КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОДНООСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ p-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ С $\varepsilon_g > 0$

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

Исследовано влияние одноосного давления $\chi \leqslant 4.2$ кбар на гальваномагнитные явления в p-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ (x=0.18—0.21) с $N_A - N_D = (3 \div 40) \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ при T=1.8—300 К в магнитных полях до 50 кЭ. Показано, что сильное уменьшение коэффициента Холла в магнитном поле, наблюдаемое при малых деформациях и $T < 10$ К, связано с конкуренцией проводимости по примесной зоне и свободными дырками. Так же как и в p-InSb, в p-HgCdTe энергия ионизации акцепторов уменьшается с ростом давления, обращаясь в нуль при некотором значении $\chi = \chi^*$, но при этом концентрация свободных дырок остается меньше концентрации нескомпенсированных акцепторов. Предполагается, что при $\chi > \chi^*$ уровень Ферми фиксирован на резонансном акцепторном состоянии. Это подтверждается исследованием осцилляций поперечного магнитосопротивления и коэффициента Холла, которые удалось обнаружить при $\chi > 3.5$ кбар.

Влияние одноосного сжатия на кинетические явления и мелкие акцепторные состояния подробно исследовано в p-Ge [1] и p-InSb [2]. Было показано, что одноосная деформация приводит к уменьшению энергии ионизации и увеличению характерного размера волновой функции основного состояния акцептора, и эти зависимости неплохо описываются в модели мелкого примесного состояния [3]. В легированных полупроводниках, как показано в [2], такое поведение акцепторных состояний при сжатии может приводить к переходу диэлектрик—металл, когда $Na^3_{эфф}$ становится больше 0.02.

В настоящей работе приводятся результаты исследований гальваномагнитных эффектов в одноосно деформированном p-$Hg_{1-x}Cd_xTe$. Измерения коэффициента Холла (R) и удельного сопротивления (ρ) проводились на восьми образцах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с x=0.18—0.21, $N_A - N_D = 3 \cdot 10^{15} - 4 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ в диапазоне температур 1.8—300 К в магнитных полях до 50 кЭ. Одноосное давление (χ) до 4 кбар прикладывалось вдоль длинной стороны образцов ($\boldsymbol{\chi} \parallel \mathbf{j} \perp \mathbf{H}$), имеющих типичные размеры 0.7×0.7×7 мм и ориентированных в направлениях [111] и [110]. Состав исследованных образцов определялся по значению концентрации электронов при T=300 К, а $k = N_D/N_A$ и $N_A - N_D$ — из анализа температурных зависимостей R [4]. В работе подробно рассматриваются результаты, полученные на двух образцах, параметры которых приведены в таблице.

Параметры исследованных образцов

№ образца	x	ε_g, мэВ (T = 4.2 К)	N_A/N_D, см$^{-3}$	$k = N_D/N_A$	ε_A (χ = 0), мэВ	χ^*, кбар	$\frac{N_A - N_D}{p(\chi = \chi^*)}$ (T = 4.2 К)
1	0.205	68	$3.5 \cdot 10^{15}$	0.5	6.3	2.7	55
2	0.18	25	$3.5 \cdot 10^{16}$	⩽0.1	4.2	1.8	220
3	InSb	235	$4.5 \cdot 10^{15}$	0.2	7.5	3.3	15

Температурные зависимости R (10 кЭ) при $\chi=0$ [1] и R ($H \to 0$)$=R_0$ при наличии деформации для образца 1 приведены на рис. 1. Видно, что в отсутствие деформации R и ρ экспоненциально зависят от температуры и вплоть до $\rho \approx \approx 10^5$ Ом·см не наблюдается перехода к проводимости по примесной зоне. Такое поведение отличается от результатов, полученных при исследовании p-InSb с близким уровнем легирования [2], где по характерному излому на зависимости $\lg \rho$ $(1/T)$ и максимуму на зависимости $\lg R$ $(1/T)$, наблюдаемым как при $\chi=0$, так и при $\chi \neq 0$, удавалось легко выделить области, связанные с проводимостью по примесям и свободными дырками.

