

РЕЗОНАНСНО-ГИБРИДИЗАЦИОННЫЙ ВАРИАНТ ПЕРЕХОДА
МОТТА

И.К.Камилов, М.И.Даунов, В.А.Елизаров, А.Б.Магомедов

Дагестанский институт физики АН СССР
367000, Махачкала

Поступила в редакцию 25 октября 1991 г.

Впервые на модельном объекте $p\text{-CdSnAs}_2 < \text{Cu} >$ показано, что наложение локализованных состояний примесной зоны на зонный континуум обуславливает резонансно-гибридизационный вариант перехода Мотта по примесной зоне, сопровождающийся "подтягиванием" подвижности носителей заряда примесной зоны к подвижности зонных носителей.

В физике полупроводников нерешенным остается вопрос о характере проводимости по резонансной примесной зоне с аномально высокими подвижностями носителей заряда ^{1,2}. Не изученными остались также проблемы, связанные с влиянием гибридизации состояний зонного континуума с состояниями резонансной примесной зоны на динамику перехода металл-диэлектрик ² и со структурой "хвоста" плотности состояний зоны сильно легированного полупроводника.

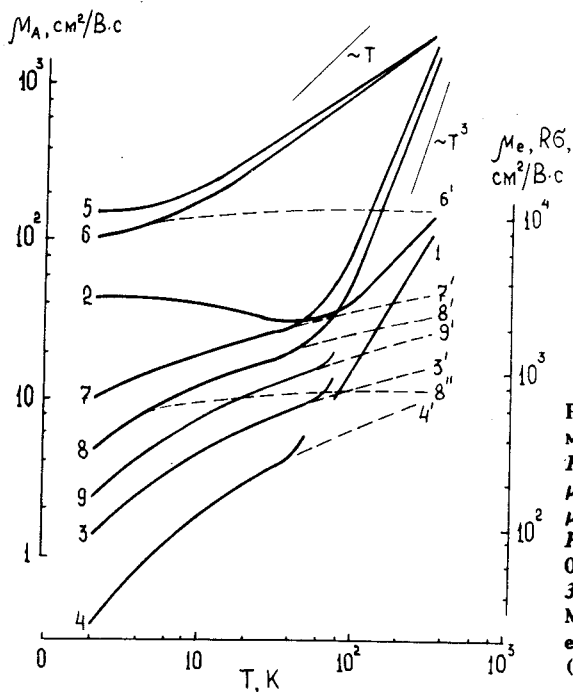


Рис. 1. Температурные зависимости холловской подвижности R_H (1; $H = 15$ кэВ), подвижности электронов μ_e (2-4) и дырок акцепторной зоны μ_A (5-9) в обр. 14Д-1 $p\text{-CdSnAs}_2 < \text{Cu} >$ P, ГПа: 5 - 10^{-4} ; 1, 2, 6 - 0,02; 3, 7 - 0,42; 4, 8 - 1,14; 9 - $P \rightarrow \infty$. 3', 4', 6', 8', 9' - экстраполяция закона Мотта; 8'' - экстраполяция зависимости $\exp(-\epsilon_s/kT)$ из области низких температур (2-5К). Сплошные линии - эксперимент

Удобным модельным объектом для соответствующих исследований оказался $p\text{-CdSnAs}_2 < \text{Cu} >$ ³, на хвосте зоны проводимости которого, обнаружена глубокая акцепторная зона на расстоянии $\epsilon_A = (-30 + 4,6 \cdot 10^2 T - 120 P)$ мэВ (T - К, P - ГПа) от невозмущенного края зоны проводимости. Акцепторная зона энергетически связана с валентной зоной и поэтому с возрастанием всестороннего давления зона проводимости удаляется от них с одинаковой скоростью.

