

УДК 621.315

© 1990

ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОДНООСНО СЖАТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ВЫРОЖДЕННЫМИ ЗОНАМИ

Е. В. Баханова, Ф. Т. Васько

Рассмотрены особенности энергетического спектра точечных дефектов в полупроводниках с вырожденной зонной структурой (материалы p -типа, бесщелевые полупроводники) при одноосном сжатии, которое снимает вырождение зон. Четырехкратно вырожденный для изотропной модели в отсутствие деформации энергетический уровень расщепится на два вырожденных лишь по спину состояния. Резонансное акцепторное состояние превращается в локализованное при выходе в индуцированную деформацией запрещенную зону бесщелевого полупроводника. Для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $0.04 < x < 0.16$ с ростом деформации эти состояния опять превращаются в резонансы на фоне валентной зоны (этот результат объясняет ранее наблюдавшийся переход металл—диэлектрик—металл). Отмечается возможность возникновения локальных донорных состояний для параметров бесщелевого полупроводника, близких к α -Sn. В материалах p -типа с ростом деформации имеет место превращение обоих локальных акцепторных состояний в резонансные, причем нижнее состояние оказывается достаточно узким.

1. Одноосное сжатие снимает четырехкратное вырождение зон Γ_8 (зон легких и тяжелых дырок, а в бесщелевом полупроводнике — зоны проводимости (c) и валентной зоны (v)) [1], причем для бесщелевого полупроводника экстремум валентной зоны смещается из точки $\mathbf{p}=0$ [2]. При этом изменяется также структура примесных состояний. Если примесный потенциал не понижает симметрию задачи (так что примесные состояния в недеформированном кристалле преобразуются по представлению Γ_8 — только этот случай рассмотрен ниже¹), то одноосное сжатие снимает четырехкратное вырождение энергии примеси и смещает вырожденные по спину примесные уровни относительно экстремумов расщепленных зон. В бесщелевом полупроводнике имеет место превращение резонансного акцепторного состояния в локализованное при выходе его в запрещенную зону. С ростом деформации энергетический уровень может достичь бокового экстремума валентной зоны (для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $0.04 < x < 0.16$, когда энергия этого экстремума достаточно быстро растет за счет одноосной компоненты сжатия), так что возникает глубокий резонансный акцептор на фоне v -зоны, а также пара мелких акцепторов, один локальный, другой — узкий резонанс. В α -Sn (для которого энергия бокового экстремума v -зоны понижается с деформацией) сильно затухающее на фоне v -зоны донорное состояние с ростом деформации превращается в локальный донорный уровень. В материалах p -типа при сильной деформации оба акцепторных состояния превращаются в резонансы на фоне нижней ветви непрерывного спектра. Такой характер энергетического спектра получается здесь для многозонной модели короткодействующего примесного потенциала [3] (модель Луковского—Переля—Ясиевич) и

¹ При понижении симметрии короткодействующего потенциала возможно химическое расщепление акцепторных уровней, которое могло бы изменить полученные результаты в области малых деформаций. Экспериментальных данных о роли такого механизма в рассматриваемых здесь случаях нет, поэтому мы ограничимся простейшим приближением.

обусловлен тем, что в приближении нулевого радиуса уровни не связаны жестко с определенными экстремумами зон.

Задача на собственные значения

$$\mathcal{H}_p \Psi_p + \sum_{p_1} \hat{u}(p, p_1) \Psi_{p_1} = E \Psi_p \quad (1)$$

записывается через гамильтониан Латтинжера деформированного кристалла \mathcal{H}_p (явное выражение без учета гофрировки зон при деформации вдоль кубической оси см. в [4], $\hat{u}(p, p_1)$ — матричный элемент примесного потенциала, возникающий в уравнениях кр-метода [1, 5]). В приближении Костера—Слэтера этот матричный элемент аппроксимируем постоянной u_0 (размерности энергия \times объем) для импульсов, меньших p_m (p_m^{-1} порядка постоянной решетки), и считаем его равным нулю для $|p| > p_m$. Такая модель дефекта соответствует добавлению к кр-гамильтониану короткодействующего потенциала $u_0 \delta(r)$ и оказывается эффективной, поскольку изменение энергетического спектра с деформацией определяется (аналогично случаю спектральной зависимости примесного поглощения в [3]) лишь энергией примесного уровня недеформированного кристалла E_0 и не зависит от конкретной формы потенциала центра.