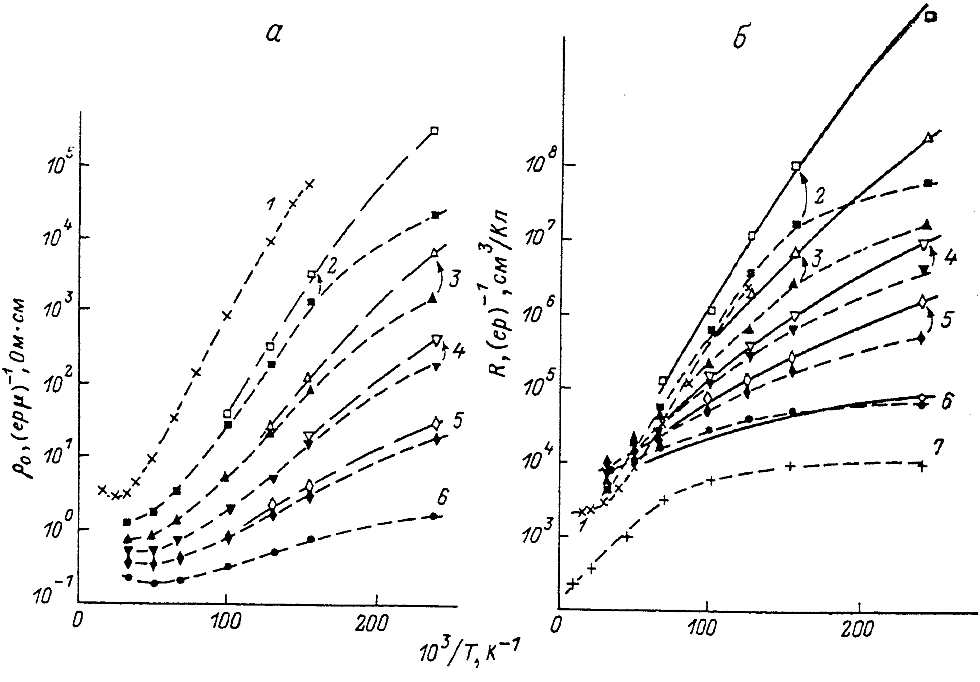

Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления (*а*) и коэффициента Холла (*б*) для образцов 1 (*1—6*) и 2 (*7*).

Темные точки — экспериментальные значения R_0 при $\chi \neq 0$, R (10 кЭ) при $\chi=0$ и ρ_0, светлые — значения $(ep\mu)^{-1}$ и $(ep)^{-1}$, полученные из обработки полевых зависимостей R и $\rho_\perp$, как это описано в тексте. Штриховые линии проведены по экспериментальным данным, сплошные — зависимость $[ep\ (T)]^{-1}$, где $p\ (T)$ получено при решении уравнения электронейтральности. χ, кбар: *1* — 0; *2* — 1.0; *3* — 1.5; *4* — 1.8; *5* — 2.2; *6* — 2.7; *7* — 2.18.

Экспоненциальная зависимость R и ρ от температуры, наблюдаемая при $\chi=0$, и классическая для материалов p-типа полевая зависимость R показывают, что явления переноса в HgCdTe определяются свободными носителями, что дает возможность из температурной зависимости их концентрации определить энергию ионизации акцепторных состояний [4].

При наличии деформации считать, что концентрация свободных дырок равна $(eR)^{-1}$, не позволяет сильная полевая зависимость R в слабых магнитных полях $H < 10—15$ кЭ, которая наблюдается при промежуточных деформациях и низких температурах, что, например, для образца 1 соответствует $\chi=0.5—2.5$ кбар и $T \leqslant 10$ К (рис. 2, *а*).

Обсудим механизмы, которые могут приводить к сильной зависимости коэффициента Холла от магнитного поля.

Ясно, что уменьшение R в магнитном поле в деформированных образцах не связано с вкладом легких и тяжелых дырок, как при $\chi=0$, поскольку расщепление валентной зоны при одноосном давлении столь велико ($2\Delta \simeq 12$ мэВ

[1] Коэффициент Холла при $H < 10$ кЭ в отсутствие деформации уменьшается в 1.5—2 раза, что связано с вкладом легких дырок, поэтому концентрация свободных дырок равна $[eR\ (10\ кЭ)]^{-1}$, а не $[eR_0]^{-1}$.

при $\chi=1$ кбар [5]), что при низких температурах носители заселяют лишь верхнюю из расщепившихся зон.

Сильная полевая зависимость R, кроме того, может быть связана либо с большим значением холл-фактора r [в этом случае $R_0=r\,(ep)^{-1}$, а в классически сильном магнитном поле $R=(ep)^{-1}$], либо с конкуренцией двух типов проводимости — свободными дырками и носителями в примесной зоне.

