УДК 537.311.3

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПЕНСИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ и n-InSb В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б. А. Аронзон, Н. К. Чумаков

Проведены исследования компонент тензора удельного сопротивления ρ_{xx}, ρ_{zz}, ρ_{xy} компенсированных n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ и n-InSb при температурах $0.35\ К \leqslant T \leqslant 30\ К$ (InSb) и $1.3\ К \leqslant T \leqslant 30\ К$ ($Cd_xHg_{1-x}Te$) в магнитных полях $B \leqslant 8$ Т ($B \parallel Z$). С увеличением магнитного поля наблюдается переход металл—диэлектрик, происходящий по следующему сценарию: 1) в слабых полях вещество находится в металлическом состоянии, затем 2) происходит локализация электронов в ямы крупномасштабного флуктуационного потенциала (ФП), и, наконец, 3) электроны локализуются в мелкомасштабном потенциале (эквивалент магнитного вымораживания). Подробно изучены свойства вещества во второй, промежуточной, фазе. Анализ различных способов описания наблюдаемых в этой фазе особенностей $\rho_{xx}(B, T)$, $\rho_{zz}(B, T)$, $\rho_{xy}(B, T)$ показывает, что наиболее адекватное описание достигается в модели «неоднородной среды», существенно учитывающей неоднородность распределения концентрации электронов по объему образца. Исследованы температурная и полевая зависимости предэкспоненциальных множителей активационной части проводимости. Проанализирована природа минимума в зависимости коэффициента Холла R_H от B.

1. В течение ряда лет в литературе активно дискутируется природа индуцированного магнитным полем перехода металл—диэлектрик в кристаллах n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ [1-9]. Наиболее аргументированной точкой зрения нам представляется рассмотрение этого перехода [7, 9, 10] как предложенной в [11] локализации электронов в ямах крупномасштабного флуктуационного потенциала (ФП), возникающего в компенсированных кристаллах за счет статистических флуктуаций концентрации заряженных примесей. Согласно этой модели, переход связан с опусканием (по мере роста магнитного поля) уровня Ферми ε_F под уровень протекания ε_p. Напомним, что в квантовом пределе магнитных полей $\varepsilon_F \propto 1/B^2$. Переход происходит в магнитном поле $B = B_c$ при $\varepsilon_F = \varepsilon_p$.

Настоящая работа посвящена исследованию состояния вещества, возникающего после этого перехода, которое обладает рядом необычных свойств. В частности, в этом состоянии вещество проявляет свойства, характерные как для металла (независимость постоянной Холла и электронной теплоемкости C_e от T и B), так и для диэлектрика (экспоненциальная зависимость удельного сопротивления ρ от T и B; значительное отличие низко- и высокочастотных компонент тензора проводимости при частотах, существенно меньших плазменной, циклотронной и частоты столкновений; скачок диэлектрической проницаемости $\varkappa$ в момент перехода). В работе проведены подробные исследования гальваномагнитных свойств n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ и n-InSb после перехода и показано, что все они находят разумное объяснение в рамках указанной модели. При $B > B_c$ электроны собираются в металлические капли на дне ям ФП, разделенных диэлектрическими участками. Особенности этой сильнонеоднородной среды и определяют необычные свойства вещества после перехода.

Породившие дискуссию о природе перехода исследования проводились в основном на кристаллах n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0.2$), обладающих рядом структурных несовершенств (малоугловые границы, включения p-типа [12] и т. д.). В то же время принято считать, что в аналогичном (но гораздо более совершенном) узкощелевом кристалле InSb переход металл—диэлектрик в магнитном поле происходит за счет магнитного вымораживания на отдельные доноры [13], в которое переходит локализация электронов в ямах ФП при стремящейся к нулю компенсации $K=N_A/N_D \to 0$ [11] (N_A, N_D — концентрации акцепторов и доноров).[1] В связи с этим нам представлялось существенным провести исследования перехода в компенсированных кристаллах как $Cd_xHg_{1-x}Te$, так и InSb, где, как мы покажем, в отличие от случая $K=0$ переход происходит за счет локализации электронов в ямах ФП (обычно измерения в InSb проводились либо в недостаточно легированных, либо в недостаточно компенсированных кристаллах [13]). Как будет видно из дальнейшего, исследования на более совершенном кристалле InSb позволили наблюдать на одном образце три различные, последовательно сменяющие друг друга по мере роста магнитного поля, фазы: металл; неоднородная среда (электроны локализованы в ямах крупномасштабного ФП); диэлектрик с электронами, локализованными в мелкомасштабных потенциальных ямах (фаза магнитного вымораживания).

Номер образца	Состав	x	n,* 10^{15} см$^{-3}$	μ,* 10^5 см^2/В · с	K	$B_{cэ}$,** Тл	B_{cp},** Тл	B_d, Тл	B_{min}, Тл
1	InSb	—	5.4	0.096	0.8	1.5	1.7	6.6	4.2
2	$Cd_xHg_{1-x}Te$	0.21	0.134	4.35	0.5	0.27	0.31	0.23	—
3	$Cd_xHg_{1-x}Te$	0.21	0.27	4	0.4	0.48	0.72	0.79	0.75
								(1.4 K)	
								0.45	0.48
								(4.2 K)	
4	$Cd_xHg_{1-x}Te$	0.18	0.78	4.1	0.74	2.1	1.7	1.73	4—5
5	$Cd_xHg_{1-x}Te$	0.19	0.18	0.61	0.94	0.2	0.15	0.36	0.32
6	$Cd_xHg_{1-x}Te$	0.20	0.26	2.15	0.65	0.5	0.41	0.47	—
7	InSb	—	3.2	1.5	<0.15	—	—	3.0	2.8
8	InSb	—	12	1	<0.15	—	—	9.0	10.0

* При $T=4.2$ К. ** B_{cp}, $B_{cэ}$ — рассчитанное и найденное из эксперимента значения B_c.

