырки, то уже в поле $H=10$ кЭ для рассматриваемого давления — массой порядка массы тяжелой дырки. В-третьих, если при $H < H_1$ потолком валентной зоны является уровень a_{-1} , то при $H > H_1$ им становится уровень b_{-1} (рис. 6, 6). Естественно, что эти особенности должны приводить и к особенностям в полевой зависимости энергии ионизации акцепторных центров: она должна падать в малых магнитных полях по той же причине, что и при $\chi=0$, а именно из-за быстрого отщепления верхнего уровня Ландау; с дальнейшим ростом поля ϵ_A должна увеличиваться как из-за увеличения эффективной массы носителей на уровне a_{-1} , так и из-за приближения к потолку зоны уровня b_{-1} . При этом в поле H_1

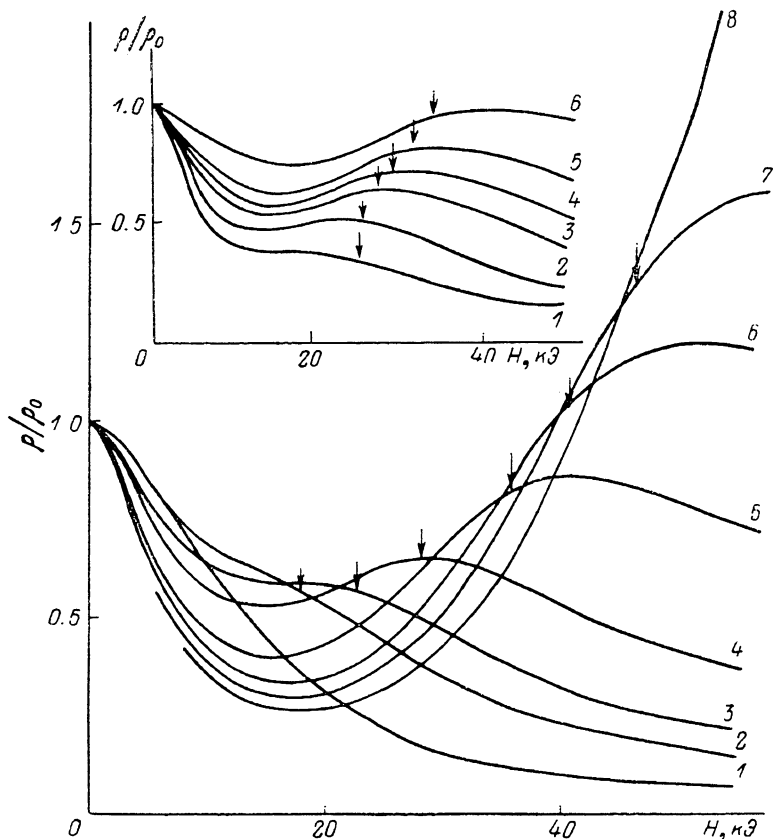


Рис. 4. Полевые зависимости удельного сопротивления при $T=8$ К и $H \parallel \chi \parallel j$ при различных давлениях.

χ , кбар: 1 — 0.25, 2 — 0.55, 3 — 0.65, 4 — 0.80, 5 — 1.0, 6 — 1.1, 7 — 1.2, 8 — 1.3. На вставке — полевые зависимости удельного сопротивления при $\chi=0.8$ кбар и разных температурах. T , К: 1 — 6, 2 — 7, 3 — 8, 4 — 9, 5 — 10, 6 — 12. Стрелки указывают рассчитанное из (2) поле H_1 , в котором происходит пересечение уровней Ландау a_{-1} и b_{-1} .

акцепторное состояние отщепляется уже от двух уровней — a_{-1} и b_{-1} . В полях, превышающих H_1 , ϵ_A снова может уменьшаться, поскольку вклад в энергию акцепторов от уровня a_{-1} будет резко убывать из-за его быстрого «погружения» в глубь зоны.

