

МЕЖДУЗОННЫЕ ИК ПЕРЕХОДЫ В ОДНОСНО ДЕФОРМИРОВАННОМ УЗКОЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Васько Ф. Т., Стриха М. В.

Показано, что темп междузонных ИК переходов в деформированном узкощелевом полупроводнике существенно изменяется уже при малых деформациях, когда величина индуцированного сжатием расщепления между подзонами валентной зоны становится сравнимой с тепловой энергией дырок. При этом скорость излучательной рекомбинации увеличивается, а на зависимости коэффициента собственного поглощения от частоты падающего излучения появляется характерный излом, связанный с включением переходов из нижней валентной подзоны. Результаты расчета находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

1. Одноосная деформация узкощелевых полупроводников качественно изменяет их энергетический спектр, приводя к снятию вырождения зон симметрии Γ_8 в точке экстремума [1]. Существенные изменения как гальваномагнитных явлений [2], так и далеких ИК переходов между состояниями Γ_8 [3] имеют место, когда энергия расщепления экстремумов зон ϵ_0 сравняется со средней энергией дырок в материалах p -типа. В этой работе показано, что характер междузонных (между состояниями Γ_6 и Γ_8) ИК переходов также заметно изменяется, хотя ϵ_0 остается малой по сравнению с шириной запрещенной зоны ϵ_g , величина которой незначительно изменяется за счет гидростатической компоненты деформации. Проведен расчет коэффициентов поглощения $\alpha_{\parallel, \perp}(\omega)$ [для поляризации излучения вдоль оси деформации (\parallel) и в плоскости, перпендикулярной этой оси (\perp)], а также времени излучательной рекомбинации τ_R . Рассматриваются узкощелевые полупроводники при одноосном сжатии вдоль кубической оси (001) образца со свободными боковыми поверхностями.¹ Выполнены численные оценки $\alpha_{\parallel, \perp}(\omega)$ для параметров InSb, а также проведен расчет изменения τ_R с давлением, количественно согласующийся с измерениями на $\text{Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ [4].

Причина существенных изменений темпа междузонных ИК переходов уже при малой ($\epsilon_0 \ll \epsilon_g$) деформации состоит в том, что величина расщепления валентной зоны ϵ_0 становится сравнимой с характерной энергией дырок, участвующих в этих переходах. При сжатии состояния тяжелых и легких дырок смешиваются [теперь следует говорить о v_{\pm} -состояниях (рис. 1)], а их эффективные массы значительно изменяются и равны $m/(\gamma_1 \pm 2\gamma)$ для продольного и $m/(\gamma_1 \mp \mp \gamma)$ для поперечного направлений (m — масса свободного электрона, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — параметры Латтинжера изотропного приближения). Заметно изменяются также матричные элементы перехода между s - и v_{\pm} -зонами, что обуславливает анизотропию междузонного коэффициента поглощения и определяет характер спектральных зависимостей вблизи порогов переходов в v_{\pm} -зоны, причем переход в v_{-} -состояние для параллельной оси деформации поляризации из-

¹ В случае широкозонных материалов схема теоретических расчетов аналогична, но ситуация более громоздка, так как спин-отщепленная зона симметрии Γ_7 также сильно возмущается деформацией, и вместо рассматриваемой здесь трехзонной модели Кейна надо использовать четырехзонную. Для случая растяжения образца рассмотрение также аналогично, а изменение результатов обусловлено иной картиной энергетического спектра.

лучения оказывается запрещенным. Поскольку эффективные массы v_+ -зоны заметно уменьшаются по сравнению с массой тяжелых дырок недеформированного материала [равной $m/(\gamma_1 - 2\gamma)$], с ростом ϵ_0 большая часть дырок термализуется в области малых импульсов, так что прямые излучательные переходы из c -зоны будут идти более интенсивно, т. е. время излучательной рекомбинации падает с ростом сжатия. В сильно легированных материалах n -типа число участвующих в процессе рекомбинации дырок не изменяется с деформацией и τ_2

возрастает, так как переходы идут лишь в область малых импульсов v_+ -зоны, а соответствующий матричный элемент уменьшается по сравнению с матричным элементом при отсутствии деформации. Отметим также, что описанное изменение заполнения состояний модифицирует эффект Мосса—Бурштейна в материалах n - и p -типа.