В литературе [6] решена лишь задача для кулоновской примеси в материалах p -типа при малых и больших деформациях [1]; проводилось также вариационное вычисление энергии основного состояния [7], но превращение локализованного состояния в резонансное не обсуждалось. Предыдущие расчеты энергетического спектра точечных дефектов в материале p -типа [8] и в бесщелевом полупроводнике [9] неверны даже качественно: они, например, не описывают снятие четырехкратного вырождения уровня при деформации. Экспериментальное изучение энергетического спектра примесей проводилось в ряде работ (см. [10] и приведенные там ссылки) для материалов p -типа и начато в [11, 12] для бесщелевых полупроводников. Описанное ниже превращение c -резонанса в локальный уровень, а затем в v -резонанс позволяет объяснить различие (отсутствие в [12] перехода диэлектрик—полупроводник p -типа) между экспериментами [11] и [12] в области больших сжатий тем, что в условиях [12] второй переход не достигается из-за разрушения образца.

В разделе 2 приведены выражения для примесной добавки к плотности состояний $\delta\rho_{im}(E)$, причем использование гриновской функции позволяет точно учесть затухание, а также проследить, как резонансное состояние превращается в локализованное и наоборот. В разделе 3 представлены результаты для акцептора ($u_0 > 0$), а в разделе 4 анализируется возможность возникновения локального донорного уровня (когда $u_0 < 0$) состояния при одноосном сжатии бесщелевого полупроводника. Затем в разделе 5 обсуждается случай короткодействующей примеси в полупроводнике p -типа, а в заключение проведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными [10-12] и обсуждаются границы применимости используемой модели.

2. Плотность электронных состояний с энергией E обычным образом [13]

$$\rho(E) = -\pi^{-1} \lim_{\epsilon'' \rightarrow +0} \operatorname{Im} \sum_p \operatorname{tr} \hat{G}_\epsilon(p, p) \quad (2)$$

выражается через запаздывающую гриновскую функцию $\hat{G}_\epsilon(p, p')$, для которой из (1) имеем уравнение

$$(\mathcal{H}_p - \epsilon) \hat{G}_\epsilon(p, p') + u_0 \sum_{p_1} \hat{G}_\epsilon(p_1, p') = \delta_{pp'} \quad (3)$$

Здесь $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, tr — суммирование по зонным квантовым числам четырехрядной матрицы \hat{G}_ϵ , нормировочный объем и \hbar принимаем равными 1, а суммирование \sum' выполняется по области $|p| < p_m$. Вводим

также свободную гриновскую функцию в одноосно сжатом полупроводнике

$$\hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{\hat{P}_{+\mathbf{p}}}{\varepsilon_{+\mathbf{p}} - \varepsilon} + \frac{\hat{P}_{-\mathbf{p}}}{\varepsilon_{-\mathbf{p}} - \varepsilon}, \quad (4)$$

в которой $\varepsilon_{+\mathbf{p}}$ и $\varepsilon_{-\mathbf{p}}$ — законы дисперсии расщепленных деформацией дырочных подзон или c - и v -зон, а $\hat{P}_{\pm\mathbf{p}}$ — операторы проектирования на состояния этих зон, которые определяются собственными функциями задачи (1) для $u_0=0$. Решение (3) выражается через (4) по соотношению

$$\hat{G}_\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}) [\delta_{\mathbf{pp}'} - u_0 \hat{\Lambda}(\varepsilon) \hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p})],$$

$$\hat{\Lambda}(\varepsilon) = \left[1 + u_0 \sum_{\mathbf{p}}' \hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}) \right]^{-1}, \quad (5)$$

причем матрица $\hat{\Lambda}(\varepsilon)$ не имеет особенностей для комплексных ε .