Таким образом, зависимости $\epsilon_A(H)$, а следовательно, и $\rho_{\parallel}(H)$ при $\chi \neq 0$ оказываются существенно немонотонными: при $H \approx H_1$ $\epsilon_A(H)$ должна иметь максимум. Зависимость $H_1(\chi)$ можно найти, приравняв энергии уровней a_{-1} и b_{-1} . Учитывая малость членов, описывающих влияние удаленных зон, для $\epsilon_{a_{-1}}$ и $\epsilon_{b_{-1}}$ при $k_H=0$ можно записать

$$\epsilon_{a_{-1}} = \Delta + A, \quad \epsilon_{b_{-1}} = -\Delta + 3A, \quad A = \frac{1}{6} N_0 \beta S_0 x B_{3/2}(z), \quad (1)$$

где $B_{3/2}(z)$ — функция Бриллюэна, $z = g\mu_B H/k(T+T_0)$, $g=2$ — g -фактор Mn^{2+} , μ_B — магнетон Бора. Отсюда получим

$$2\Delta = \frac{1}{3} N_0 \beta S_0 x B_{3/2}(z), \quad (2)$$

где H_1 входит в аргумент функции Бриллюэна. Вычисленные значения H_1 при $T=8$ К и различных давлениях показаны на рис. 4, а стрелками. Видно,

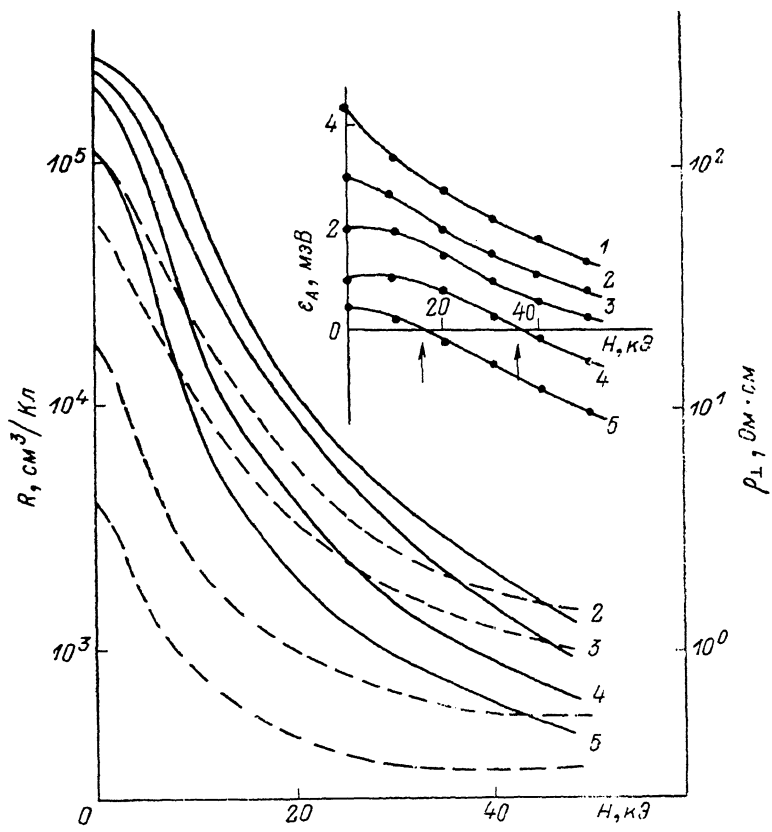


Рис. 5. Зависимости от магнитного поля коэффициента Холла (сплошные линии) и поперечного сопротивления (штриховые) при различных давлениях. На вставке — зависимость $\epsilon_A(H)$. χ , кбар: 1 — 0, 2 — 0.55, 3 — 0.8, 4 — 1.2, 5 — 1.65. Стрелками показано поле, в котором ϵ_A обращается в нуль.

что положения максимума $\rho_{\parallel}(H)$ неплохо описываются в рассмотренной модели. Если такая интерпретация причины появления максимума ρ_{\parallel} верна, то,

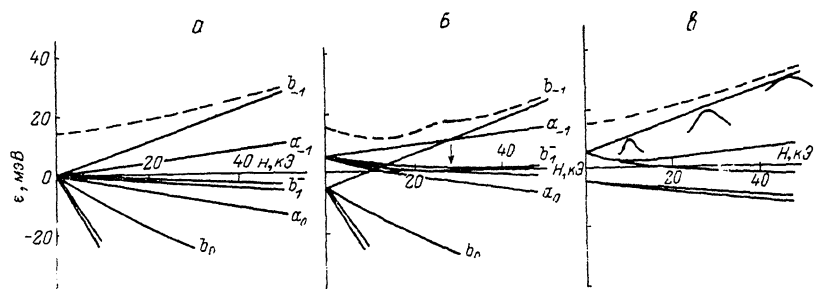


Рис. 6. Положение уровней Ландау в HgMnTe при $\chi=0$ (а) и $\chi=0.8$ кбар в ориентациях $H \parallel \chi \parallel [001]$ (б) и $H \perp \chi \parallel [001]$ (в), рассчитанное в кф-модели с учетом обменного взаимодействия и одноосной деформации с параметрами, указанными в тексте.