2. Электронные состояния в одноосно деформированном узкощелевом полупроводнике определяются при решении задачи на собственные значения

$$\left(\epsilon + \hat{V} \cdot p - \frac{p^2}{2m_h}\right) \Psi_p = \epsilon \Psi_p, \quad (1)$$

из которой в импульсном представлении найдется шестирядный столбец огибающих волновых функций Ψ_p и вырожденный по спину энергетический спектр ϵ_{np} ($n = c, v_{\pm}$). Здесь m_h — эффективная масса тяжелых дырок, изменение которой при деформации мало, а вводимый аналогично [4, 5] оператор скорости определен эрмитовыми 6×6 матрицами, ненулевые компоненты которых даются выражениями

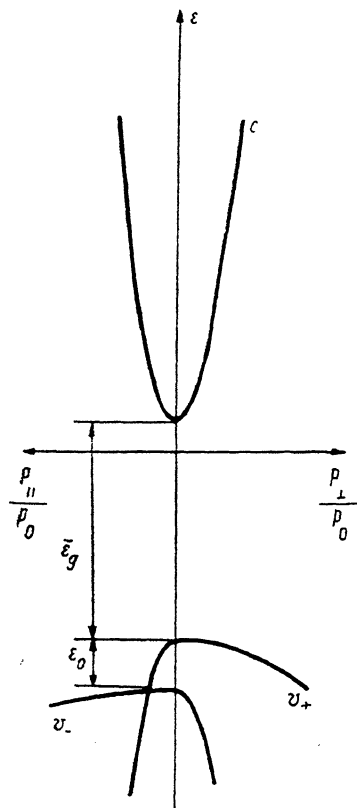


Рис. 1. Изменение энергетического спектра узкощелевого полупроводника, описываемого трехзонной моделью Кейна, при одноосном сжатии.

$$\begin{aligned} V_{13}^x &= V_{26}^x = \mathcal{P}/\sqrt{2}, & V_{15}^x &= -V_{24}^x = -\mathcal{P}/\sqrt{6}, & V_{14}^z &= V_{25}^z = \mathcal{P} \sqrt{\frac{2}{3}}, \\ V_{13}^y &= -V_{26}^y = -i\mathcal{P}/\sqrt{2}, & V_{15}^y &= V_{24}^y = -i\mathcal{P}/\sqrt{6}, \end{aligned} \quad (2)$$

\mathcal{P} — характерная кейновская скорость. При ориентации деформации вдоль кубической оси положения экстремумов зон определяются диагональной матрицей $\hat{\epsilon}$, компоненты которой равны (отсчитываем энергию от минимума c -зоны недеформированного кристалла)

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = C\bar{\epsilon}, \quad \epsilon_{33} = \epsilon_{66} = -\epsilon_g + a\bar{\epsilon} - \epsilon_0/2, \quad \epsilon_{44} = \epsilon_{55} = -\epsilon_g + a\bar{\epsilon} + \epsilon_0/2, \quad (3)$$

где ϵ_g — ширина запрещенной зоны недеформированного полупроводника, деформационные потенциалы C и a описывают смещение экстремумов c - и v -зон за счет гидростатической компоненты деформации, определяемой относительным изменением объема $\bar{\epsilon} = \sum_i \epsilon_{ii}$, ϵ_{ij} — тензор деформации. Деформационный потенциал b определяет энергию расщепления экстремумов валентной зоны $\epsilon_0 = 2b(\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx})$, причем для рассматриваемого далее случая сжатия вдоль OZ получаем $\epsilon_0 > 0$. Как ширина запрещенной зоны сжатого полупроводника

$$\bar{\epsilon}_g = \epsilon_g + (C - a)\bar{\epsilon}, \quad (4)$$

так и энергия расщепления экстремумов $\Gamma_8 \epsilon_0 = \chi P$ линейно растут с давлением P , приложенным к основаниям полупроводникового образца со свободными бо-

ковыми гранями. Явное выражение для χ получаем, используя обычные соотношения теории упругости [6], численное значение этого коэффициента для InSb близко к 9 мэВ/кбар [2], а для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ величина χ несколько больше ($\chi \approx 12$ мэВ/кбар для $x=0.2$ [4]).

Решение задачи (1)–(3) на собственные значения приводит к определяющему энергетический спектр кубическому дисперсионному уравнению

$$(C\varepsilon - E_{np}) \left[(\varepsilon_g - C\varepsilon + E_{np})^2 + \left(\frac{\varepsilon_{11}}{2} \right)^2 \right] + \frac{2}{3} (\mathcal{P}p)^2 (\varepsilon_g - C\varepsilon + E_{np}) + \frac{\varepsilon_{11}}{2} (\mathcal{P}p)^2 P_2 \left(\frac{P_x}{p} \right) = 0, \quad (5)$$

в котором выделен вклад кинетической энергии тяжелых дырок $E_{np} = \varepsilon_{np} + p^2/2m_h$, $P_2(x)$ — второй полином Лежандра, а n определяет номера c - и v_{\pm} -зон. Общий вид решений E_{np} весьма громоздок и упрощается лишь для малых импульсов. Для c -зоны реализуется эллипсоидальный энергетический спектр

$$\varepsilon_{cp} = C\varepsilon + p_1^2/2m_{c1} + p_2^2/2m_{c1}, \quad p_1^2 = p^2 - p_x^2, \\ m_{c1}^{-1} = \frac{\mathcal{P}^2}{3(\varepsilon_g - \varepsilon_0/2)} + \frac{\mathcal{P}^2}{\varepsilon_g + \varepsilon_0/2}, \quad m_{c1}^{-1} = \frac{4}{3} \frac{\mathcal{P}^2}{\varepsilon_g - \varepsilon_0/2}, \quad (6)$$