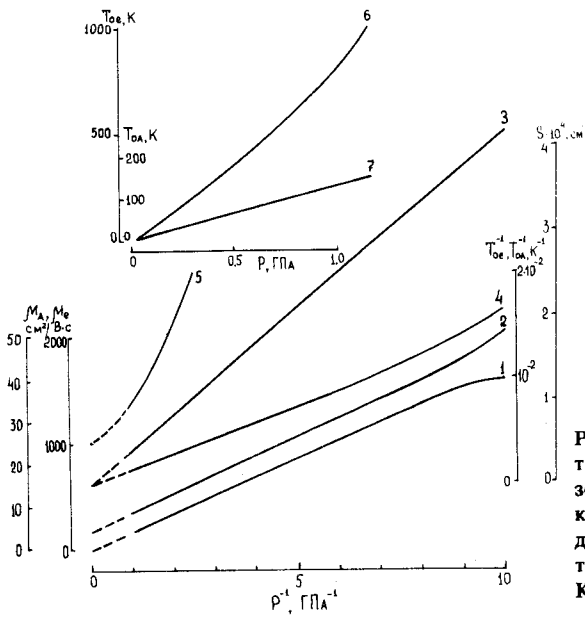


Рис. 2. Барические зависимости подвижности электронов $\mu_e(1)$ и дырок акцепторной зоны $\mu_A(2)$, параметров моттовской прыжковой проводимости электронов $T_{oe}(4,6)$ и дырок акцепторной зоны $T_{oA}(5,7)$, параметра $S = (n^{-1/3} - 7,75 \cdot 10^{-5})^{-1}$ (3) при 4,2 К в обр. 14Д-1

Эксперименты проводились нами на сильно легированных и сильно компенсированных кристаллах, подвергнутых всестороннему сжатию до $P = 1,5$ ГПа, при $T = 2 \div 300$ К и до $H = 15$ кЭ. Измерены коэффициент Холла $R(T, P, H)$ и проводимость $\sigma(T, P)$. Коэффициент Холла при фиксированной температуре с ростом P и H возрастает от отрицательных к положительным значениям и в пределе $P, H \rightarrow \infty$ стремится к $R_\infty = (N_\infty e)^{-1}$ (N_∞ - концентрация избыточных акцепторов). Так как при $T < 77,6$ К уже при атмосферном давлении $R > 0$, то $p/n > (\mu_e/\mu_A)^2 \gg 1$ (n, p - концентрации, μ_e и μ_A - подвижности соответственно электронов и дырок). Поэтому парциальные по акцепторной зоне $\sigma_A \simeq \sigma$, $R_A \simeq R_\infty$ и $p = N_\infty \gg n$ (p от T и P не зависят), а $\mu_A \simeq R_\infty \sigma$, т.е. при $T < 77,6$ $\sigma(T, P)$ отличается от $\mu_A(T, P)$ постоянным численным множителем R_∞ . Что касается μ_e при фиксированном P , то она отличается постоянным численным множителем $R_e = (ne)^{-1}$ от $\sigma_e(T)$ при $T < 40$ К. По данным R и σ рассчитаны n, p, μ_e, μ_A согласно двухзонной модели в предположении постоянства времени релаксации $^{1-4}$.

Результаты обработки данных эксперимента представлены на рис.1-3. Как видно из рис.1 и 2, вблизи атмосферного давления наблюдается одновременный переход электронов зоны проводимости и дырок акцепторной зоны от металлической безактивационной проводимости к моттовской прыжковой проводимости: $\mu_{e,A} \sim \exp\{(-T_{oe,A}/T)^{1/4}\}$. Параметры $T_{oe,A}$ с ростом P растут от нулевого значения, соответствующего границе перехода металл-диэлектрик, и в пределе $P \rightarrow \infty$ $T_{oe} \rightarrow \infty$ ($\mu_e \rightarrow 0$), а T_{oA} и μ_A стремятся к фиксированному значению (рис.2), что следует из энергетических зависимостей плотностей состояний (рис.3). На хвосте плотности состояний электронов зоны проводимости можно выделить два участка (рис.3). У края зоны проводимости от $\epsilon = 0$ до -50 мэВ $g_e = 1,5 \cdot 10^{18} \exp(0,22\epsilon_A)$ и n резко на 4-5 порядков убывают. Фактически это деформированный случайным потенциалом край зоны проводимости. Глубоко в хвосте плотности состояний от -50 до -170 мэВ $g_e = 2,3 \cdot 10^{13} \exp(0,023\epsilon_A)$. Из данных эксперимента также следует (рис.1-3), что энергия уровня протекания электронов ϵ_1 -проводимости (ϵ_{pe}^1) совпадает с энергиями ϵ_F и ϵ_A вблизи атмосферного давления, где $T_{oe,A} = 0$, т.е. $\epsilon_{pe}^1 = \epsilon_F^0 = \epsilon_A^0 = -30$ мэВ, а критическая концентрация элект-