В результате для добавки к плотности состояний, обусловленной примесью концентрации n_{im} (считаем, что волновые функции примесных состояний не перекрываются), имеем

$$\delta\rho_{im}(E) = - \lim_{\substack{\varepsilon' \rightarrow E \\ \varepsilon'' \rightarrow +0}} \frac{u_0 n_{im}}{\pi} \text{Im} \sum_{\mathbf{p}}' \text{tr} \hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}) \hat{\Lambda}(\varepsilon) \hat{g}_\varepsilon(\mathbf{p}). \quad (6)$$

Используя (4) и выполнив в (6) необходимые суммирования, получим

$$\delta\rho_{im}(E) = - \frac{\partial}{\partial E} \lim_{\substack{\varepsilon' \rightarrow E \\ \varepsilon'' \rightarrow +0}} \frac{2n_{im}}{\pi} \text{Im} \ln |(1 + \lambda_+(\varepsilon))(1 + \lambda_-(\varepsilon))|, \quad (7)$$

так что задача расчета энергетического спектра примеси сведена к вычислению функций

$$\lambda_{\pm}(\varepsilon) = u_0 \sum_{\mathbf{p}}' \frac{\gamma_1 p^2 / (2m) \pm \varepsilon_0 / 2 \pm P_2(p_z/p) \gamma p^2 / m - \varepsilon}{(\varepsilon_{+\mathbf{p}} - \varepsilon)(\varepsilon_{-\mathbf{p}} - \varepsilon)} \quad (8)$$

и их производных по ε , в которых деформация приложена вдоль OZ , $P_2(x)$ — второй полином Лежандра, $\gamma_1, \gamma \approx \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинжера, а ε_0 — пропорциональная давлению величина расщепления зон в точке $\mathbf{p}=0$ (причем $\varepsilon_0 > 0$ при сжатии бесщелевого полупроводника, и $\varepsilon_0 < 0$ — для материала p -типа).

Вблизи резонансных состояний, определяемых особенностями знаменателей (7) из уравнения

$$1 + \text{Re} \lambda_{\pm}(E_{\pm}) = 0, \quad (9)$$

получаются примесные добавки к плотности состояний

$$\delta\rho_{\pm}(E) \simeq \frac{2n_{im}}{\pi} \frac{\Gamma_{\pm}}{(E - E_{\pm})^2 + \Gamma_{\pm}^2}, \quad \Gamma_{\pm} = \left. \frac{\text{Im} \lambda_{\pm}(E)}{d \text{Re} \lambda_{\pm}(E) / dE} \right|_{E=E_{\pm}}. \quad (10)$$

В области существования локальных состояний, где ширина уровня обращается в 0, получается $\delta\rho_{\pm}(E) = 2n_{im} \delta(E - E_{\pm})$.

Для бесщелевого полупроводника в случае, когда энергия ε близка к значению, соответствующему экстремуму валентной зоны (при котором имеется конечный скачок плотности состояний)

$$E_{\sigma}^m = (\alpha - \sqrt{3(1 - \alpha^2)}) \varepsilon_0 / 4, \quad \alpha = \gamma_1 / (2\gamma) \quad (11)$$

(при записи этого выражения аналогично [4] опущен гидростатический вклад в энергию деформации), функции $\lambda_{\pm}(\varepsilon)$ имеют логарифмическую особенность

$$\lambda_{\pm}(\varepsilon) = f_{\pm}^1(\varepsilon) \ln |\varepsilon - E_{\sigma}^m| + f_{\pm}^2(\varepsilon), \quad (12)$$

где $f_{\pm}^2(\epsilon)$ — плавные функции. При этом добавка к плотности состояний также будет иметь соответствующую (7) особенность. Однако из той же формулы видно, что вклад этой особенности в число состояний, т. е. $\int dE \delta\rho_{\pm}(E)$ вблизи E_0^m конечен, так как при вычислении мнимой части выражения (7) возникает арктангенс — ограниченная функция.

3. В отсутствие деформации $\lambda_{\pm}(\epsilon) = \lambda_0(\epsilon)$, так что для $u_0 > 0$ (7) описывает четырехкратно вырожденный резонансный уровень на фоне c -зоны бесщелевого полупроводника ($\gamma_1 < 2\gamma$). Вычисление (8) дает для энергии резонансного состояния E_0 уравнение

$$1 + \operatorname{Re} \lambda_0(E_0) \equiv 1 - \Lambda \left(1 - \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{E_0}{\epsilon_{\max}}} \right) = 0, \quad \Lambda = \frac{u_0}{2} g_v(\epsilon_{\max}), \quad (13)$$

а ширина уровня $\Gamma_0 = 2E_0 (m_c/m_v)^{3/2}$ оказывается малой, поскольку $m_c \ll m_v$. Здесь $\epsilon_{\max} = p_m^2/(2m_c)$, m_c и m_v — эффективные массы электронов и дырок, $g_v(E)$ — плотность состояний в недеформированном материале.

