

Металлическая проводимость по акцепторной зоне легированных медью слабо компенсированных кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$

© В.В. Богобаящий

Кременчугский государственный политехнический институт,
39614 Кременчуг, Украина

(Получена 20 сентября 2000 г. Принята к печати 19 декабря 2000 г.)

Изучены электропроводность и эффект Холла сильно легированных кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$ в диапазоне температур 4.2–125 К. При концентрации акцепторов $N_A > 3.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ проводимость по примесной зоне имеет металлический характер. Электропроводность и коэффициент Холла, обусловленные делокализованными носителями заряда в примесной зоне, не зависят от температуры. Знак эффекта Холла в области металлической проводимости положительный. Вблизи точки перехода металл–диэлектрик холловская подвижность линейно растет с ростом концентрации акцепторов, а при $N_A > 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ не зависит от нее. Удельная металлическая электропроводность пропорциональна N_A в исследованной области концентраций при $N_A < 3.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При концентрации меди $N_A = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наблюдается переход Андерсона в примесной A^+ -зоне, образованной положительно заряженными акцепторами. Минимальная металлическая проводимость, соответствующая этому переходу, равна $5.1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Показано, что ϵ_2 -проводимость в допороговой области обуславливается делокализованными носителями в верхней зоне Хаббарда только при достаточно сильном легировании ($N_A > 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), а при $N_A < 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ она имеет прыжковый характер.

Введение

Исследования примесных состояний в полупроводниках путем гальваномангнитных измерений популярны благодаря относительной простоте и надежности эксперимента. Одним из наиболее распространенных направлений таких исследований является изучение перехода металл–диэлектрик в примесной зоне легированных кристаллов (перехода Мотта). Закономерности и условия этого перехода напрямую зависят от характерных размеров примесных центров [1], поэтому могут дать дополнительную информацию о параметрах их состояний. В частности, ряд полезных сведений можно почерпнуть из данных исследований металлической проводимости по примесной зоне полупроводника [1].

В работе [2] было показано, что перспективным материалом для исследований закономерностей поведения примесной проводимости вблизи перехода Мотта являются легированные медью кристаллы узкощелевого твердого раствора $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Медь создает в этом материале простые акцепторные центры достаточно большого размера, что позволяет успешно применить для их описания метод эффективной массы и тем самым значительно упростить теоретическую модель. С другой стороны, растворимость Cu и коэффициент ее диффузии в кристаллах узкощелевого $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ велики [3], а концентрация неконтролируемых примесей, напротив, очень низкая. Поэтому не составляет особого труда получить слабо компенсированные кристаллы p -типа с практически любой требуемой концентрацией основных акцепторов. Кроме того, проводимость по состояниям примеси в $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ наблюдается при достаточно высокой температуре [2,4], что также существенно упрощает процедуру эксперимента.

В работе [2] приведены результаты исследований электропроводности кристаллов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}:\text{Cu}$ в допороговой области концентраций, когда проводимость имеет активационный характер. В частности, там было показано, что при $x = 0.22$ переход Мотта в примесной зоне этого материала наблюдается при концентрации акцепторов $N_A = 3.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В предлагаемой работе эти исследования были продолжены. Были изучены электропроводность, эффект Холла и холловская подвижность носителей заряда в примесной зоне сильно легированных медью кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, в том числе при $N_A > 3.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, когда проводимость кристаллов при низкой температуре металлическая.

Методика и процедура эксперимента

Для проведения опытов были отобраны однородные по составу пластины $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, предоставленные ОАО "Чистые металлы" (Светловодск, Украина). Концентрация не скомпенсированных доноров в отобранных кристаллах была меньше $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; плотность дислокаций не превышала $3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Розетки дислокаций и включения второй фазы отсутствовали.

Пластины разрезали на образцы размером $1.2 \times 0.3 \times 0.1 \text{ см}$ и напыляли на них медь в количестве от 10^{16} до $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Медь вводили в кристаллы путем отжига в насыщенных парах ртути в течение трех суток при температуре не ниже 473 К. Распределение меди в образцах после такого отжига было макроскопически однородным.

При $N_A < 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ твердый раствор Cu в $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ стабилен, поэтому такие кристаллы отжигали при 473 К, чтобы избавиться от влияния вакансий ртути. При $N_A > 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в отсутствие вакан-

сий ртути такой твердый раствор нестабилен и быстро распадается на две фазы — включения Cu и матрицу кристалла с $N_A \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Вакансии стабилизируют твердый раствор, снижая коэффициент диффузии меди и повышая ее растворимость [5]. Поэтому кристаллы с $N_A > 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ отжигали при повышенной температуре (623–673 К). Количество равновесных вакансий ртути в этих условиях было близко к 10^{16} см^{-3} . Поскольку это намного меньше величины N_A , а энергия ионизации вакансии Hg более чем в 2 раза превышает энергию ионизации Cu [6], собственные дефекты в таких кристаллах не влияли на их электрофизические свойства при низкой температуре.