$T=8$ К. Штриховыми линиями схематично показано положение акцепторного уровня. Стрелкой отмечено поле пересечения уровней Ландау a_{-1} и b_{-1} . На рис. 6, в схематично изображен закон дисперсии дырок вблизи потолка зоны.

как следует из (2), его положение должно сильно зависеть от температуры. Действительно, как видно из рис. 4, б, с ростом T максимум смещается в большие поля и его положение также неплохо описывается уравнением (2).

Поведение уровней Ландау при $\mathbf{H} \perp \chi$ [12], как видно из рис. 6, в, существенно отличается от поведения уровней в ориентации $\mathbf{H} \parallel \chi$. Используя экспериментальную зависимость концентрации свободных дырок от магнитного поля $p = (eR)^{-1}$, пренебрегая в плотности состояний валентной зоны вкладом всех уровней Ландау, кроме верхнего (что при $T < 10$ К справедливо для используемого интервала давлений в полях более 10 кЭ), и учитывая рассчитанную зависимость $\varepsilon(k_H)$ [12], мы из уравнения электронейтральности определили зависимость энергии ионизации акцепторов от магнитного поля (рис. 5). На качественном уровне характер зависимости $\varepsilon_A(\chi)$ при фиксированном значении магнитного поля можно понять следующим образом. С одной стороны, как показывают расчеты, с ростом деформации происходит уменьшение эффективной массы носителей на верхнем уровне Ландау с величины $m_H = m_h \gg m_l$ при $\chi = 0$ до $m_H \approx 4m_l$ при $\chi \rightarrow \infty$. Кроме того, при увеличении давления растет расстояние от верхнего уровня Ландау до остальных. Оба этих эффекта и должны приводить к уменьшению энергии ионизации мелкого примесного центра с ростом деформации.

Полевые зависимости ε_A понять сложнее, поскольку здесь действуют как минимум два механизма, приводящие к противоположным эффектам. Сильное отщепление верхнего уровня Ландау, как и при $\chi = 0$, должно приводить к падению энергии ионизации с ростом H . Другой механизм — рост эффективной массы дырок от величины $m_{\perp} \approx 4m_l$, $m_{\parallel} = m_l$ в отсутствие магнитного поля до $m_h = 0.5m_0$ в больших полях — должен приводить к возрастанию ε_A . Как показывают экспериментальные зависимости $R(H)$, $\varepsilon_A(H)$ (рис. 5), первый из указанных эффектов оказывается более сильным. Отметим, что начиная с некоторых давлений существует критическое поле H^* , в котором экспериментально определенная энергия ионизации акцептора обращается в нуль (рис. 5). При этом, так же как при $H = 0$, $p \ll N_A - N_D$, т. е. для объяснения зависимости $p(H)$ необходимо при $H > H^*$ предположить существование резонансного акцепторного состояния на фоне состояний валентной зоны. На наш взгляд, это еще раз свидетельствует о сложности спектра акцепторных состояний в полупроводниках с вырожденной валентной зоной при одноосной деформации.