так что анизотропия электронного закона дисперсии мала. Дырочный закон дисперсии вблизи экстремума резко анизотропен на масштабе энергий порядка ε_0 и для энергий, малых по сравнению с ε_g , определяется стандартным [1] выражением

$$E_{v_{\pm}p} = -\varepsilon_g + a\varepsilon - \frac{\gamma_1 p^2}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma_1 p^2}{m} \right)^2 - \frac{\gamma_1 p^2}{m} \varepsilon_0 P_2 \left(\frac{P_x}{p} \right) + \left(\frac{\varepsilon_{11}}{2} \right)^2}, \quad (7)$$

причем эффективные массы, которые можно ввести для (7) при энергиях, много меньших ε_0 , приведены в п. 1 (см. также рис. 1).

Собственные функции задачи (1) даются выражениями

$$\Psi_{np+1} = C_{np} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{\mathcal{P}p_+}{\sqrt{2}(\varepsilon_g - a\varepsilon - \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})} \\ \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\mathcal{P}p_x}{(\varepsilon_g - a\varepsilon - \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})} \\ \frac{-\mathcal{P}p_-}{\sqrt{6}(\varepsilon_g - a\varepsilon - \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})} \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \frac{\mathcal{P}p_+}{\sqrt{6}(\varepsilon_g - a\varepsilon - \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})} \\ \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\mathcal{P}p_x}{(\varepsilon_g - a\varepsilon - \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})} \\ \frac{\mathcal{P}p_-}{\sqrt{2}(\varepsilon_g - a\varepsilon + \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

в которых нормировочная постоянная не зависит от спинового квантового числа $\sigma = \pm 1$ и определяется из соотношения

$$|C_{np}|^2 = \left[1 + \frac{(\mathcal{P}p_1)^2}{2(\varepsilon_g - a\varepsilon + \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})^2} + \frac{2(\mathcal{P}p_x)^2/3 + (\mathcal{P}p_1)^2/6}{(\varepsilon_g - a\varepsilon - \varepsilon_0/2 + \varepsilon_{np})^2} \right]^{-1}. \quad (9)$$

В предельном случае $\epsilon_0 \rightarrow 0$ для v_+ -состояния (соответствующего при этом тяжелым дыркам) (4) обращается в нуль, и для записи волновой функции тяжелых дырок необходимо рассматривать неопределенность $0/0$. При $\epsilon_0 \rightarrow 0$ из (5) получается обычное [7] дисперсионное уравнение, а законы дисперсии (6), (7) становятся изотропными.

3. Коэффициент поглощения, поляризованного вдоль оси деформации (\parallel) и в перпендикулярной плоскости (\perp) излучения, при переходах из заполненных v_{\pm} -зон в пустую c -зону определяется выражением

$$\alpha_{1,\perp}(\omega) = \frac{(2\pi e)^2}{\omega c \sqrt{x} V} \sum_{\sigma \pm \mathbf{p}} M_{1,\perp}(v_{\pm} \mathbf{p}) \delta(\epsilon_{\sigma \pm \mathbf{p}} + \hbar\omega - \epsilon_{c \mathbf{p}}), \quad (10)$$

которое получается из формулы Кубо. Сюда входят нормировочный объем V и свернутый по спину квадрат матричного элемента перехода

$$M_{1,\perp}(v_{\pm} \mathbf{p}) = \sum_{\sigma \sigma'} | \langle v_{\pm} \sigma' \mathbf{p} | \hat{V}_{1,\perp} | c \sigma \mathbf{p} \rangle |^2, \quad (11)$$

а изотропная диэлектрическая проницаемость κ здесь записана без учета вклада виртуальных междузонных переходов, которые дают основной вклад в ее деформационную зависимость [8]. Эти добавки малы по параметру ϵ_0/ϵ_g и могли бы проявиться лишь в условиях эффекта Мосса—Бурштейна, когда из порога насыщения возникнет логарифмическая особенность [9].