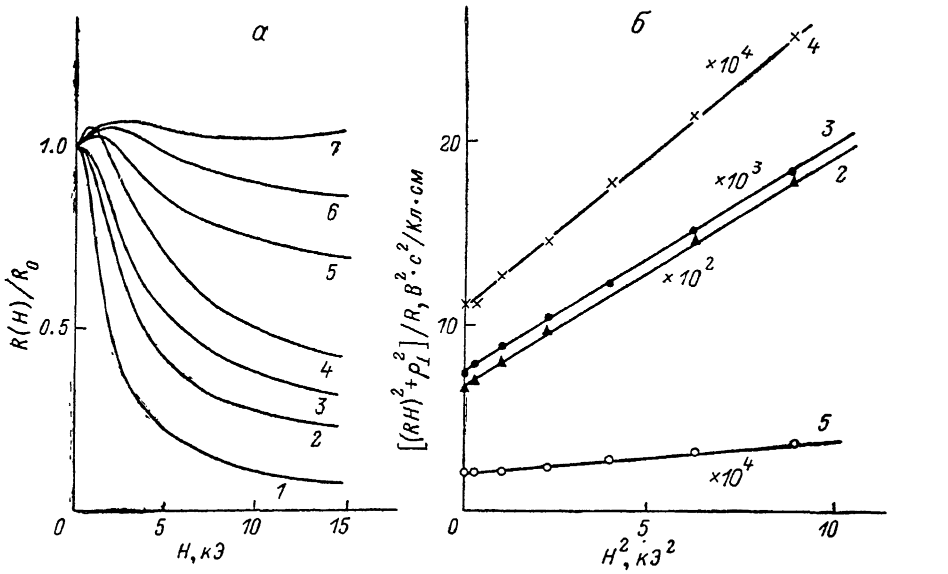

Рис. 2. Зависимости $R\,(H)/R_0$ от магнитного поля (a) и зависимости $[(RH)^2+\rho_\perp^2]/R$ от H^2 ($б$) для образца 1 при $\chi=1$ кбар.

T, К: *1* — 4.2; *2* — 6.5; *3* — 8.0; *4* — 10.0; *5* — 15.0; *6* — 20.0; *7* — 30.0.

Значение холл-фактора при одноосном давлении можно оценить, считая, что изоэнергетические поверхности вблизи потолка валентной зоны близки к эллипсоидам. В этом случае $r=\langle\tau_\perp^2/m_\perp^2\rangle/\langle\tau_\perp/m_\perp\rangle^2$ [6], где $m_\perp=\hbar^2\,(\partial^2\varepsilon/\partial k_\perp^2)^{-1}$, а $\varepsilon\,(k)_\perp$ является решением уравнения Шредингера с гамильтонианом Латтинжера с учетом одноосной деформации [3]. Проведенные таким способом расчеты величины холл-фактора в предположении степенной зависимости времени релаксации импульса от энергии $\tau_\perp=\tau_0\varepsilon^s$ показывают, что из-за резкой зависимости $m_\perp$ (ε) (рис. 3) r в деформированных кристаллах может достигать больших значений. [В расчетах были использованы параметры: энергетический эквивалент межзонного матричного элемента $E_p=17.8$ эВ; $\gamma_1=(E_p/3\varepsilon_g)+2$, $\gamma=E_p/6\varepsilon_g$, так что $m_h/m_0=(\gamma_1-2\gamma)^{-1}=0.5$]. Однако во всех случаях $r\,(T)$ при $T\leqslant 10-15$ К падает при понижении температуры, в то время как экспериментально наблюдаемая полевая зависимость R усиливается (рис. 2, $б$). Остается предположить, что сильная полевая зависимость R связана с конкуренцией двух механизмов проводимости: свободными дырками ($\sigma_{ij}^{\text{св}}$) и носителями в при-

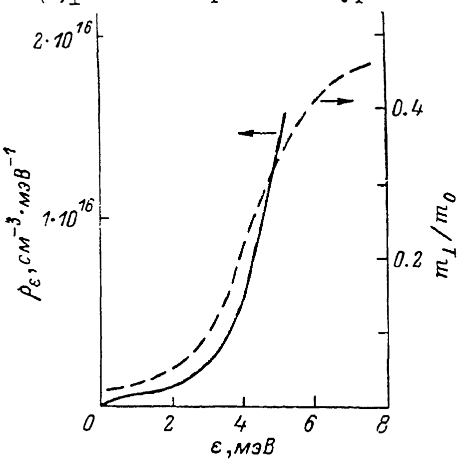

Рис. 3. Зависимости плотности состояний и поперечной эффективной массы от энергии, рассчитанные с параметрами, соответствующими образцу 1.