Полученные образцы подвергали химическому травлению в растворе Br_2 в HBr и отмывали в деионизированной воде. Немедленно после этого измеряли их сопротивление и коэффициент Холла в магнитном поле $B = 0.03 \text{ Тл}$. Измерения проводили в интервале температур 4.2–125 К. Концентрацию активной меди в образцах определяли по величине коэффициента Холла в магнитном поле $B = 1 \text{ Тл}$ при $T = 77 \text{ К}$. Считалось, что в этих условиях фактор Холла равен 1.24 [7], а вся примесь полностью ионизована [8].

Результаты эксперимента

На рис. 1 (кривые 1–4) приведены результаты измерений температурной зависимости удельной проводимости σ кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, содержащих различное количество меди ($N_A > 3.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Видно, что у таких кристаллов при $T < 125 \text{ К}$ величина σ довольно слабо зависит от температуры.

Эффект Холла в сильно легированных кристаллах $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ с $N_A > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в отличие от слабо легированных образцов, легко поддается изменению вплоть до $T = 4.2 \text{ К}$ даже в таком слабом поле ($B = 0.03 \text{ Тл}$). При этом знак коэффициента Холла R_H в области примесной проводимости положителен. Данные измерений $R_H(T)$ также показаны на рис. 1 (кривые 1'–4').

На рис. 2 показана температурная зависимость холловской подвижности носителей заряда ($\mu_H = R_H \sigma$) в тех же образцах.

Анализ показывает, что каждую из экспериментальных кривых, представленных на рис. 1 и 2, можно вполне уверенно разделить на три участка.

В области низких температур (ниже 8–20 К в зависимости от величины N_A) все три исследованные величины (σ , R_H и μ_H) не зависят от температуры. Коэффициент Холла здесь слабо зависит от N_A , тогда как величины σ и μ_H вполне ощутимо увеличиваются с ростом N_A . Эти особенности ясно указывают на то, что в данной области температур и концентраций акцептора проводимость имеет явно выраженный металлический характер.

При сравнительно высоких T (выше 40–80 К) эффект Холла не зависит от температуры, а σ и μ_H убывают

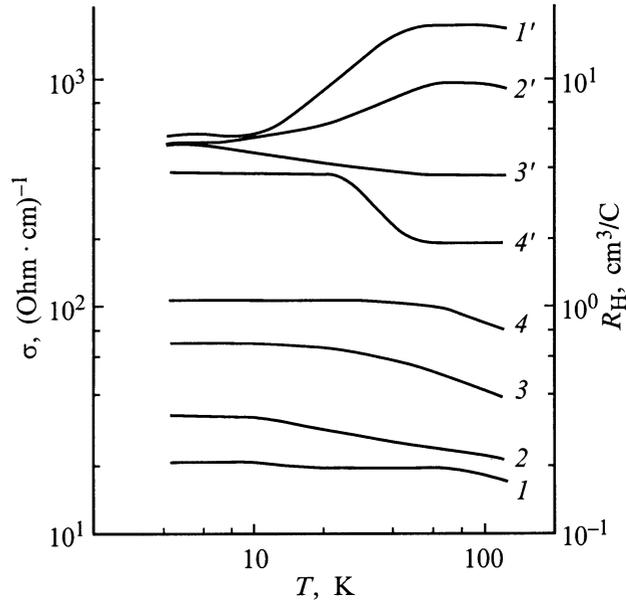


Рис. 1. Температурная зависимость удельной электропроводности (1–4) и коэффициента Холла (1'–4') кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$. Концентрация акцепторов $N_A, \text{ см}^{-3}$: 1, 1' — $4.2 \cdot 10^{17}$; 2, 2' — $8.2 \cdot 10^{17}$; 3, 3' — $1.7 \cdot 10^{18}$; 4, 4' — $3.1 \cdot 10^{18}$.

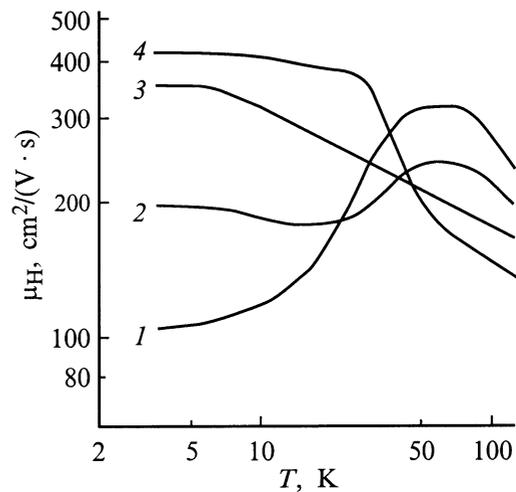


Рис. 2. Температурная зависимость холловской подвижности носителей заряда в кристаллах $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$. $N_A, \text{ см}^{-3}$: 1 — $4.2 \cdot 10^{17}$, 2 — $8.2 \cdot 10^{17}$, 3 — $1.7 \cdot 10^{18}$, 4 — $3.1 \cdot 10^{18}$.