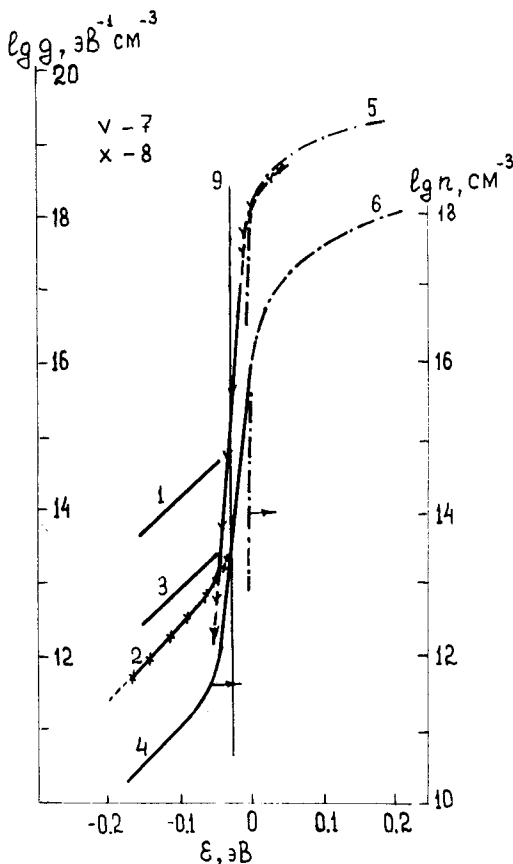


Рис. 3. Энергетические зависимости плотности состояний зоны проводимости (1, 2) и концентрации электронов (3, 4) при 4,2 К обр. 15Д-2(1,3) и 14Д-1 (2,4) p -CdSnAs₂ < Cu >. Невозмущенному краю зоны проводимости соответствует нулевая энергия. Сплошные линии - эксперимент; штрих-пунктирная линия - плотность состояний (5) и концентрация электронов (6) идеального CdSnAs₂; пунктирная линия и значки (7) - квазиклассическая теория линейного экранирования⁴ для $\gamma = 14,8$ мэВ; пунктирная линия и значки (8) - аппроксимация $g_e = 2,55 \cdot 10^{12} \cdot \chi^{-3/2} \exp(-x^2)$, где $\chi = |\epsilon|/\gamma$, $\gamma = 145,3$ мэВ; (9) - плотность состояний акцепторной зоны

тронов $n_{кр} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Зная $n_{кр}$, из выражения $n_{кр} = \beta N_i^{2/3}/a_{Be}$ ⁴ (N_i - суммарная концентрация примесей, a_{Be} - электронный борковский радиус) определен ранее неизвестный численный множитель $\beta = 10^{-5}$. Из выражения для среднего значения случайного потенциала $\gamma = \nu_1 e^2 N_i^{2/3}/(\chi n^{1/3})$ ⁴ (χ - диэлектрическая постоянная) и соотношения $\gamma = |\epsilon_F| = |\epsilon_A| = |\epsilon_A^0 - 120P|$ следует, что $\nu_1 = 1,85 \cdot 10^{-2}$ и $\epsilon_A^0 = -37$ мэВ в согласии с полученной ранее³ величиной. Отметим, что коэффициент ν_1 до сих пор теоретически не оценен.

До давления 1,8 ГПа, пока $\gamma < 0,5\epsilon_g$ (ϵ_g - ширина запрещенной зоны), т.е. до реализации ситуации, адекватной модели полностью компенсированного полупроводника⁴, уровень Ферми жестко закреплен в акцепторной зоне, которая является резервуаром для электронов. Роль давления сводится к сканированию уровня Ферми вглубь хвоста плотности состояний зоны проводимости и к разведению состояний зон, что ведет к локализации электронов во флуктуационных ямах примесного потенциала (квазиклассический вариант перехода Андерсона) и дырок. Делокализация дырок обусловлена резонансом состояний акцепторной зоны и зоны проводимости и их гибридизацией. Поэтому переход в этом случае является резонансно-гибридизационным вариантом перехода Мотта и протекает до достижения граничной концентрации примесей. Характерной особенностью резонансно-гибридизационного варианта перехода Мотта является эффект резонансного "подтягивания" подвижности носителей заряда примесной зоны к подвижности зонных носителей, усиливающийся с ростом T (рис.1). Здесь уместно сопоставление с явлением резонансного рассеяния². Именно это явление обуславливает уменьшение отношения μ_e/μ_A с уменьшением P вблизи перехода (рис.2,³) и высокие значения подвижностей носителей заряда резо-

нансной примесной зоны^{1,2}. Предельная ситуация ($\mu_c/\mu_A = 1$) наблюдается в узкозонных сильнолегированных полупроводниках типа n -InSb, в которых до достижения граничной концентрации примесей реализуются резонансно-гибридизационный вариант перехода Мотта.

-
1. Ицкевич Е.С., Каширская Л.М., Кучеренко И.В. и др., Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 303.
 2. Цидильковский И.М., Электронный спектр бесщелевых полупроводников. Свердловск. 1991.
 3. Даунов М.И., Магомедов А.Б., Данилов В.И., ФТП, 1991, 25, 467.
 4. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М.: Наука, 1979.