Поведение примесных уровней E_{\pm} при деформации удобно исследовать, рассматривая вместо (9) разность уравнений (9) и (13)

$$\operatorname{Re} [\lambda_{\pm}(E_{\pm}) - \lambda_0(E_0)] = 0, \quad (14)$$

из которой выпадает параметр обрезания p_m , а также u_0 , так что E_{\pm} выражаются через E_0 , зонные и деформационные параметры. Результаты численного решения (14), определяющие зависимости энергии уровней E_{\pm} от деформации, а также ширину Γ_{\pm} , вычисляемую по формуле (10), приведены на рис. 1. При малых сжатиях уровни, расщепившись, линейно зависят от деформации

$$E_{\pm} \approx E_0 \pm (7 - 8\alpha) \epsilon_0/10. \quad (15)$$

С ростом деформации резонансные акцепторные уровни достигают дна зоны проводимости и выходят в запрещенную зону, т. е. становятся локализованными.

Для параметров HgTe ($\alpha = 0.86$, рис. 1, а) нижний уровень E_- имеет излом в точке пересечения с экстремумом c -зоны, а верхний уровень E_+ оказывается плавным вблизи этого пересечения. При этом затухание Γ_- мало вблизи превращения резонансного состояния в локализованное, а Γ_+ обращается в 0 лишь корневым образом. В пределе больших деформаций ($\epsilon_0 \gg E_0$) уравнения (14) содержат лишь E_{\pm}/ϵ_0 , что дает линейную зависимость энергии уровней от деформации

$$E_{\pm} \approx A_{\pm} B_0 + B_{\pm} \epsilon_0, \quad (16)$$

в которой для HgTe $A_+ \approx 1.04$, $B_+ \approx 0.022$, $A_- \approx 0.93$, $B_- \approx 0.013$.

Вид деформационных зависимостей акцепторных уровней в бесщелевом полупроводнике сильно зависит от параметра α , который связан с отношением масс электронов и дырок $\alpha = (1 - m_c/m_v)/(1 + m_c/m_v)$ и меняется в зависимости от состава твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (при $x \rightarrow 0.16$ $m_c/m_v \rightarrow 0$, $\alpha \rightarrow 1$). Как видно из (15), при $\alpha > 7/8$ изменяется порядок следования ветвей E_+ и E_- по сравнению с HgTe (см. вставку и рис. 1, б): E_+ — нижний уровень, E_- — верхний. Заметим, что ширина уровней больше масштаба этих изменений. С увеличением α экстремум валентной зоны E_v^m (см. (11)) более круто растет с деформацией. Поэтому для $\alpha > \alpha_1 \approx 0.91$ нижний локальный уровень, а при $\alpha > \alpha_{II} \approx 0.92$ — верхний, достигают экстремума. При этом из-за логарифмической особенности функций $\lambda_{\pm}(\epsilon)$ (см. (12)) наряду с глубоким сильно затухающим в v -зоне решением E_+^1 возникают два решения по обе стороны E_v^m (одно резонансное E_+^2 , второе локализованное E_+^3), которые асимптотически приближаются к E_v^m с ростом деформации (рис. 1, б). Подчеркнем, что эти два решения обусловлены скачком плотности состояний, связанным с петлей экстремумов валентной зоны и исчезнут при учете кристаллической анизотропии, когда исчезает и логарифмическая особенность функций $\lambda_{\pm}(\epsilon)$.