при ее повышении. С ростом концентрации меди величины R_H и μ_H уменьшаются. Следовательно, здесь заряд переносится преимущественно дырками валентной зоны.

В промежуточной области температур вид зависимостей $R_H(T)$ и $\mu_H(T)$ при разных значениях N_A качественно разный. Нет никаких сомнений, что в этом температурном интервале происходит смена доминирующего механизма электропереноса при изменении T .

Последующая серия рисунков (рис. 3–5) демонстрирует электропроводность, эффект Холла и холловскую

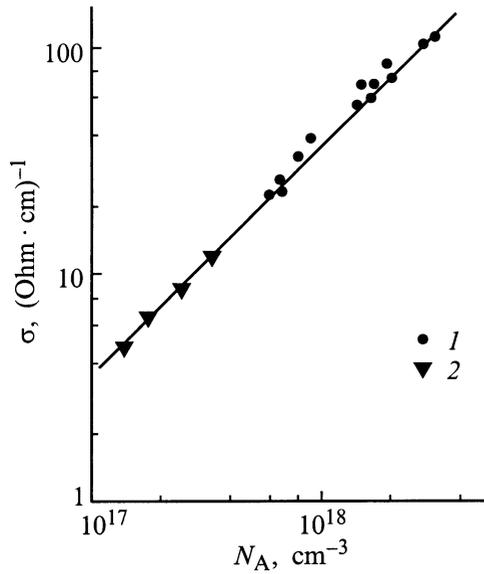


Рис. 3. Зависимости удельной электропроводности кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$ от концентрации акцепторов при $T = 4.2\text{ K}$ (1), а также фактора σ_{02} в активационном законе для ε_2 -проводимости (2).

подвижность носителей заряда в акцепторной зоне при $T = 4.2\text{ K}$ в области металлической проводимости — в зависимости от концентрации акцепторов N_A .

Экспериментальная зависимость металлической проводимости от N_A при $N_A > N_{AM}$ предельно проста (рис. 3) и может быть описана соотношением

$$\sigma_{\text{met}} = \sigma_M \frac{N_A}{N_{AM}} \quad (1)$$

($N_{AM} = 3.8 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ — концентрация акцепторов в точке перехода Мотта [2], $\sigma_M \approx 14\text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ — металлическая проводимость в этой же точке). Здесь надо отметить следующий экспериментальный факт. Согласно [2], ниже точки перехода Мотта в легированных медью кристаллах $p\text{-Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ при низких температурах наблюдается активационная ε_2 -проводимость:

$$\sigma_2 = \sigma_{02} \exp\left(\frac{\varepsilon_2}{k_B T}\right). \quad (2)$$

Легко видеть (см. рис. 3), что при $N_A > 1.5 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ предэкспоненциальный множитель σ_{02} в точности следует зависимости (1), плавно, без заметного скачка перехода в σ_{met} в точке $N_A = N_{AM}$.

Закон изменения холловской подвижности делокализованных дырок акцепторной зоны с изменением N_A имеет более сложный характер. При $N_A < 1.6 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ экспериментальные данные можно с хорошей точностью интерполировать линейной зависимостью вида

$$\mu_{H\text{met}} = \mu_{H0} \frac{N_A - N_{AA}}{N_{AA}}, \quad (3)$$

включая допороговую область концентраций $N_{AA} < N_A < N_{AM}$ (см. рис. 4). Здесь $\mu_{H0} \approx 35\text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$,

$N_{AA} \approx 1.4 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ — эмпирические константы. При более высокой концентрации меди (в диапазоне $1.6 \cdot 10^{18} < N_A < 3 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$) подвижность практически не изменяется при увеличении N_A и равна $350\text{--}400\text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

Коэффициент Холла $R_{H\text{met}}$, обусловленный делокализованными носителями заряда акцепторной зоны, в исследованном диапазоне концентраций слабо зависит от N_A (рис. 5). В интервале N_A от $4 \cdot 10^{17}$ до $1.6 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ величина $R_{H\text{met}}$ слегка возрастает с ростом N_A (прибли-

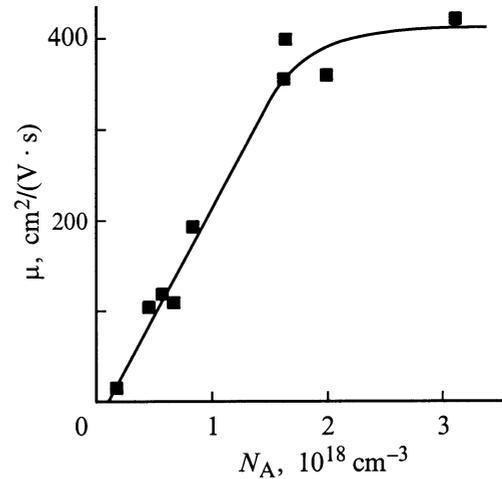


Рис. 4. Зависимость холловской подвижности в кристаллах $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$ при $T = 4.2\text{ K}$ от концентрации акцепторов N_A .