$\chi=1.5$ кбар. Энергия отсчитывается от потолка валентной зоны.

месной зоне ($\sigma_{ij}^{\text{пр}}$). Если считать, что $\sigma_{ij}^{\text{пр}} \ll \sigma_{ij}^{\text{св}}$, то с понижением температуры, когда $\sigma_{xx}^{\text{пр}}$ станет больше $\sigma_{xx}^{\text{св}}$, коэффициент Холла $R = \frac{1}{H} \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$ будет уменьшаться с ростом магнитного поля. Используя явный вид для $\sigma_{xy}^{\text{св}} = Hep\mu^2/(1+\mu^2H^2)$, легко получить соотношение $[(RH)^2 + \rho_\perp^2]/R = (H^2/ep) + (ep\mu^2)^{-1}$. Вообще говоря, это выражение получено для изотропного случая. Однако оно будет справедливым и при наличии анизотропии, когда $\sigma_{xx}^{\text{пр}} > \sigma_{xx}^{\text{св}}$, $\sigma_{xy}^{\text{св}}$. Таким образом, если концентрация свободных носителей не зависит от магнитного поля, то зависимость величины $[(RH)^2 + \rho_\perp^2]/R$ от H^2 должна быть линейной. Как видно из рис. 2, *б*, экспериментальные зависимости $[(RH)^2 + \rho_\perp^2]/R = f\ (H^2)$ действительно линейны, что дает возможность по наклону и точке экстраполяции к $H=0$ определить концентрацию свободных дырок p и их подвижность, а также вы-

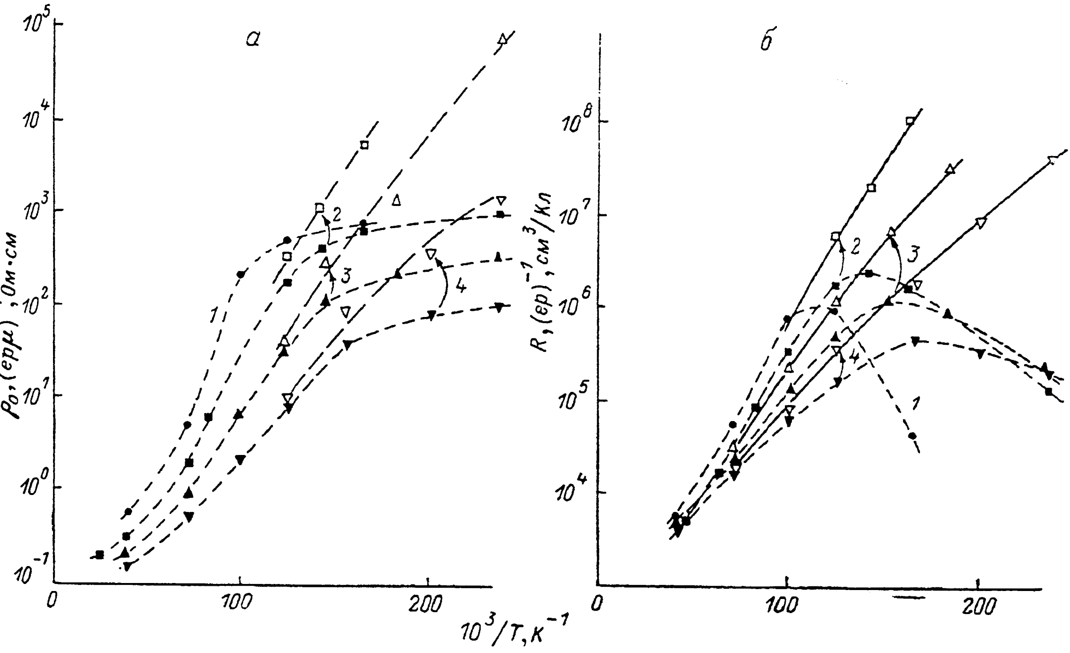

Рис. 4. Температурные зависимости ρ_0, $(ep\mu)^{-1}$ (*а*) и R, $(ep)^{-1}$ (*б*) для *p*-InSb (образец 3). Обозначения такие же, как на рис. 1. χ, кбар: *1* — 0; *2* — 0.82; *3* — 1.47; *4* — 2.12.