4. Для примеси с $u_0 < 0$ в недеформированном бесщелевом полупроводнике решение аналогичного (13) уравнения дает сильно размытое (с шириной, много большей E_0) донорное состояние на фоне ν -зоны. С ростом деформации верхний из расщепившихся резонансных уровней E_- (будем рассматривать только его поведение, так как нижний E_+ остается сильно размытым) приближается к потолку валентной зоны E_v^m , и при

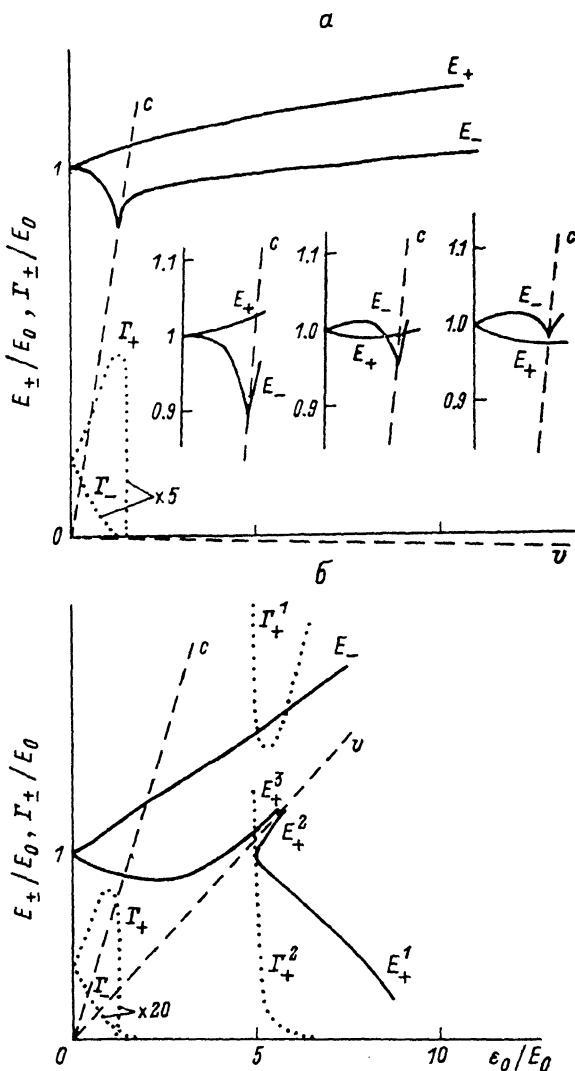


Рис. 1. Изменения с деформацией энергий E_{\pm} (сплошные линии) и ширины Γ_{\pm} (пунктиры) акцепторов в бесщелевом полупроводнике $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ различного состава.

$\alpha - x=0, \alpha=0.860$ (вставка демонстрирует возникновение пересечения резонансов на фоне s -зон при $0.875=7/8 < \alpha < 0.905$); $b - x=0.135, \alpha=0.981$. Штриховыми линиями показано изменение с деформацией дна зоны проводимости (c) и экстремума валентной зоны (v).

больших ϵ_0 получим линейно изменяющийся с деформацией локальный уровень в запрещенной зоне. Аналогично разделу 3, из-за логарифмической особенности функции $\lambda_{-}(\epsilon)$ этот уровень не пересечет экстремум ν -зоны, так что вблизи E_v^m (по обе стороны от него) при малых деформациях возникает еще пара решений (локальное и узкое резонансное).

Рис. 2 демонстрирует возможность существования локализованного донорного состояния для случая $\alpha \approx 0.78$, близкого к параметрам $\alpha\text{-Sn}^2$.

² Для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ также имеется обусловленная логарифмической особенностью дополнительная пара решений, но эти решения близки к E_v^m и, видимо, исчезнут при учете кристаллической анизотропии.

Однако кристаллическая анизотропия этого материала не мала, так что проведенный расчет дает только качественное описание поведения донора.

5. Рассмотрим энергетический спектр короткодействующего примесного центра в материалах p -типа. Энергия акцепторного уровня в недеформированном кристалле находится из уравнения, отличающегося от (11) лишь знаком перед Δ и изменением соотношения между параметрами Лан-