2. Анализ результатов эксперимента, проведенного на различных образцах n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x=0.18\div0.21$ и различной концентрацией электронов $n=1.3\div8\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ при $1.3\ \text{К} \leqslant T \leqslant 30$ К и на образце InSb ($n=5.4\cdot10^{15}$ см$^{-3}$) (см. таблицу) при $0.35\ \text{К} \leqslant T \leqslant 30$ К в магнитных полях до 8 Т, показывает, что во всех случаях диагональные компоненты тензора сопротивления можно однозначно представить в виде ($B \parallel Z$)[2]

$$\rho_{xx}^{-1}=\rho_{1xx}^{-1}+\rho_{2xx}^{-1}, \quad \rho_{1xx}=\rho_{0xx}\exp(\varepsilon_a/kT),$$
$$\rho_{zz}^{-1}=\rho_{1zz}^{-1}+\rho_{2zz}^{-1}, \quad \rho_{1zz}=\rho_{0zz}\exp(\varepsilon_a/kT), \qquad (1)$$

где ρ_2 зависит от температуры слабее, чем ρ_1.

В то же время коэффициент Холла $R_н$ слабо зависит от B и T по крайней мере в некотором диапазоне магнитных полей при $B \gg B_c$ и $T \leqslant 5\div7$ К (рис. 1—4). Энергии активации ρ_{1xx} и ρ_{1zz} совпадают, а при $B \leqslant B_c$

[1] Это обстоятельство побудило авторов [3, 4] предположить, что и в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$, обычно компенсированных, переход металл—диэлектрик также происходит за счет магнитного вымораживания.

[2] Аддитивность ρ_{xx}^{-1} имеет место, поскольку при $B > B_c$ $\rho_{xx} \gg \rho_{xy}$ и, следовательно, $\rho^{-1} \approx \sigma$. Описание ведется в терминах ρ, а не σ, поскольку, как уже указывалось в [9], в неоднородной среде, возникающей после перехода, именно тензор $\rho_{\alpha\beta}$ непосредственно измеряемый на эксперименте, лучше отражает физическую картину.

$\varepsilon_a=0$. Появление отличной от нуля энергии активации при $B \gg B_c$ свидетельствует о переходе вещества из металлического в диэлектрическое состояние, а зависимость ε_a (B), которая для всех образцов носит сходный характер (рис. 4), определяет значение B_c.

В исследованных образцах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ρ_2 составляет заметную величину лишь при минимальной температуре и в максимальных магнитных полях, причем $\rho_{2xx}=\rho_{2zz}$. Поэтому температурная зависимость ρ_{xx}, ρ_{zz} в большей части изученного диапазона температур определяется температурной зависимостью ρ_1. Зависимость ρ_2 (T) не обнаружена. Соответствующие экспериментальные результаты для одного из образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ представлены на рис. 1 ($\rho_2/\rho_0 \simeq 100$).

В отличие от представленных выше результатов для $Cd_xHg_{1-x}Te$ в исследованном образце InSb (образец № 1) ρ_2^{-1} играет существенную роль во всем интервале температур и полей при $B > B_c$. Поэтому, для того чтобы установить справедливость описания экспериментальных результатов с помощью соотношения (1), необходимо определить вид зависимостей ρ_{2xx} (T) и ρ_{2zz} (T). Для этого были проведены измерения вплоть до $T=0.35$ K. Зависимости ρ (T) для образца № 1 представлены на рис. 2. Видно, что при низких температурах зависимости ρ_{xx} (T) и ρ_{zz} (T) хорошо описываются соотношением

$$\rho_{ii}=\rho_{\infty ii}\exp\left(T_0/T\right)^{\alpha}, \qquad (2)$$

где $\alpha \simeq 1/3$.

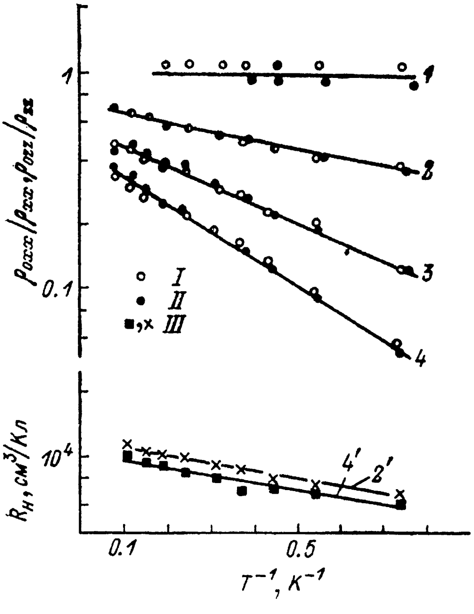

Рис. 1. Температурные зависимости активационной составляющей продольного ρ_{1zz} (*I*) и поперечного ρ_{1xx} (*II*) сопротивления и постоянной Холла R_H (*III*) для образца № 4 при различных значениях магнитного поля.

B, Т: *1* — 2; *2*, *2′* — 3; *3* — 4; *4*, *4′* — 5.

Хотя последующие результаты слабо зависят от значения α, для более точного его определения были построены зависимости $\ln\ln$ $(\rho_{ii}/\rho_{\infty ii}$ $(T))$ при различных значениях магнитного поля (рис. 2), откуда видно, что $\alpha=1/3 \pm 0.03$ для всех значений B. Значения T_0 меняются от 0 при $B \leqslant B_c$ до $T_0=184$ K при $B=7.7$ T.

Подобные зависимости ρ (T) согласуются с представлениями о прыжковой проводимости в магнитном поле. Значение $\alpha=1/3$ является промежуточным между $\alpha=1/2$ (соответствует прыжковой проводимости при наличии кулоновской щели в спектре энергии электронов [14]) и $\alpha=1/4$ (кулоновская щель отсутствует). Значения $\alpha=1/4$ следует ожидать в случае предельно сильных компенсаций [15]. В нашем случае $K \approx 0.8$ компенсация не слишком высока и значение $\alpha=1/3$ представляется разумным. Промежуточные (между 1/2 и 1/4) значения α наблюдались вблизи индуцированного магнитным полем перехода металл—диэлектрик и в работе [16].