делить вклады проводимостей обоих типов. Полученные при такой обработке экспериментальных результатов значения $(ep)^{-1}$ и $\rho^{\text{св}} = (ep\mu)^{-1}$ приведены на рис. 1 и, как видно, значительно отличаются от экспериментальных значений R_0 и ρ_0 при низких температурах и промежуточных давлениях.

Для проверки правильности такой интерпретации и обработки экспериментальных результатов были проведены дополнительные исследования R (H, T) и ρ (H, T) в одноосно деформированном *p*-InSb с близким уровнем легирования (см. таблицу). Из рис. 4 видно, что в *p*-InSb как в отсутствие деформации, так и при $\chi \leqslant 2.5$ кбар на зависимости $\lg \rho\ (1/T)$ наблюдается излом, а на зависимости $\lg R\ (1/T)$ — максимум при $T = T_0 = 6$—10 К [2, 7]. Ясно, что такие температурные зависимости связаны с переходом при понижении температуры от проводимости свободными дырками к проводимости по примесной зоне. При $T < T_0$, так же как и в *p*-HgCdTe при низких температурах, наблюдается сильная полевая зависимость R. Найденные из этой зависимости значения $(ep)^{-1}$ приведены на рис. 4, *б*. Зная $p\ (T)$, можно, решая уравнение электронейтральности с учетом зависимости плотности состояний валентной зоны от деформации (рис. 3) и используя значения $N_A - N_D$ и k из таблицы, определить энергию ионизации акцептора аналогично тому, как это было сделано в [2]. При этом как в *p*-HgCdTe, так и в *p*-InSb рассчитанная зависимость концентрации дырок от температуры хорошо совпадает с экспериментальной не только в той области температур, где R практически не зависит от магнитного поля, но и при низких температурах и промежуточных деформациях, когда наблюдается сильная полевая зависимость (рис. 1, 4).

Итак, можно сделать вывод, что сильная полевая зависимость R, наблюдаемая в p-HgCdTe и p-InSb при низких температурах в области малых деформаций, связана с конкуренцией проводимости свободными дырками и проводимости по примесной зоне. Отсутствие характерного для перехода к проводимости по примесной зоне максимума на зависимости R (T) в p-HgCdTe в исследованном диапазоне температур связано, на наш взгляд, с меньшей разницей в энергиях активации проводимости свободными носителями заряда (ε_1) и носителями в примесной зоне (ε_3) по сравнению с аналогичными по легированию образцами p-InSb. Такое соотношение ε_1 и ε_3 связано с бóльшим значением ε_3, поскольку в твердых растворах, каким является HgCdTe, флуктуации состава приводят к дополнительному увеличению ε_3 [8].[2] Большее значение ε_3 в p-HgCdTe приводит, на наш взгляд, и к тому, что при $\chi=0$ переход к проводимости по примесной зоне не наблюдается до значений ρ, на 2 порядка бóльших, чем в аналогичных по легированию материалах p-InSb, хотя эффективный радиус, характеризующий поведение волновой функции на больших расстояниях $a \approx \hbar\,(2m_l\varepsilon_A)^{-1/2}$, где m_l — эффективная масса легкой дырки, в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x \simeq 0.2$ больше, чем в InSb.

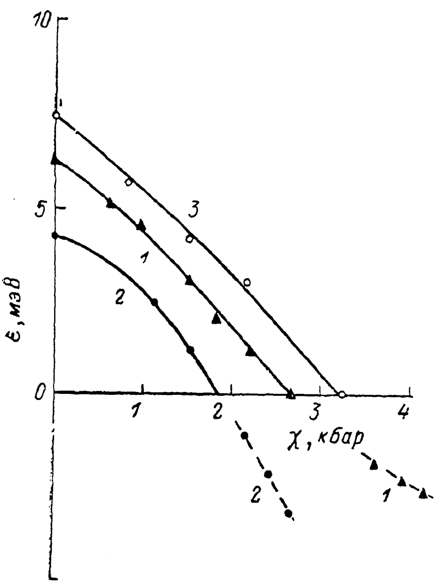

Рис. 5. Энергия акцепторного уровня, отсчитанная от потолка валентной зоны, в зависимости от давления.