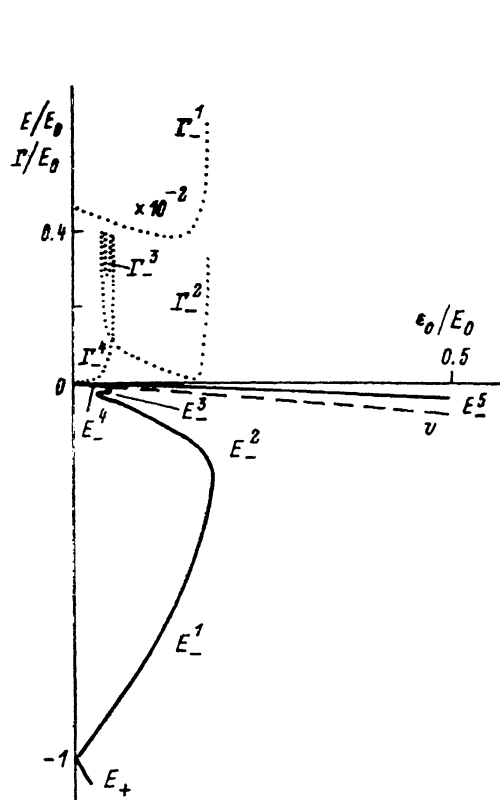


Рис. 2. Возникновение донорного локального состояния E_-^2 в бесцелевом полупроводнике с параметрами, близкими к α -Sn ($\alpha=0.78$).

Сплошными линиями E_+^1-4 обозначены резонансные ветви донорного состояния, пунктирными Γ_1-4 — ширины для этих ветвей. Штриховая линия (v) соответствует ходу экстремума валентной зоны с деформацией.

тинжера ($\gamma_1 > 2\gamma$). При малых сжатиях решение (12) дает линейную зависимость для расщепления акцептора

$$E_{\pm} \approx E_0 \pm A\epsilon_0, \quad (17)$$

где $\epsilon_0 < 0$, $A \approx 0.32$ для p -Ge и $A \approx 0.12$ для $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$. С ростом деформации локальное акцепторное состояние превращается в резонансное на фоне нижней ветви зонного спектра (h_- -зоны), причем такой переход имеет место как для E_+ , так и для E_- -состояний. На рис. 3 приведены эти зависимости для параметров, близких к Ge (а) и для $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$ (б). Из линейных асимптотик E_{\pm} уровней при больших деформациях (для E_- -уровня в Ge такая асимптотика описывается (14) с параметрами $A_- \approx -2.2$, $B_- \approx 0.47$, а для $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$ $A_- \approx -2.8$, $B_- \approx 0.25$) видно, что их пересечение с h_+ -зоной отсутствует. Затухание E_+ - и E_- -уровней оказывается качественно различным: верхний резонанс быстро размазывается, а нижний очень узок.

Качественное отличие этого результата от решений для кулоновской примеси состоит в пересечении уровня E_- с зоной h_- ; при достаточно боль-

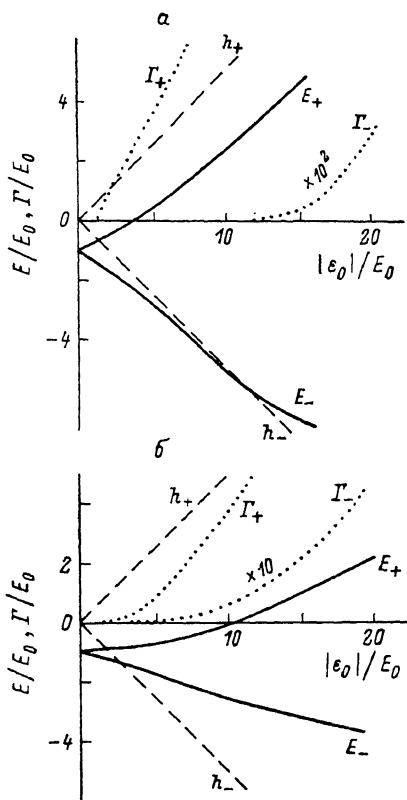


Рис. 3. Превращение локальных акцепторных состояний E_{\pm} (сплошные линии) в резонансные при одноосном сжатии материала p -типа.

а — Ge, $\alpha=1.57$; б — $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$, $x=0.21$, $\alpha=1.026$. Пунктиром обозначена ширина Γ_{\pm} -уровней, штриховыми линиями — экстремумы дырочных подзон h_{\pm} .

шом вкладе химического сдвига в энергию кулоновского акцептора такой эффект мог бы наблюдаться и в этом случае. В эксперименте [10] (InSb , легированный Ge) химический сдвиг мал; видимо, рассмотренная ситуация может реализоваться в $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$, легированном короткодействующими примесями или кулоновскими примесями с большим химическим сдвигом.