Как видно из рис. 2, при достаточно высоких температурах значения ρ_{xx}, ρ_{zz} отклоняются от зависимости, описываемой соотношением (2). Величина этого отклонения $\Delta\rho^{-1}$ в зависимости от температуры при различных значениях B представлена на рис. 3, откуда видно, что $\Delta\rho_{zz}$, $\Delta\rho_{xx} \sim \exp\left(\varepsilon_a/kT\right)$. Значения ε_a, найденные из зависимостей ρ_{xx} (T) и ρ_{zz} (T), согласуются между собой в пределах ошибки измерений. Таким образом, при $B > B_c$ ρ_{xx} и ρ_{zz} удовлетворяют соотношению (1), где $\Delta\rho^{-1}=\rho_1^{-1}$, а ρ_2 описывается соотношением (2). Последнее означает, что в данном случае дополнительный механизм проводимости носит прыжковый характер. (Как уже указывалось, наши результаты слабо зависят от выбора значения α. Если в (2) искусственно положить $\alpha=1/4$, изменение ε_a не превысит ошибки измерений).

Представленная на рис. 4 зависимость $\varepsilon(B)$ свидетельствует о том, что в данном образце происходит переход металл—диэлектрик при $B=B_c=1.5$ T. Как видно из рис. 4, после перехода ($B > B_c$) существует определенный интервал магнитных полей $B_c \leqslant B \leqslant B_{\min}$ ($B_{\min}$ — поле, где наблюдается минимум R_H), в котором коэффициент Холла R_H не зависит от температуры и слабо зависит от магнитного поля. (Коэффициент

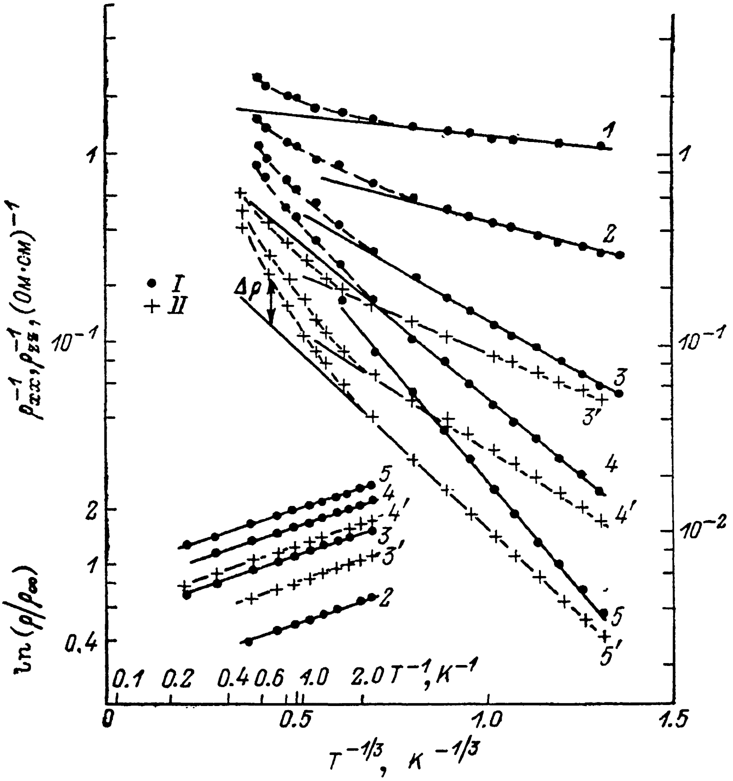

Рис. 2. Температурные зависимости продольного ρ_{zz} (I) и поперечного ρ_{xx} (II) сопротивления для образца № 1 при различных значениях магнитного поля.

B, Т: *1* — 3.3; *2* — 4.7; *3, 3'* — 6.0; *4, 4'* — 6.9; *5, 5'* — 7.7. На вставке — зависимость ln (ρ/ρ_∞) от T для того же образца.

Холла R_H спадает с ростом B в этом интервале магнитных полей на величину $\sim$30 % в отличие от ожидаемого при магнитном вымораживании роста R_H, сходного с ростом ρ_{xx}, ρ_{zz} на два порядка величины). В образце № 1 поле $B_{\min}$ совпадает с B_M — полем начала магнитного вымораживания для кристаллов InSb с тем же значением n и $K \leqslant 1$ [13].

3. Перейдем к анализу экспериментальных результатов. Прежде всего отметим, что, как видно из таблицы, экспериментальные значения B_c согласуются с рассчитанными на основе соотношений, приведенных в [11]. (Значения коэффициентов взяты из данных, приведенных в [10]).

Рассмотрим поведение $\rho_{xx}(B, T)$, $\rho_{zz}(B, T)$, $R_H(B, T)$ при $B > B_c$. В литературе предлагаются два объяснения слабой зависимости $R_H(B, T)$ при $B > B_c$. Первое [9] связано с тем, что после перехода металл—диэлектрик за счет локализации электронов в ямах крупномасштабного ФП вещество представляет собой сильнонеоднородную среду, состоящую из областей с металлической проводимостью (ямы ФП, в которых локализованы электроны), разделенных диэлектрическими участками. Второе [7]

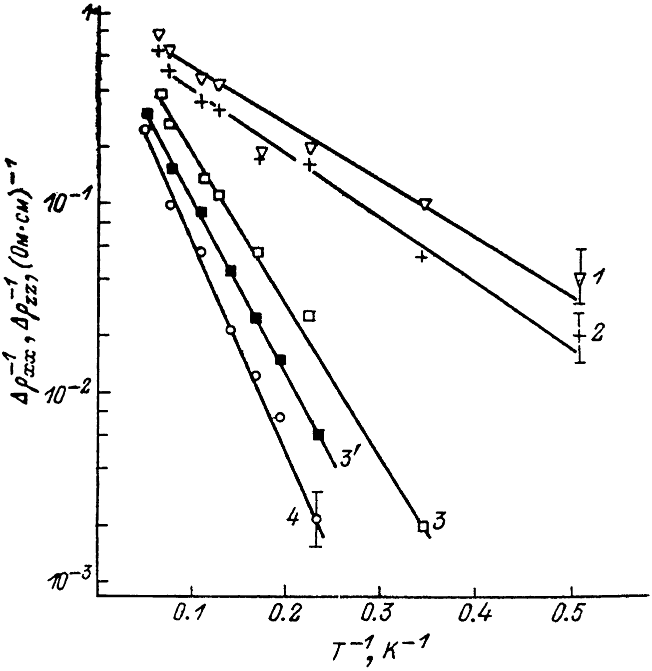

Рис. 3. Температурные зависимости $\Delta\rho_{zz}^{-1}$ (*1—4*) и $\Delta\rho_{xx}^{-1}$ (3′) для образца № 1 при различных значениях магнитного поля.