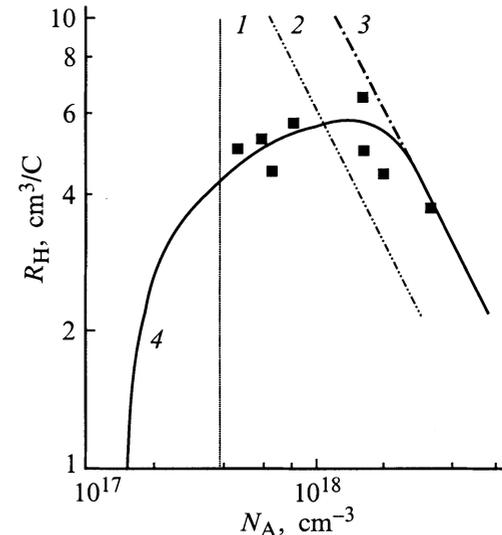


Рис. 5. Зависимость коэффициента Холла кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$ при $T = 4.2\text{ K}$ от концентрации акцепторов N_A . Точки — данные эксперимента; 1 — линия $N_A = N_{AM}$; 2 — результаты расчета R_H по формуле (4) при $r_H = 1$; 3 — результаты расчета R_H по формуле (4) при $r_H = 1.9$; 4 — эмпирическая зависимость $R_H(N_A)$, рассчитанная по данным рис. 3–4.

зительно от 4.5 до 6 см³/Кл), а при $N_A > 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ — убывает приблизительно в соответствии с классической формулой

$$R_H = \frac{r_H}{ep}, \quad (4)$$

если предположить, что $p = N_A$ и $r_H \approx 1.9$.

Обсуждение результатов

А. Критические точки

Исследования концентрационных зависимостей параметров металлической проводимости и ε_2 -проводимости кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$ показали наличие трех характеристических концентраций акцепторов: $N_{AA} \approx 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_{AM} \approx 3.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_{AB} \approx 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, разделяющих области с качественно различным поведением совокупности коэффициентов σ , R_H и μ_H .

Точка $N_A = N_{AM}$ однозначно ассоциируется с переходом Мотта в акцепторной зоне кристалла. Это убедительно показано в предыдущей работе [2] путем измерений концентрационной зависимости энергии активации низкотемпературной ε_2 -проводимости в таком материале. При $N_A < N_{AM}$ энергия $\varepsilon_2 > 0$, следовательно, уровень Ферми лежит при $T = 0$ в области локализованных состояний акцепторов. При $N_A > N_{AM}$ активация ε_2 -проводимости отсутствует, так что уровень Ферми лежит в полосе делокализованных состояний.

Как известно [1], в слабо компенсированных легированных полупроводниках переход Мотта возникает в результате перекрытия двух примесных зон. В случае кристаллов p -типа проводимости одна из этих зон (аналог нижней зоны Хаббарда) образована состояниями нейтральных акцепторов. В момент перехода Мотта эти состояния считаются локализованными (по крайней мере в окрестности уровня Ферми). Другая зона (аналог верхней зоны Хаббарда) образована A^+ -состояниями акцепторов, присоединивших избыточную дырку. Поскольку энергия присоединения избыточной дырки мала по сравнению с энергией ионизации акцептора, полагают, что радиус A^+ -состояний велик и они делокализованы [1,9].

На самом деле, как было показано в [2], вследствие тождественности связанных дырок размер A^+ -состояния изолированного простого акцептора лишь немногим превышает его радиус a_h в нейтральном состоянии: $a_{A^+} = 4a_h/3$. По этой причине вполне уместно поставить вопрос о локализации состояний в A^+ -зоне. В работе [2] было высказано предположение, что делокализация здесь может наступить либо в результате перехода Андерсона, либо вследствие перекрытия с валентной зоной. Поскольку переход Андерсона наступает при более сильном легировании, авторы [2] отдают предпочтение второму из указанных механизмов. В качестве экспериментального основания для такого выбора в [2] используется также