6. Проведем более детальное сравнение описанного в разделе 3 примесного спектра с наблюдавшимся при одноосном сжатии [11, 12] переходом проводник n -типа—диэлектрик—проводник p -типа в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Приняв $E_0 \approx 10-11$ мэВ (такое значение получается из условия прохождения уровня E_+ через середину запрещенной зоны при давлениях, соответствующих максимуму сопротивления, или из условия выхода E_+ из c -зоны при давлении, соответствующем началу экспоненциального роста сопротивления), получим, что уровень E_+ приближается к экстремуму c -зоны при деформациях порядка 5 кбар для $x=0.135$ (рис. 1, б) и 3 кбар для $x=0.157$ (эта оценка получена из аналогичного рис. 1, б графика для этого состава, на котором E_+ достигает v -зоны в точке, заметно смещенной влево). Эти значения согласуются с данными [14], где отмечен сдвиг картины перехода для $x=0.135$ в сторону больших деформаций по сравнению с $x=0.157$, и объясняют различия между данными работ [11] и [12] (в последнем случае не наблюдается второго перехода диэлектрик—проводник p -типа) тем, что для $x=0.135$ не достигаются деформации, достаточные для пересечения E_+ -уровня и экстремума v -зоны. В приведенной оценке E_0 оказывается большим уровня Ферми недеформированного материала, так что начальный участок деформационной зависимости не связан с проведенным здесь рассмотрением, а определяется концентрацией заряженных акцепторов или должен описываться в рамках флуктуационной модели бесщелевого полупроводника [15] (отметим, что проводимая в [12] линейная экстраполяция зависимости энергии уровня от деформации не пригодна для $\epsilon_0 \sim \sim E_0$). Однако данные об уровне легирования и масштабе флуктуаций (а также об ориентации образцов) в [12] отсутствуют. Кроме того, проведенный здесь теоретический расчет не учитывает анизотропию зонного спектра, предполагает деформацию ориентированной вдоль кубической оси и пренебрегает смещением экстремума Γ_6 из-за гидростатической компоненты деформации (согласно [16], такое смещение дает заметный вклад в сдвиг примесного уровня для $x=0.14$). Эти обстоятельства позволяют говорить о качественном сопоставлении с экспериментом и порядковых оценках.

Прямое исследование примесных состояний в одноосно сжатых материалах p -типа и бесщелевых полупроводниках ($\alpha=\text{Sn}$, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, а также $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в отсутствие магнитного поля, когда получаются аналогичные результаты) можно провести при измерениях сечения фотоионизации в субмиллиметровом (для бесщелевых материалов) и далеком ИК (для материалов p -типа) спектральных диапазонах.

Авторы благодарны Г. А. Шепельскому за обсуждение экспериментальной ситуации.

Список литературы

- [1] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [2] Cardona M. // Sol. St. Commun. 1967. V. 5. N. 4. P. 233—235.
- [3] Перель В. Н., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 1. С. 237—245.
- [4] Баханова Е. В., Васьюк Ф. Т. // ФТП. 1987. Т. 21. № 6. С. 1068—1074.
- [5] Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М., 1978. 328 с.
- [6] Цидильковский И. М., Харус Г. Н., Шелушина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках. Свердловск, 1987. 152 с.
- [7] Buczko R., Blinowski J., Chroboczek J. A. // J. Phys. C. 1980. V. 13. P. 71—83.
- [8] Morgan T. Z. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 12. P. 5714—5722.
- [9] Bastard G., Nozieres P. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 6. P. 2560—2564.
- [10] Германенко А. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. № 11. С. 2006—2012.
- [11] Васьюк Ф. Т., Гасан-заде С. Г., Ромака В. А., Шепельский Г. А. // Письма в ЖЭТФ.

1985. Т. 41. № 3. С. 100—102; Гасан-заде С. Г., Ромака В. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1987. Т. 21. № 6. С. 1060—1064.

- [12] Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 8. С. 242—254.
- [13] Economou E. N. *Green's Functions in Quantum Physics*. Berlin: Springer-Verlag, 1983.
- [14] Гасан-заде С. Г., Ромака В. А., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1987. Т. 21. № 11. С. 2066—2071.
- [15] Аблязов Н. И., Райх М. Э., Эфрос А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 3. С. 103—105.
- [16] Mauger A., Friedel J. // *Phys. Rev. B*. 1975. V. 12. N 6. P. 2412—2423.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
6 июня 1989 г.