B, Т: *1* — 3.3; *2* — 4.7; *3*, *3′* — 6.9; *4* — 7.7.

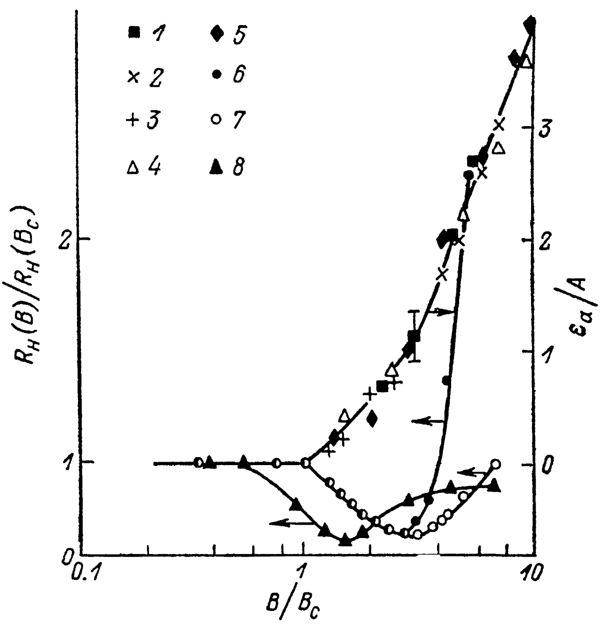

Рис. 4. Зависимости энергии активации ε_a (*1—5*) и коэффициента Холла R_H (*6—8*) для образцов № 1 (*1*, *6*, *7*), № 3 (*2*), № 4 (*3*), № 5 (*4*, *8*), № 6 (*5*).

A, мэВ: *1* — 0.9; *2* — 0.23; *3* — 0.25; *4*, *5* — 0.125. Значения R_H измерены при T=0.36 (*6*), 4.2 (*7*) и 2.2 K (*8*).

связано с учетом, в рамках двухзонной модели, проводимости квазилокализованных электронов.

В модели «неоднородной среды» проводимость определяется активацией электронов на уровень протекания, а коэффициент Холла — средней по образцу их концентрацией $\langle n\rangle$

$$\rho_{xx}=\rho_{0xx}\exp\left((\varepsilon_p-\varepsilon_F)/kT\right),$$
$$\rho_{zz}=\rho_{0zz}\exp\left((\varepsilon_p-\varepsilon_F)/kT\right),$$
$$\rho_{xy}=B/\langle n\rangle ec. \qquad (3)-(5)$$

Последнее соотношение основано на результатах работы [17], где показано, что в среде со случайно-неоднородным распределением концентрации электронов в сильном магнитном поле ($\sigma_{Lxx}^2 \gg \sigma_{Lxy}^2$; σ_L — локальное значение проводимости) $\langle j_x\rangle/\langle E_y\rangle=\langle j_x/E_y\rangle=\langle\sigma_{yx}\rangle$. В случае стандартных гальваномагнитных измерений с разомкнутой цепью холловского тока ($\langle j_y\rangle=0$) в эксперименте мы определяем эффективное значение коэффициента холла $R_H=\langle E_y\rangle/\langle j_x\rangle B=1/\langle\sigma_{Lyx}\rangle B$, откуда следует (5). (С физической точки зрения соотношение (5) связано с неоднородностью распределения тока по объему образца. Плотность его выше там, где больше концентрация электронов $j_{Lx}\sim n_L$; в то же время $E_{Ly}\sim j_{Lx}/n_L$, т. е. холловское поле постоянно по объему и определяется средней концентрацией электронов; j_{Lx}, n_L, E_{Ly} — локальные значения).

В работе [7] предлагается интерпретировать слабую зависимость R_H (B, T) при $B>B_c$ на основе «двухзонной» модели, когда в явлениях переноса принимают участие два типа носителей с концентрациями n_1 и n_2 и подвижностями μ_1 и μ_2. Первые — делокализованные ($\varepsilon>\varepsilon_p$), вторые — квазилокализованные ($\varepsilon<\varepsilon_p$) электроны, $n=n_1+n_2$. С помощью численного анализа классических выражений для ρ_{xx} и ρ_{xy} в магнитном поле при наличии двух сортов носителей авторам удается качественно описать наблюдаемые магнитополевые зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy}. Однако такое объяснение возможно только при $\sigma_{2xx}>\sigma_{1xx}$. В противном случае ($\sigma_{1xx}>\sigma_{2xx}$, а поскольку $\mu_1\gg\mu_2$, то и $\sigma_{1xy}>\sigma_{2xy}$), учитывая $\mu_1 B/c\gg 1$, имеем $R_H\sim 1/\sigma_{1xy}\sim n_1^{-1}\sim\exp\left((\varepsilon_p-\varepsilon_F)/kT\right)$, т. е. R_H сильно, аналогично ρ_{xx}, зависит от T и B.

В рамках двухзонной модели должны иметь место соотношения[3]

$$\sigma_{\alpha\beta}=\sigma_{1\alpha\beta}+\sigma_{2\alpha\beta},\quad \sigma_{1xx}\leqslant\sigma_{2xx}, \qquad (6),\ (7)$$

$$\sigma_{1xx}\sim\sigma_{1zz}\sim\sigma_{1xy}\sim n_1\sim\exp\left((\varepsilon_p-\varepsilon_F)/kT\right), \qquad (8)$$

$$\sigma_{1xx}\ll\sigma_{1xy}. \qquad (9)$$

«Двухзонная» модель не учитывает специфику локализации электронов в ФП (т. е. неоднородности распределения концентрации электронов по объему образца) и применима также при магнитном вымораживании электронов на отдельные примеси, когда проводимость макроскопически однородна (на расстояниях, больших размера волновой функции локализованного электрона). Эта ситуация реализуется в слабокомпенсированных кристаллах и изучена в работе [18], где показано соответствие результатов эксперимента соотношениям (6)—(9).