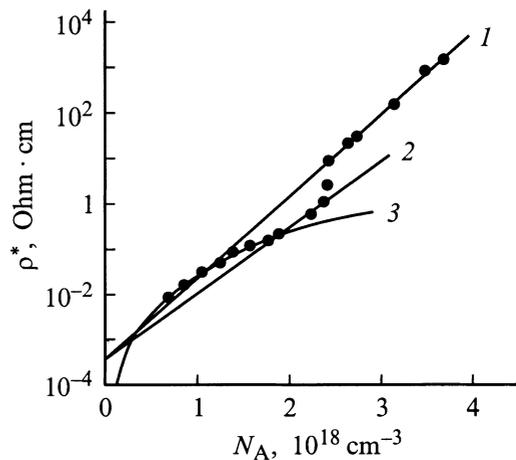


Рис. 6. Концентрационная зависимость фактора ρ^* в активационном законе (5) для удельного сопротивления кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$. Точки — данные эксперимента, линии — эмпирические интерполяционные зависимости. 1 — область прыжковой ε_3 -проводимости, 2 — область прыжковой ε_2 -проводимости по состояниям в A^+ -зоне, 3 — область ε_2 -проводимости по состояниям на краю подвижности в A^+ -зоне.

скачок концентрационной зависимости фактора ρ^* в активационном законе

$$\rho = \rho^* \exp\left(\frac{\varepsilon^*}{k_B T}\right), \quad (5)$$

который наблюдается при концентрации меди $N_A \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 6), т.е. приблизительно в момент соприкосновения A^+ -зоны с валентной зоной.

Результаты выполненных здесь исследований холловской подвижности носителей заряда в примесной зоне сильно легированных медью кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ противоречит этому предположению, подтверждая в то же время механизм Андерсона–Лифшица локализации состояний в A^+ -зоне.

В самом деле, если считать истинным полученное в работе [6] значение $E_A = 7.6 \text{ мэВ}$ для энергии ионизации Cu в $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, то, пользуясь теорией [2,10] и данными [11] для других констант этого материала, получим следующие значения размеров интересующих нас состояний изолированного акцептора: $a_h = 3.6 \text{ нм}$, $a_{A^+} = 4.8 \text{ нм}$. Тогда из критерия андерсоновской локализации

$$(N_{AA})^{1/3} a_{A^+} \approx 0.25 \quad (6)$$

найдем, что в легированном медью $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ критическая концентрация $N_{AA} \approx 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Но, согласно рис. 4, $\mu_H \rightarrow 0$ при $N_A \rightarrow 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} + 0$, т.е. как раз при $N_A \rightarrow N_{AA} + 0$. Следовательно, при $N_A < N_{AA}$ перенос заряда носителями, возбужденными в A^+ -зону, имеет скорее всего прыжковый характер, так как именно для прыжковой проводимости характерно отсутствие наблюдаемого эффекта Холла [1].

Этот вывод подтверждается и другими фактами. На рис. 6 показана концентрационная зависимость фактора ρ^* активационного закона (5). При $N_A > N_{AA}$ она состоит из двух участков, разделенных узкой областью скачкообразного изменения ρ^* . На каждом из этих участков зависимость $\rho^*(N_A)$ имеет характерный для прыжковой проводимости вид

$$\rho^* = \rho_0^* \exp\left(\frac{\alpha}{a^* N_A^{1/3}}\right) \quad (7)$$

(здесь $\alpha = 1.73$ [9]). На участке $N_A < 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, где при низких температурах преобладает ε_3 -проводимость [2], аппроксимация экспериментальных данных зависимостью (7) дает значения $a^* = 3.7 \text{ нм}$, $\rho_0^* \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. В интервале концентраций $1.4 \cdot 10^{16} < N_A < 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, где доминирует ε_2 -проводимость [2], получаем $a^* = 4.9 \text{ нм}$, $\rho_0^* \approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Видно, что в области ε_3 -проводимости величина a^* близка к радиусу нейтрального акцептора a_h , а в области ε_2 -проводимости $a^* \approx a_{A^+}$. Отметим, что в обоих случаях величина ρ_0^* , полученная в эксперименте, вполне согласуется с результатами расчета по формулам, приведенным в [9]. В частности, для ε_3 -проводимости расчет дает значение $\rho_{03} \sim 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, а для ε_2 -проводимости — значение $\rho_{02} \sim 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

При более сильном легировании (в области $N_A > N_{AA}$) холловская подвижность превышает $10 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Это достаточно большая величина, что дает основание предполагать перенос заряда делокализованными носителями, активированными в A^+ -зону.

Таким образом, точка $N_A = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ действительно является точкой перехода Андерсона в A^+ -зоне $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$. Скачок же ρ^* , наблюдающийся при $N_A \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, вызван всего лишь переходом от ε_3 -проводимости к ε_2 -проводимости.