Точки в области отрицательных энергий соответствуют резонансному положению акцепторного уровня. Номера образцов: *1* — 1, *2* — 2, *3* — 3.

Энергия ионизации акцепторов в $Hg_{1-x}Cd_xTe$, так же как в InSb, при $\chi=0$ в наиболее чистых образца близка к $^4/_9 E_Б$ ($E_Б$ — боровская энергия тяжелой дырки), уменьшается с легированием и ростом деформации, а при $\chi^*=2.7$ кбар для образца 1 и $\chi^*=1.8$ кбар для образца 2 ε_A обращается в нуль (рис. 5).

К сожалению, в HgCdTe сравнить предельную по деформации энергию ионизации мелкого акцептора (ε_A^∞) с теоретическим значением, которое равно энергии примесного состояния, отщепленного кулоновским центром от анизотропной зоны с $m_\parallel=(\gamma_1+2\gamma)^{-1}\,m_0$ и $m_\perp=(\gamma_1-\gamma)^{-1}m_0$ [3], не удается, поскольку в HgCdTe с $\varepsilon_g \approx 100$ мэВ $\varepsilon_A^\infty \simeq 1$ мэВ, $a_\parallel \approx 6\cdot10^{-6}$ см, $a_\perp \approx 3\cdot10^{-6}$ см, так что уже при $N_A \approx 4\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ выполняется условие перехода диэлектрик—металл $N_A a_\perp^2 a_\parallel \approx 0.02$.

Начальная скорость уменьшения энергии ионизации определяется отношением величин расщепления валентной зоны и акцепторного состояния (t) [3]. Значение t, определенное нами из зависимости ε_A (χ) в наиболее чистых образцах (рис. 5) для HgCdTe, оказывается равным 0.6—0.7, что согласуется с экспериментальными результатами, полученными при исследовании p-InSb [2], и с результатами расчетов, выполненных для Ge [3].

Таким образом, зависимость энергии основного состояния акцептора от

[2] Оценки показывают, что даже без учета кластеризации энергия активации ε_3, связанная с этим механизмом, должна быть 1.0—1.2 мэВ.

одноосной деформации аналогична зависимости, полученной в [2] для InSb, и согласуется с моделью мелкого примесного состояния.[3]

Рассмотрим результаты, полученные при тех деформациях, когда энергия акцептора обратилась в нуль, т. е. при $\chi \geqslant \chi^*$. При этих давлениях в области температур 1.8—10 К исчезают зависимость $R_0(T)$ и уменьшение коэффициента Холла в малых магнитных полях, связанное с конкуренцией проводимости по примесной зоне и свободными дырками, поэтому можно считать, что концентрация свободных дырок равна $(eR_0)^{-1}$. Так же как и в одноосно деформированном p-InSb [2], концентрация свободных дырок при $\chi=\chi^*$ и $T=4.2$ К значительно меньше, чем величина N_A-N_D, причем отношение $(N_A-N_D)/p(\chi^*)$ в образце с меньшим значением ε_g, а значит, и меньшей плотностью состояний у потолка валентной зоны в 4 раза больше, чем в образце 1 (см. таблицу и рис. 1). Для объяснения такого поведения концентрации свободных дырок при $\chi \geqslant \chi^*$ необходимо предположить, что часть носителей локализована (в том смысле, что дает значительно меньший вклад в явления переноса, чем свободные дырки). Экспериментально полученную зависимость концентрации дырок от температуры удается описать, предполагая, что локализованные состояния расположены на фоне непрерывного спектра.

Вывод о том, что при $\chi \geqslant \chi^*$ дырочный газ вырожден, но при этом часть носителей локализована, подтверждается и исследованиями осцилляций магнитосопротивления и коэффициента Холла, которые удалось обнаружить в образце 1 при $\chi \geqslant 3.5$ кбар. С ростом давления расстояние между осцилляционными максимумами увеличивается и они сдвигаются в высокие магнитные поля (рис. 6, *а*, *б*). Сравним положение наблюдаемых максимумов магнитосопротивления с теоретически рассчитанным. Для этого необходимо знать энергии уровней Ландау и зависимость $\varepsilon_F(\chi)$. Положение уровней Ландау при $\mathbf{H} \perp \boldsymbol{\chi}$ рассчитывалось согласно [9]. Обращают на себя внимание следующие особенности (рис. 6, *в*): положение верхнего уровня Ландау практически не зависит от магнитного поля, а остальные уровни группируются парами. Это можно легко понять, рассмотрев энергетический спектр при предельно больших деформациях ($2\Delta \gg \varepsilon$). В этом случае в гамильтониане Латтинжера можно пренебречь недиагональными элементами [10]. В магнитном поле энергетический спектр верхней из расщепившихся зон при $\boldsymbol{\chi} \parallel 0z$, $\mathbf{H} \parallel 0x$, $k_x=0$ является решением уравнения Шредингера с гамильтонианом