Представленные выше результаты гальваномагнитных измерений в $Cd_xHg_{1-x}Te$ относятся (в отличие от [18]) к компенсированным кристаллам. По крайней мере в некотором интервале магнитных полей при $B>B_c$ полученные зависимости ρ_{xx} (B, T), ρ_{zz} (B, T), R_H (B, T) не могут быть объяснены в рамках «двухзонной» модели проводимости и в то же время согласуются с представлениями, основанными на модели «неоднородной среды». Во-первых, после перехода ($B>B_c$), но не в слишком сильных магнитных полях $\sigma_{ii}\simeq\rho_{1ii}^{-1}\gg\rho_{2ii}^{-1}\simeq\sigma_{2ii}$ (рис. 1). Во-вторых, $\rho_{xx}\gg\rho_{xy}$,

---

[3] Последнее соотношение следует из того, что рассматривается случай сильного магнитного поля.

а ($\sigma_{xx} \gg \sigma_{xy}$) (именно поэтому $\sigma_{xx} \simeq \rho_{xx}^{-1}$). В-третьих, энергии активации ρ_{xx} и ρ_{zz} совпадают, а ρ_{xy} от температуры практически не зависит. (Соответственно значение ε_a, найденное из $\sigma_{xy}(T)$, в два раза больше найденного из $\sigma_{xx}(T)$ и $\sigma_{zz}(T)$). Таким образом, в этом диапазоне магнитных полей выполняются все соотношения (3)—(5), а соотношения (6)—(9) находятся в противоречии с экспериментальными результатами.

Перейдем к анализу результатов измерений гальваномагнитных свойств компенсированного кристалла InSb (образец № 1) при $B > B_c$. В данном случае соотношение $\sigma_1 \gg \sigma_2$ не выполняется и можно было бы предположить, что температурные и полевые зависимости компонент тензора сопротивления (в частности, слабая зависимость R_H от B и T) объясняются исключительно в рамках двухзонной модели [7] без привлечения модели «неоднородной среды». Однако результаты эксперимента противоречат этому предположению. Действительно, во всем исследованном диапазоне магнитных полей при $B > B_c$ и температур экспериментальные результаты удовлетворяют соотношению $\sigma_{1xx} > \sigma_{1xy}$, противоположному неравенству (9). Кроме того, энергии активации $\sigma_{1xy}(T) \simeq \rho_{1xx}^{-1}(T)$ и $\sigma_{1zz}(T)$ близки и приблизительно в два раза меньше ε_a, найденной из зависимости $\sigma_{xy}(T)$. Подобное соотношение между энергиями активации противоречит условию (8) и оказывается вполне естественным в модели «неоднородной среды» (соотношения (3)—(5)), равно как и условие $\sigma_{1xx} > \sigma_{1xy}$.

Таким образом, для адекватного описания гальваномагнитных явлений в этом образце после перехода при $B_c \leqslant B \leqslant B_M$ необходимо объединить представления, соответствующие модели «неоднородной среды» и «двухзонной» модели. Это означает учесть в модели «неоднородной среды» вклад в проводимость квазилокализованных носителей. При этом $\sigma_1 \simeq \rho_1^{-1}$ — проводимость делокализованных с $\varepsilon > \varepsilon_p$, а $\sigma_2 \simeq \rho_2^{-1}$ квазилокализованных ($\varepsilon < \varepsilon_p$) носителей. Первая определяется соотношениями (3)—(4), вторая носит металлический характер внутри электронной капли, находящейся в яме ФП, где локализованы электроны, и прыжковый между каплями. Именно прыжковая проводимость и определяет величину ρ_2, поскольку металлическая проводимость внутри ямы ФП существенно выше.

Достаточно большое превышение локальной проводимости в металлических каплях над прыжковой приводит к тому, что основная часть тока, текущего через образец, протекает по этим каплям и вызывает появление в них холловского поля. При $\sigma_{2xx} \gg \sigma_{1xx}$ холловское поле в пространстве между каплями существенно меньше (в силу малости σ_{xy} для прыжковой проводимости), чем в случае, когда ток между каплями переносится только делокализованными носителями, для которого получено соотношение (5). Можно показать, что при $\sigma_2 > \sigma_1$

$$R_H \infty \frac{B}{\langle n \rangle ec} \frac{d}{L}, \tag{10}$$

L — расстояние между каплями, d — их размер.[4] При $B = B_c$ $d/L \approx 1$.

В квантовом пределе магнитных полей плотность электронных состояний линейно растет с ростом B, что приводит к уменьшению d и соответственно к некоторому спаду R_H при увеличении магнитного поля выше B_c в согласии с представленными на рис. 4 данными. Как показано в работе [19], результаты которой могут быть легко перенесены на случай

---

[4] В самом деле, $j_y = \sigma_{yy}^{(1)} E_y^{(1)} - \sigma_{xy}^{(1)} E_x^{(1)} = \sigma_{yy}^{(2)} E_y^{(2)} - \sigma_{xy}^{(2)} E_x^{(2)}$. Здесь верхние индексы «1», «2» относятся к каплям и промежуткам между ними соответственно. Холловское напряжение $U_H = (E_y^{(1)} d + E_y^{(2)} L) N$, где N — количество капель на ширине образца. Если в проводимость между каплями основной вклад дают делокализованные носители ($\varepsilon > \varepsilon_p$), т. е. если $\sigma_{2xx} \ll \sigma_{1xx}$, то, как показано в [17], $E_y = \text{const}$. Иными словами, $E_y^{(1)} = E_y^{(2)}$. В случае прыжковой проводимости между каплями ($\sigma_2 \gg \sigma_1$) при $j_y \to 0$ имеем $E_y^{(2)} \to 0$, так как $\sigma_{xy}^{(2)} = 0$. Следовательно U_H, а значит, и R_H в d/L раз меньше, чем в первом случае ($\sigma_2 \ll \sigma_1$), когда справедливо (5).