Подчеркнем одно важное обстоятельство. Судя по данным рис. 6, эффективный радиус локализации A^+ -состояния, определяющий вероятность перескока, остается постоянным вплоть до момента появления первых делокализованных состояний в центре зоны. Этот вывод, на первый взгляд, противоречит принятому мнению, согласно которому радиус примесного состояния разрастается до размеров кристалла при подходе к критической точке [1,9]. Скорее всего причина этого явления состоит в том, что вероятность перескока определяется перекрытием волновых функций только ближайших соседей. Так как в первом приближении волновая функция локализованного состояния представляет собой линейную комбинацию вкладов отдельных потенциальных ям, интеграл перекрытия для ближайших соседей убывает с увеличением расстояния между ними по тому же закону, что и для изолированных центров.

Третья характеристическая концентрация $N_{AB} \approx 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответствует точке, расположенной далеко в области металлической проводимости

и разделяющей области с качественно различным поведением концентрационных зависимостей $R_{H\text{met}}(N_A)$ и $\mu_{H\text{met}}(N_A)$ (см. рис. 4, 5). При $N_A < N_{AB}$ коэффициент Холла почти не зависит от N_A и заметно меньше значения, предсказываемого классической формулой (4). При $N_A > N_{AB}$ зависимость $R_{H\text{met}}(N_A)$, напротив, приближается к выражению (4). Это заставляет предположить, что точка $N_A = N_{AB}$ представляет собой нижнюю границу области слабого рассеяния, где выполняются условия Иоффе–Регеля ($\lambda k_F > 1$) и применимо борновское приближение. Здесь λ — длина свободного пробега, k_F — квазиимпульс дырки на уровне Ферми.

Действительно, в области концентраций $N_A > N_{AB}$ холловская подвижность дырок достаточно велика: $\mu_{H\text{met}} \approx 400 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ (см. рис. 4). Если считать, что в этих условиях уровень Ферми расположен достаточно глубоко в A^+ -зоне, так что можно полагать $k_F \approx \pi/a$ ($a \approx N_A^{1/3}$ — среднее расстояние между акцепторами), то длина свободного пробега $\lambda = \mu \hbar k_F / e \approx 10 \text{ нм}$. Легко подсчитать, что при этом $\lambda k_F \approx 3 > 1$, т. е. условие Иоффе–Регеля выполнено.

Если данное предположение верное, то удельная электропроводность при $T = 0$ в точке $N_A = N_{AB}$ должна быть равной $0.2e^2 \hbar^{-1} N_{AB}^{1/3}$ (см. [1], с. 40). Подставляя сюда $N_{AB} \approx 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, получим значение $56 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Реальная величина σ_{met} в этой точке равна приблизительно $60 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, т. е. практически совпадает с ожидаемым значением.

В. Эффект Холла и холловская подвижность

Поведение эффекта Холла, обусловленного носителями тока в примесной зоне легированных медью кристаллов $\text{Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, в области низких ($N_A < N_{AA}$) и высоких ($N_A > N_{AB}$) концентраций Cu не противоречит существующим взглядам на это явление.

При $N_A < N_{AA}$ в области низких температур преобладает прыжковая проводимость, поэтому эффект Холла не должен наблюдаться, что и было обнаружено в эксперименте.

Условие $N_A = N_{AB}$ эквивалентно условию плотной упаковки шаров радиуса a_{A^+} : $(4\pi/3)N_{AB}a_{A^+}^3 \approx 0.74$. Поэтому при $N_A > N_{AB}$ (с учетом случайного характера распределения атомов примеси и свободного перекрытия их дырочных оболочек) акцепторы образуют единый, цельный кластер с металлической проводимостью, содержащий отдельные конечные вкрапления полупроводниковой "фазы". Ясно, что в этих условиях неоднородность электропроводности среды становится относительно малой, поэтому длина свободного пробега может быть большой и удовлетворять неравенству Иоффе–Регеля. Для таких структур, согласно [1] (с. 70), следует ожидать выполнения классического закона (4) с равным 1 (в силу вырождения газа дырок) фактором Холла r_H . Действительно, обнаруженная в эксперименте функциональная зависимость $R_{H\text{met}}(N_A)$ подобна соотношению (4), однако значения $R_{H\text{met}}$ почти вдвое

превышают ожидаемые. По-видимому, здесь сказывается уменьшение плотности состояний в примесной зоне вследствие разупорядочения, которое должно приводить к возрастанию R_{Hmet} (см. [1]).

Менее понятно поведение R_{Hmet} и μ_{Hmet} в промежуточной области концентраций меди $N_{AA} < N_A < N_{AB}$. Здесь подвижность практически линейно возрастает от 0 при $N_A = N_{AA}$ до $350-400 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при $N_A \approx N_{AB}$.