Итак, проведенные исследования показали, что основные особенности гальваномагнитных эффектов в p -HgMnTe при одноосной деформации удается объяснить в модели, учитывающей обменное взаимодействие в приближении эффективного молекулярного поля. Одноосная деформация приводит к снятию вырождения валентной зоны в $k=0$. Закон дисперсии верхней из расщепившихся зон становится анизотропным и описывается эффективными массами $m_{\parallel} = m_l$, $m_{\perp} = 4m_l$, $m_{\perp} \ll m_h$. Такая перестройка спектра свободных дырок приводит к уменьшению энергии ионизации мелких акцепторов с ростом давления, а при некоторой деформации и к переходу диэлектрик—металл. Поведение коэффициента Холла и удельного сопротивления в магнитном поле полностью определяется особенностью квантования спектра валентной зоны полумагнитных полупроводников. Для объяснения температурных зависимостей концентрации свободных дырок при больших деформациях необходимо предположить существование на фоне непрерывного спектра валентной зоны резонансных акцепторных состояний. Наличие таких состояний во всех исследованных нами узкощелевых полупроводниках HgMnTe, HgCdTe [2], InSb [1] свидетельствует о том, что они связаны с особенностью спектра валентной зоны при деформации, а не со спецификой примесных состояний в конкретных материалах.

Может сложиться впечатление, что все эффекты, наблюдаемые в разбавленных магнитных полупроводниках, полностью описываются в модели эффективного молекулярного поля, т. е. в отсутствие внешнего магнитного поля спектр полумагнитных полупроводников совпадает со спектром немагнитных (типа HgCdTe). Мы хотим отметить, что этот вывод был сделан из анализа результатов, полученных в достаточно сильном (как правило, квантующем) магнитном поле. Однако при внимательном рассмотрении поведения гальваномагнитных эффектов в широком диапазоне магнитных полей и температур бросаются в глаза особенности, которые не могут быть объяснены в этом приближении. В первую очередь это относится к полевой зависимости коэффициента Холла при высоких температурах $T > 50$ К, когда вклад обменного взаимодействия мал. Во всех

материалах p -типа с вырожденной валентной зоной (InSb, HgCdTe, Ge) в малых магнитных полях наблюдается характерное уменьшение коэффициента Холла, связанное с вкладом легких дырок. В p -HgMnTe эту особенность не удается выделить ни на одном из исследованных образцов в интервале легирования $N_A - N_D = (2 \div 80) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, хотя в рамках модели эффективного молекулярного поля она должна быть.

Возможно, такое поведение $R(H)$ при высоких температурах в p -HgMnTe связано с перенормировкой спектра валентной зоны за счет взаимодействия с термодинамическими флуктуациями намагниченности (влияние такого взаимодействия на энергетический спектр мелких локализованных состояний экспериментально исследовано в [13]). К числу других особенностей, возможно, связанных с перенормировкой спектра валентной зоны, могут относиться необычная температурная зависимость и большая величина холловской подвижности в этих соединениях как с $\epsilon_g > 0$, так и с $\epsilon_g < 0$ [6, 14].

Список литературы

- [1] Германенко А. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2006—2012.
- [2] Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э., Инишева О. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 796—803.
- [3] Bastard G., Rigaux C., Guldner L., Mycielski A., Furdyna K. J., Mullin D. P. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 4. P. 1961—1970.
- [4] Елизаров А. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Никитин М. С., Рут О. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 472—476.
- [5] Wojtowicz T., Mycielski A. // Acta Phys. Polon. 1985. V. A67. N 2. P. 363—367.
- [6] Германенко А. В., Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э., Гавалешко Н. П., Фрасуняк В. М. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 6. С. 1754—1757.
- [7] Быховский А. Д., Вахабова Э. М., Гельмонт Б. Л., Эфрос Ал. Л. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 2094—2098.
- [8] Gawron T. R. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1986. V. 19. P. 21—28.
- [9] Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э., Гавалешко Н. П., Фрасуняк В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 117—124.
- [10] Dobrowolski W., von Ortenberg M., Sandauer A. M., Galazka R. R., Mycielski A., Pautenet R. // Proc. IV Int. Conf. Narrow Gap Semicond. Berlin, 1982. P. 302—306.
- [11] Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э., Гавалешко Н. П., Фрасуняк В. М. // ФТТ. 1984. Т. 26. В. 10. С. 2943—2950.
- [12] Румянцев Е. Л., Рут О. Э. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1341—1347.
- [13] Nawrocki M., Planel R., Fishman G., Galazka R. R. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 735. J. Phys. Soc. Japan. 1981. Suppl. A49. P. 823.
- [14] Германенко А. В., Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 6. С. 1857—1863. Германенко А. В., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1662—1666.

Уральский
государственный университет
им. А. М. Горького

Получена 10.04.1989
Принята к печати 11.08.1989