квантующего магнитного поля, если электроны в капле вырождены, ее размер не зависит от температуры. Это объясняет отсутствие температурной зависимости R_H при $T \leqslant 5$ K (рис. 4). При $T > 5$ K R_H слабо растет с температурой, стремясь к значению $R_H = B_c/\langle n \rangle ec$. Рост R_H может быть связан с увеличением d ($d \propto T^2$) при $kT > \varepsilon_F$, но, вероятнее, его причина — изменение неравенства $\sigma_{2xx} \geqslant \sigma_{1xx}$ при высоких температурах на противоположное.

В заключение данного раздела обсудим характер зависимостей $\rho_{0xx}(T, B)$, $\rho_{0zz}(T, B)$. Во всех исследованных образцах наблюдается зависимость $\rho_{0xx} \sim \rho_{0zz} \sim B$, соответствующая магнитосопротивлению перевальных точек на путях протекания [20] (подробнее см. [9]).

В образцах $Cd_xHg_{1-x}Te$ при $B = B_c$ $\rho_1^{-1} \gg \rho_2^{-1}$, $\varepsilon_a = 0$, и поэтому $\rho_{0xx}(B_c) = \rho_{xx}(B_c)$, $\rho_{0zz}(B_c) = \rho_{zz}(B_c)$. Найденные отсюда температурные

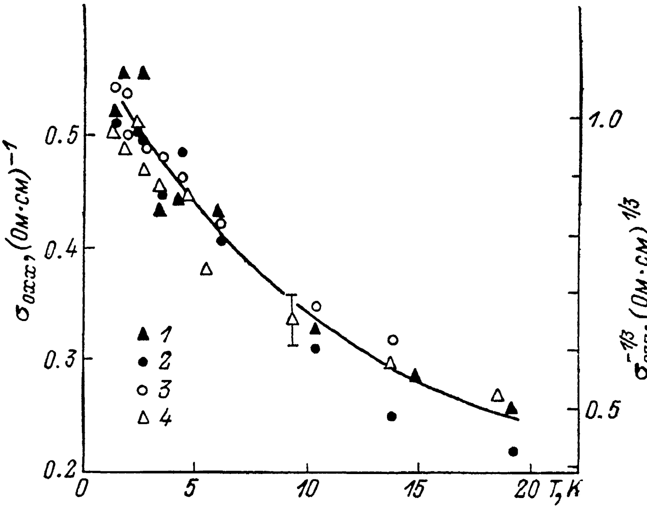

Рис. 5. Температурные зависимости σ_{0xx} (*1*, *2*) и $\sigma_{0zz}^{-1/3}$ (*3*, *4*) для образцов № 2 (*1*, *4*) и № 3 (*2*, *3*).

Значения $\sigma_{0zz}^{-1/3}$ для образца № 3 (*3*) умножены на 1.65.

зависимости $\sigma_{0xx} = \rho_{0xx}/(\rho_{0xx}^2 + \rho_{0xy}^2)$ и $\sigma_{0zz} = 1/\rho_{0zz}$ представлены на рис. 5. Видно, что зависимости $\sigma_{0xx}(T)$ и $\sigma_{0zz}^{-1/3}(T)$ близки. Это соответствует результатам работы [21], в которой проанализирована проводимость металла в квантовом пределе с учетом эффектов локализации и корреляции и показано, что $\sigma_{xx}(T) \propto \sigma_{zz}^{-1/3}(T)$. Рассуждения, содержащиеся в [21], справедливы вплоть до перехода металл—диэлектрик. Значит, должно иметь место наблюдаемое в эксперименте соотношение

$$\sigma_{0xx}(T) \propto \sigma_{0zz}^{-1/3}(T) \qquad (11)$$

для предэкспоненциальных множителей. В случае InSb эти зависимости очень слабы и проверить справедливость (11) не удалось, хотя видно, что зависимость $\sigma_{0zz}(T)$ явно сильнее, чем $\sigma_{0xx}(T)$.

Таким образом, результаты эксперимента хорошо согласуются с описанием свойств вещества после перехода (при $B > B_c$), основанным на модели «неоднородной среды», согласно которому ρ_1 удовлетворяет соотношениям (3), (4), (11), $\rho_0 \propto B$; ρ_{xy} определяется средней по объему концентрацией электронов (соотношения (5), (10), $\rho_{xy} < \rho_{xx}$), а ρ_2 — прыжковой проводимостью (соотношение (2)).

4. Рассмотрим, как изменяются свойства кристалла при дальнейшем увеличении магнитного поля. Рассуждения, приводящие к соотношениям (5), (10), справедливы только в предположении о возможности введения локальных компонент тензора проводимости. Для этого необходимо, чтобы размеры капель, в которые собираются электроны на дне ям ФП, были

достаточно велики (в поперечном магнитному полю направлении много больше магнитной длины $l_в=(\hbar c/eB)^{1/2}$).[5]

При дальнейшем увеличении магнитного поля размер электронных капель уменьшается [11] из-за роста плотности состояний (происходит их дробление). В итоге нарушается классичность поперечного магнитному полю движения электрона, потенциал становится мелкомасштабным. Иными словами, дальнейшее увеличение магнитного поля настолько сжимает волновую функцию электрона ($l_в \sim 1/B^{1/2}$), что в некотором магнитном поле $B=B_M$ в ее объеме остается всего одна примесь. Локализация во флуктуационном потенциале переходит в обычное магнитное вымораживание. При $B > B_M$ наблюдается (рис. 4) переход к характерным для магнитного вымораживания зависимостям, — ρ_{xy} сильно и сходно с ρ_{xx}, ρ_{zz} растет с увеличением B и уменьшением T. (В $Cd_xHg_{1-x}Te$ рост ρ_{xy} (B) при $B > B_M$ часто завуалирован влиянием шунтирующих механизмов проводимости).