Обычно для описания эффекта Холла в сильно разупорядоченных системах пользуются моделью Фридмана [12], разработанной для веществ с диагональным типом беспорядка. Согласно модели Фридмана, коэффициент Холла должен быть всегда отрицательным, если справедливо трехузельное приближение (например, в случае кристаллических структур с плотной упаковкой). Если действует четырехузельное приближение (например, в случае простой кубической решетки), то эффект Холла должен быть положительным для дырок. Как отмечено в работе [1] (с. 71), случайным структурам больше соответствует трехузельное приближение. В частности, оно неплохо описывает эффект Холла в жидких металлах и аморфных полупроводниках.

Легко показать, что в исследуемом случае модель Фридмана не вполне подходит для описания полученных данных. Во-первых, коэффициент Холла здесь положителен, что вопреки ожиданиям больше соответствует четырехузельному приближению. Во-вторых, модель Фридмана предсказывает численное значение холловской подвижности в точке перехода Андерсона ($N_A = N_{AA}$), равное приблизительно $ea^2/(7\hbar)$, т.е. около $800 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Реальное же значение μ_{Hmet} в этой точке, как минимум, на 2 порядка меньше (см. рис. 4).

По-видимому, для описания эффекта Холла, вызванного дырками примесной зоны легированных медью кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, следует привлечь теорию протекания. Согласно этой теории, при $N_A = N_{AA}$ в примесной системе образуется бесконечный кластер с металлической проводимостью. Однако в этот момент такой кластер обладает сложной топологией, поэтому чувствительный к ней эффект Холла мал. С ростом N_A металлический кластер объединяет все больше акцепторов, его топология упрощается, и коэффициент Холла и холловская подвижность растут по величине. При $N_A = N_{AA}$, когда металлический кластер заполняет практически весь кристалл, подвижность достигает значения, предсказываемого моделью Фридмана.

Косвенно такой механизм формирования μ_{Hmet} подтверждается известным в теории протекания выводом о том, что в решеточных моделях вблизи перехода Андерсона перколяционная подвижность пропорциональна разности $N_A - N_{AA}$ [13].

С. Минимальная металлическая проводимость

Важным понятием в теории явлений переноса в неупорядоченных системах является минимальная металлическая проводимость σ_{min} — проводимость ме-

таллического кластера в точке перехода Андерсона. Величина σ_{min} была вычислена Моттом на основе формулы Кубо–Гринвуда (см. [1], с. 41):

$$\sigma_{min} = \frac{\pi}{4z} \left(\frac{B}{V_0} \right)^2 \frac{e^2}{\hbar a}, \quad (8)$$

где z — число ближайших соседей, B — ширина зоны в отсутствие разупорядочения, V_0 — предельная энергия разупорядочения в модели Андерсона. Полагая $z = 6$, $V_0/B = 2$ [1] и $a = N_{AA}^{-1/3}$, получим значение $\sigma_{min} \approx 4.1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

С другой стороны, нетрудно показать, что при $T \approx 4 \text{ К}$ проводимость, обусловленная возбужденными на порог подвижности носителями заряда, с точностью до малых слагаемых порядка $k_B T/B$ равна

$$\sigma_2 = \sigma_{Ec} \exp \left(- \frac{|E_C - F|}{k_B T} \right), \quad (9)$$

где E_C — порог подвижности; σ_{Ec} — проводимость, которую имел бы кристалл при $T = 0$ и $F = E_C$. Сопоставляя соотношение (9) с активационным законом (2) для ε_2 -проводимости, найдем, что $\sigma_{02} = \sigma_{Ec}$. Это вполне объясняет факт совпадения зависимости $\sigma_{02}(N_A)$ с продолжением концентрационной зависимости σ_{met} в области $N_{AA} < N_A < N_{AM}$ (рис. 3).

Таким образом, величину σ_{min} надо экспериментально определять как значение фактора σ_{02} , взятого в точке $N_A = N_{AA}$. Тогда, используя (5), найдем, что $\sigma_{min} \approx 5.1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Как видим, оба (расчетное и экспериментальное) значения σ_{min} удовлетворительно согласуются друг с другом.

Часто экспериментальное значение σ_{min} отождествляют с величиной удельной электропроводности легированного полупроводника в точке перехода Мотта (см. [1]). Учитывая сказанное выше, ясно, что это ошибочное представление. Именно эта ошибка лежит в основе предположения, что в легированных полупроводниках значение σ_{min} вдвое выше, чем в аморфных полупроводниках и жидких металлах [1].

Отметим, что проводимость в крайних точках интервала $N_{AA} < N_A < N_{AB}$ хорошо согласуется со значениями, предсказанными Моттом в [1]. В то же время внутри этого интервала, согласно Мотту, проводимость должна быть обратно пропорциональна среднему расстоянию между примесями (см. [1], с. 41), тогда как на практике $\sigma_{met} \propto N_A \approx a^{-3}$.