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2m_0}\begin{pmatrix} -(\gamma_1+2\gamma)\left(\frac{a^+-a}{2}\right)^2+(\gamma_1-\gamma)\left(\frac{a^++a}{2}\right)^2 & i\,\frac{2e}{c\hbar}\,kH \\ -i\,\frac{2e}{c\hbar}\,kH & -(\gamma_1+2\gamma)\left(\frac{a^+-a}{2}\right)^2+(\gamma_1-\gamma)\left(\frac{a^++a}{2}\right)^2 \end{pmatrix},$$

где $a^+=\frac{1}{\sqrt{2}}(k_y+ik_z)$, $a=\frac{1}{\sqrt{2}}(k_y-ik_z)$ — операторы рождения, уничтожения, k — параметр Латтинжера, а энергия отсчитывается от потолка валентной зоны. Решения уравнения имеют вид

$$\varepsilon_N^\pm=\left\{\left(N+\frac{1}{2}\right)[(\gamma_1-\gamma)(\gamma_1+2\gamma)]^{1/2}\pm k\right\}\frac{\hbar eH}{m_0c},$$

где $N=0, 1, 2\ldots$ Отсюда видно, что в пренебрежении вкладом удаленных зон, т. е. когда $k=\gamma=E_p/6\varepsilon_g$, $\gamma_1=E_p/3\varepsilon_g$, спиновое расщепление в точности равно орбитальному.

Вычисленные значения магнитных полей, при которых уровень Ферми, определенный из концентрации свободных дырок $p=(eR_0)^{-1}$ и плотности состояний, соответствующей данной деформации, пересекает уровни Ландау, приведены на рис. 6, *б*. Таким образом, хорошее согласие рассчитанных и экспериментально наблюдаемых положений максимумов $\rho_\perp(H)$ показывает, что

[3] Этот вывод подтверждается и поведением энергии ионизации акцепторов в магнитном поле: ε_A растет с увеличением H, а при больших деформациях, когда при $H=0$ уже произошел переход диэлектрик—металл, магнитное поле отщепляет акцепторные состояния, когда $N_A a_\parallel \lambda^2 \approx 0.02$.

коэффициент Холла действительно определяется концентрацией свободных дырок, которая при χ=3.5—4.0 кбар все еще в 2—3 раза меньше концентрации нескомпенсированных акцепторов. Следует отметить, что амплитуды осцилляций $\rho_\perp$ (H) и R (H) близки (рис. 6, *а*). Этот факт, как и близкое положение максимумов по магнитному полю, на наш взгляд, свидетельствует о фиксации уровня Ферми в магнитном поле.

Выводы. Проведенные исследования гальваномагнитных эффектов в *p*-HgCdTe с $\varepsilon_g > 0$ показывают, что в этих кристаллах, так же как в *p*-InSb, энергия