Таким образом, состояние вещества с электронами, локализованными в ямах ФП, является промежуточным между металлом и обычным диэлек-

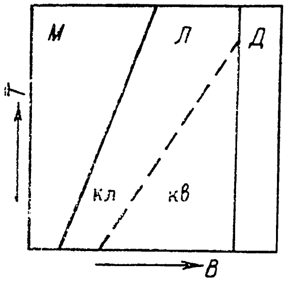

Рис. 6. Фазовая диаграмма состояния электронной системы в узкозонных полупроводниках.

М — металл, *Л* — электроны локализованы в ямах крупномасштабного ФП (классическое (кл) и квантовое (кв) экранирование), *Д* — обычный диэлектрик (фаза магнитного вымораживания).

триком с локализованными на отдельных примесях электронами. Это промежуточное состояние «флуктуационный полупроводник» проявляет одновременно как металлические (R_H (B, T)—const), так и диэлектрические свойства ($\rho \sim \exp(\varepsilon_a/kT)$).[6]

Эти рассуждения приводят к представленной на рис. 6 фазовой диаграмме. Штриховая линия учитывает изменение характера ФП с классического (соответствует случаю классического экранирования) на квантовый (квантовое экранирование) [11]. В слабокомпенсированных кристаллах $B_c=B_M$ и область *Л* на фазовой диаграмме отсутствует.

5. В заключение более подробно обсудим спад R_H (B) при $B_c \leqslant B \leqslant B_M$ (рис. 4). (До сих пор нам было достаточно утверждения, что зависимость R_H гораздо слабее ρ_{xx} (B) и ρ_{zz} (B)). Природа этого спада в настоящее время активно дискутируется [4, 7, 23].

Шееджен с сотрудниками [4] считают, что индуцированный магнитным полем переход металл—диэлектрик в $Cd_xHg_{1-x}Te$ происходит за счет разрушения при $B=B_M$ металлического кластера, образованного донорными состояниями примесной зоны, иными словами, за счет локализации электронов на отдельных донорах. Наличие минимума R_H (B) эти авторы связывают с предположением, что электроны локализуются на донорах уже при $B < B_M$, причем в первую очередь на тех, расстояние которых до ближайших соседей превышает $N_D^{-1/3}$. Последнее приводит к росту эффективной концентрации электронов n_{eff} в металлическом кластере (так как его объем уменьшается быстрее, чем количество электронов в нем) и поэтому вызывает спад R_H (B) при $B < B_M$.

---

[5] Анализ работы [7] приводит к более жесткому ограничению $\sigma_{Lzz} \gg \sigma_{Lxx}(d/L)^6$ (этот результат принадлежит Л. И. Глазману). Поскольку при $B=B_c$ $L=d$, существует область полей $B > B_c$, где (5), (10) имеют место.

[6] В этой области, а также в области перехода электронная теплоемкость C_e $(B)=$ $=$const, как в металле [22], а высокочастотные компоненты тензора проводимости существенно отличаются от статических, как в диэлектрике [8].

Тот факт, что в относительно слабокомпенсированных кристаллах ($K < 0.5$) переход действительно происходит при $B = B_M$, показан в работе [4] весьма убедительно и соответствует нашим представлениям. Однако предложенную авторами [4] трактовку спада R_H (B) при $B < B_M$ нельзя принять по целому ряду причин. Во-первых, такая трактовка предполагает металлический характер проводимости вплоть до $B = B_M$, в то же время в наших экспериментах аналогичный спад R_H наблюдается при $B > B_c$, где металлическая проводимость отсутствует (рис. 4). Кроме того, даже если оставаться в рамках предположений авторов [4], необходимо учитывать, что каждый акт локализации электрона на доноре ведет не только к увеличению n_{eff}, но и к перераспределению тока по образцу. Последнее компенсирует влияние роста n_{eff} на R_H и не учитывается в работе [4]. Также в такой модели нет места для учета влияния компенсации на глубину минимума R_H (B), что обнаружено в [23]. Предложенное в [4] рассмотрение неудовлетворительно прежде всего потому, что оно использует локальные значения n, j, σ в области локализации электрона. Введение этих величин оправдано, только если область локализации электронов достаточно велика, например при локализации в ямах крупномасштабного ФП, и не имеет смысла при локализации на отдельных донорах.

К спаду R_H (B) может приводить наличие шунтирующего механизма проводимости, вклад которого увеличивается с ростом магнитного поля.

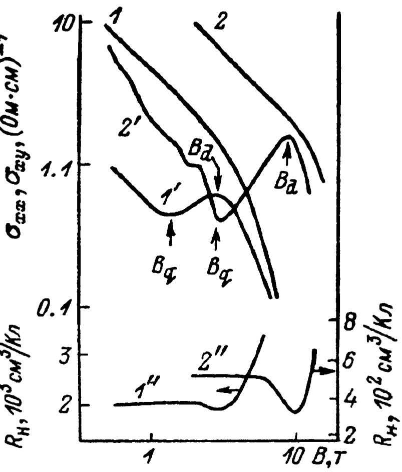

Рис. 7. Зависимости σ_{xy} (1, 2), σ_{xx} (1′, 2′) и R_H (1″, 2″) для образцов № 7 (1, 1′, 1″) и № 8 (2, 2′, 2″) при $T = 4.2$ К от магнитного поля.

Выше мы указывали (см. соотношение (10)), что учет прыжковой проводимости локализованных ($\varepsilon < \varepsilon_p$) носителей в модели «неоднородной среды» ведет к спаду R_H (B) при $B_c \leqslant B \leqslant B_M$ (см. также [7]). Однако, такое объяснение годится только при $\sigma_2 > \sigma_1$, что далеко не всегда имеет место в области минимума R_H (B).