Заключение

1. В примесной зоне легированных медью слабо компенсированных кристаллов $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ при $N_A > N_{AM} \approx 3.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наблюдается металлическая проводимость. В области металлической проводимости электропроводность кристалла и коэффициент Холла не зависят от температуры.

2. До перехода в металлическое состояние в легированных медью слабо компенсированных кристаллах $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ наблюдается ε_2 -проводимость, которую осуществляют дырки, возбужденные в A^+ -зону. В этой зоне при концентрации акцепторов $N_A = N_{AA} \approx 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наблюдается переход Андерсона, так что в области ε_2 -проводимости при $N_A < N_{AA}$ заряд переносится связанными носителями (прыжковая проводимость), а при $N_A > N_{AA}$ — делокализованными носителями, возбужденными на порог подвижности.

3. Радиус состояния в A^+ -зоне, определяющий вероятность перескока при $N_A < N_{AA}$, на 1/3 больше радиуса состояния изолированного нейтрального акцептора и равен приблизительно 4.8 нм. Он практически не зависит от концентрации меди вплоть до точки перехода Андерсона в этой зоне.

4. Эффект Холла в легированных медью кристаллах $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, обусловленный носителями заряда в примесной зоне, проявляется в эксперименте только при наличии делокализованных состояний в A^+ -зоне (при $N_A > N_{AA}$). Знак коэффициента Холла, обусловленный вкладом этих носителей, положительный, что соответствует четырехузельному приближению в модели Фридмана. Для количественного описания эффекта Холла в области металлической проводимости при относительно низкой концентрации акцепторов (при $N_A < N_{AB} \approx 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) необходимо привлечь методы теории протекания. При $N_A > N_{AB}$ реализуется борновское приближение слабого рассеяния.

[12] L.Friedman. *J. Non-Cryst. Sol.*, **6**, 329 (1971).

[13] Дж. Займан. *Модели беспорядка* (М., Мир, 1982).

Редактор Т.А. Полянская

Metallic conductivity on an acceptor band of slightly compensated copper doped $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ crystals

V.V. Bogoboyashchiy

Kremenchuk State Polytechnic University,
39614 Kremenchuk, the Ukraine

Abstract Conductivity and Hall effect of strongly doped $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}:\text{Cu}$ crystals is studied in the temperature range 4.2–125 K. At the acceptor concentrations $N_A > 3.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, conductivity on an extrinsic band has metallic nature. Conductivity and Hall coefficient due to delocalized carriers of charge in the extrinsic band is independent of temperature. Hall effect is positive in the range of metallic conductivity. Nearby the point of the metal–dielectric transition the value of Hall mobility increases linearly with the increase in the acceptor concentration, and is independent of it at $N_A > 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Specific metallic conductivity is proportional to N_A in the whole range studied $N_A < 3.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. At the copper concentration $N_A = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, the Anderson transition in the extrinsic A^+ -band, formed by positively charged acceptors, is observed. Minimum metallic conductivity, conforming to this transition, is equal to $5.1 \text{ Ohm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. It is shown, that ε_2 -conductivity in the subthreshold concentration range takes place due to delocalized charge carriers in the A^+ -band only at sufficiently strong doping ($N_A > 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), but at $N_A < 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ it has hopping nature.

Список литературы

- [1] Н. Мотт, Е. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982) т. 1.
- [2] В.В. Богобаящий, Г.А. Шепельский, С.Г. Гасан-заде. *ФТП*, **34** (4), 411 (2000).
- [3] В.В. Богобаящий, А.И. Елизаров, В.А. Петряков, В.И. Стафеев, В.Н. Северцев. *ФТП*, **21** (8), 1469 (1987).
- [4] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский. *ФТП*, **15** (5), 927 (1981).
- [5] Н.Н. Берченко, В.В. Богобаящий, А.И. Елизаров и др. *Матер. Всес. сем. по проблеме "Физика и химия полупроводников"* (Павлодар, 1987) с. 129.
- [6] В.В. Богобаящий. *ФТП*, **34** (8), 955 (2000).
- [7] V.V. Bogoboyashchiy. *Proc. SPIE*, **3486**, 325 (1997).
- [8] В.А. Базакуца, В.И. Белозерцева, В.В. Богобаящий и др. *Матер. Всес. сем. по проблеме "Физика и химия полупроводников"* (Павлодар, 1987) с. 148.
- [9] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979) с. 185, 286.
- [10] Б.Л. Гельмонт, М.С. Дьяконов. *ФТП*, **5** (11), 2191 (1971).
- [11] А.В. Любченко, Е.А. Сальков, Ф.Ф. Сизов. *Физические основы полупроводниковой квантовой фотоэлектроники* (Киев, Наук. думка, 1984) с. 126.