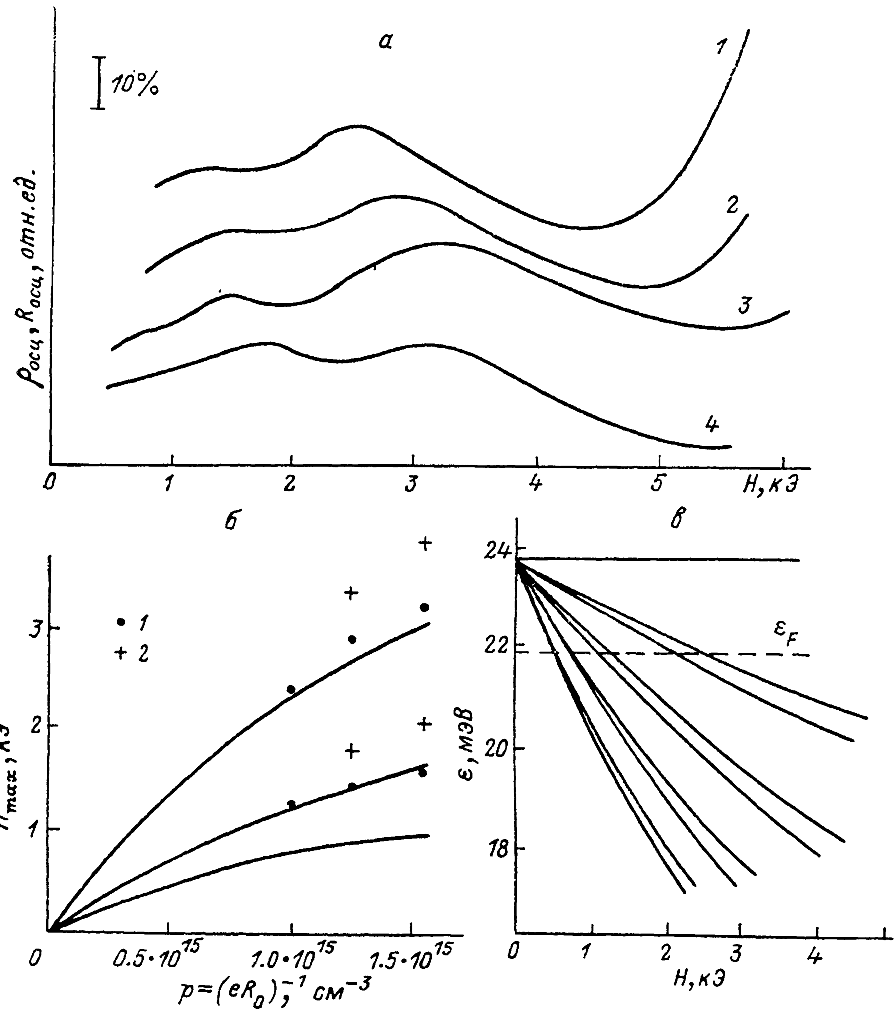

Рис. 6. Осциллирующая часть поперечного магнитосопротивления (*1—3*) и коэффициента Холла (*4*) для образца 1 при T=2 К (*а*); зависимость положения максимумов $\rho_\perp$ (*1*) и R (*2*) от концентрации свободных носителей, изменяющейся с ростом давления (*б*); положение ε уровней Ландау при $\chi \perp H$ и энергия Ферми при χ=3.9 кбар (*в*).

а) χ, кбар: *1* — 3.6; *2* — 3.9; *3*, *4* — 4.2. *б*) χ, кбар: *1* — 3.6; *2* — 3.9; кривые — результат теоретического расчета (см. текст). *в*) параметры соответствуют образцу 1.

ионизации акцепторных состояний уменьшается с ростом давления. Сильное уменьшение коэффициента Холла в магнитном поле, наблюдаемое при малых деформациях и низких температурах, связано с конкуренцией проводимости по примесной зоне и свободными носителями заряда. При некоторой деформации, зависящей от уровня легирования, энергия ионизации акцепторов обращается в нуль, но при этом концентрация свободных дырок остается много меньше концентрации нескомпенсированных акцепторов. Исследования осцилляций магнитосопротивления и коэффициента Холла подтверждают этот вывод и свидетельствуют о том, что уровень Ферми фиксирован в магнитном поле на резонансном акцепторном состоянии. Необходимость предположить существование резонансного состояния как в HgCdTe, так и в InSb свидетельствует о том, что это состояние не связано со спецификой конкретного материала, а определяется особенностями спектра вырожденной валентной зоны при одноосной деформации.

Список литературы

[1] John J. Hall. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 1. P. 68—75.
[2] Германенко А. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП, 1987. Т. 21. В. 11. С. 2006—2012.
[3] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
[4] Елизаров А. И., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Никитин М. С., Рут О. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 472—476.
[5] Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 8. С. 242—254.
[6] Аскеров Б. М., Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 315 с.
[7] Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1158—1162.
[8] Шлимак И. С., Эфрос А. Л., Янчев И. Я. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 2. С. 257—261.
[9] Румянцев Е. Л., Рут О. Э. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1341—1347.
[10] Price P. J. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 3. P. 713—716.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Получена 10.06.1988
Принята к печати 28.11.1988