На наш взгляд, при обсуждении природы минимума R_H (B) необходимо учитывать квантовый характер проводимости в квантующем магнитном поле. Как показали Адамс и Гольстейн [24], в случае рассеяния электронов на ионах примеси и при $B > B_q$ $\sigma_{xx} \backsim B$ для вырожденного и $\sigma_{xx} \backsim B^{-2}$ для невырожденного электронного газа ($B_q = (\hbar c/e)\, n^{2/3} \times \times \{8\pi^4/(m^*/m_0)\, g^*\}^{1/3}$ поле установления квантового предела). Поскольку магнитное поле снимает вырождение при $B = B_d = 1.49\, \pi^2\, (\hbar^2 cn/e\, (m^* kT)^{1/2})$, такой характер зависимости $\sigma_{xx}(B)$ ведет к максимуму σ_{xx} при $B = B_d$. (Это явление было подробно исследовано с помощью изучения распространения геликонных волн в работе [25]). Указанный максимум σ_{xx} (B) может привести к минимуму R_H $(B) = \sigma_{xy}/(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xx}^2)$ даже в области металлической проводимости. На рис. 7 представлены экспериментальные зависимости $\sigma_{xx}(B)$, σ_{xy} (B) и R_H (B) для двух исследованных образцов InSb (№ 7, 8). Поскольку в этих образцах $K \ll 1$, рассмотренные в данной работе особенности перехода металл—диэлектрик в них не наблюдаются, однако минимум R_H (B), как видно из рис. 7, имеет место. Важно подчеркнуть, что в соответствии с развитыми представлениями начало спада R_H (B) наблюдается при $B = B_q$. Этот же вывод убедительно демонстрируют и результаты работы [4]. В сильнокомпенсированных кристаллах величина $\varepsilon_F - \varepsilon_p$ относительно мала и условие $\varepsilon_F = \varepsilon_p$ достигается в полях, мало превышающих поле B_q, в котором появляется зависимость $\varepsilon_F(B)$, т. е. поле перехода и поле начала спада R_H близки (рис. 7).

С представлениями о квантовом характере проводимости как причине спада R_H согласуется и зависимость $R_H(B)$ для образца № 3.[7] Более того, для этого образца при $B=B_{\min}$ $\rho_2 \gg \rho_1$, $B_{\min} \simeq B_d < B_M$ и температурная зависимость $B_{\min}(T)$ хорошо согласуется с зависимостью $B_d \sim 1/T^{1/2}$ (см. таблицу). Рост $R_H(B)$ при $B \gg B_{\min}$ не наблюдается из-за шунтирующего действия в этом диапазоне магнитных полей, посторонних механизмов проводимости, связанных с несовершенством кристалла.

Мы считаем, что при объяснении поведения $R_H(B)$ следует учитывать как квантовый характер проводимости, так и вклад в проводимость квазилокализованных носителей.

Анализ представленных экспериментальных данных подтверждает вывод о том, что в легированных компенсированных кристаллах InSb и $Cd_xHg_{1-x}Te$ переход металл—диэлектрик происходит за счет локализации электронов в крупномасштабном флуктуационном потенциале, сменяющейся магнитным вымораживанием. В области локализации в крупномасштабном потенциале вещество проявляет необычные гальваномагнитные свойства, которые описываются в модели «неоднородной среды».

Считаем своим приятным долгом поблагодарить Ю. М. Гальперина, Л. И. Глазмана, И. Л. Дричко, Б. И. Шкловского за полезные дискуссии, а Л. Б. Литвак-Горскую и С. С. Мурзина за помощь в эксперименте.

Список литературы

[1] Stadler J. P., Nimtz G., Schlicht B., Remeneyi G. // Sol. St. Comm. 1984. V. 52. N 1. P. 67—69.
[2] Nimtz G. // Proc. 18 ICPS. Stokholm, 1986. V. 2. P. 1197—1204.
[3] Shayegan M., Drew H. D., Goldman V. J. et al. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 10. P. 6952—6955.
[4] Shayegan M., Goldman V. I., Drew H. D. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 8. P. 6952—6955.
[5] Aleinikov A. B., Baranskii P. I., Zhidkov A. V. // Sol. St. Comm. 1983. V. 48. N 1. P. 75—78.
[6] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л. и др. // ФТП. 1983. Т. 17, № 8. С. 3192—3196.
[7] Цидильковский И. М. // УФН. 1987. Т. 152. № 4. С. 583—622.
[8] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 1. С. 126—133.
[9] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. // ФТП. 1986. Т. 20. № 8. С. 1457—1462.
[10] Аронзон Б. А., Никитин М. С., Сусов Е. В., Чумаков Н. К. // ФТП. 1988. Т. 22. № 5. С. 832—840.
[11] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. № 6. С. 2222—2231.
[12] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Корнияш А. А., Петряков В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. № 2. С. 201—205.
[13] Raymond A., Robert J. L., Aulombard R. L., Bousquest C. // Phil. Mag. B. 1980. V. 42. N 6. P. 1003—1025.
[14] Шкловский Б. И. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 36. № 2. С. 43—46.
[15] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
[16] Biskupski G., Briggs A. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97—98. N 1. P. 683—686.
[17] Шик А. Я. // ФТП. 1983. Т. 17. № 12. С. 2220—2222.
[18] De Vos G., Herlach F., Myron H. W. // J. Phys. C. 1986. V. 19. N 1. P. 2509—2518.
[19] Гуляев Ю. В., Плесский В. П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 17. № 4. С. 1477—1480.
[20] Шик А. Я. // ФТП. 1975. Т. 9. № 6. С. 1152—1154.
[21] Мурзин С. С. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 5. С. 228—231.
[22] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. // ФТП. 1987. Т. 21. № 6. С. 1112—1117.
[23] I. M. Tzidilkovskii, Yu. G. Arapov, M. L. Zvereva et al. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 148. N 2. P. 197—204.
[24] Adams F., Holstein T. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1959. V. 10. N 2. P. 254—271.
[25] Aronzon B. A., Meilikov E. Z. // Phys. St. Sol. (b). 1977. V. 79. N 2. P. 753—762.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
6 июля 1988 г.

[7] С этим также связан спад $R_H(B)$ при $B_q \leqslant B < B_c$ в ряде образцов, например для образца № 5 (рис. 4).