Анализ процессов излучательной рекомбинации проведем на основе выражения для частоты перехода неравновесного электрона из состояния $|n \sigma \mathbf{p}\rangle$ в прочие свободные состояния $|n' \sigma' \mathbf{p}'\rangle$, используя записанную в дипольном приближении формулу

$$\tau_R(n, \mathbf{p})^{-1} = \frac{(2\pi e)^2}{xV} \sum_{\mathbf{q}\mu} \omega_{\mathbf{q}}^{-1} \sum_{n' \sigma'} | \langle n \sigma \mathbf{p} | \hat{V} \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu} | n' \sigma' \mathbf{p}' \rangle |^2 \delta(\epsilon_{n \mathbf{p}} - \epsilon_{n' \mathbf{p}'} - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) [1 - f(\epsilon_{n' \mathbf{p}'})], \quad (12)$$

\mathbf{q} и μ — волновой вектор и индекс поляризации излучаемого (с частотой $\omega_{\mathbf{q}}$ и ортом поляризации $\mathbf{e}_{\mathbf{q}\mu}$) фотона, $f(\epsilon)$ — функция распределения электронов. Интегрирование по направлениям \mathbf{q} в (7) эквивалентно усреднению по направлениям орта поляризацій. После этого усреднения в τ_R возникнет комбинация матричных элементов (11)

$$M_{\perp}(v_{\pm} \mathbf{p})/3 + 2M_{\parallel}(v_{\pm} \mathbf{p})/3, \quad (13)$$

вычисление которой с использованием (8) дает не зависящую от квантовых чисел валентной зоны $v_{\pm} \mathbf{p}$ постоянную $\mathcal{F}^2/3$. В оставшемся интеграле по $|\mathbf{q}|$ можно заменить $E_{n \mathbf{p}} - E_{n' \mathbf{p}'}$ на ϵ_g , и зависимость (12) от импульса будет обусловлена лишь статистическим фактором. Теперь темп излучательной рекомбинации определится размерным фактором

$$\tau_r^{-1} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \sqrt{x} \left(\frac{\mathcal{F}}{c} \right)^2 \frac{\epsilon_g}{\hbar}, \quad (14)$$

а зависимость от типа легирования и температуры фотовозбужденных неосновных носителей T определим, рассматривая уравнения баланса концентрации. Для неравновесных дырок с концентрацией n_v в материале n -типа или неравновесных электронов с концентрацией n_c в материале p -типа имеем

$$\frac{dn_v}{dt} = -\frac{2}{V} \sum_{\sigma \pm \mathbf{p}} \frac{1 - f(\epsilon_{\sigma \pm \mathbf{p}})}{\tau_R(v_{\pm} \mathbf{p})} \equiv -\frac{n_v}{\tau_v^{(n)}}, \quad \frac{dn_c}{dt} = -\frac{2}{V} \sum_{\mathbf{p}} \frac{f(\epsilon_{c \mathbf{p}})}{\tau_R(c, \mathbf{p})} \equiv -\frac{n_c}{\tau_R^{(p)}}, \quad (15)$$

причем правые равенства определяют времена излучательной рекомбинации, деформационная зависимость которых анализируется в п. 5.

Используя (2), (8) для входящего в написанные выше формулы квадрата матричного элемента перехода (11) при поляризации излучения вдоль оси деформации (\parallel) и в поперечной плоскости (\perp), получаем

$$M_{\parallel}(\nu_{\pm}, \mathbf{p}) = \frac{4}{9} \mathcal{E}^2 (4\mathbf{p}_{\parallel}^2 + \mathbf{p}_{\perp}^2) \left[\frac{4\mathbf{p}_{\parallel}^2 + \mathbf{p}_{\perp}^2}{3} + \mathbf{p}_{\perp}^2 \Psi(\nu_{\pm}, \mathbf{p}) \right]^{-1},$$

$$M_{\perp}(\nu_{\pm}, \mathbf{p}) = \mathcal{E}^2 \left[\frac{4\mathbf{p}_{\parallel}^2 + \mathbf{p}_{\perp}^2}{9} + \mathbf{p}_{\perp}^2 \Psi(\nu_{\pm}, \mathbf{p}) \right] \left[\frac{4\mathbf{p}_{\parallel}^2 + \mathbf{p}_{\perp}^2}{3} + \mathbf{p}_{\perp}^2 \Psi(\nu_{\pm}, \mathbf{p}) \right]^{-1},$$
(16)

где функция $\Psi(\nu_{\pm}, \mathbf{p})$ введена соотношением

$$\Psi(\nu_{\pm}, \mathbf{p}) = \left| \frac{-\frac{\varepsilon_0}{2} - \frac{\gamma \mathbf{p}^2}{m} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma \mathbf{p}^2}{m}\right)^2 - \frac{\gamma \mathbf{p}^2}{m} \varepsilon_0 P_2 \left(\frac{p_x}{p}\right) + \left(\frac{\varepsilon_0}{2}\right)^2}}{\frac{\varepsilon_0}{2} - \frac{\gamma \mathbf{p}^2}{m} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma \mathbf{p}^2}{m}\right)^2 - \frac{\gamma \mathbf{p}^2}{m} \varepsilon_0 P_2 \left(\frac{p_x}{p}\right) + \left(\frac{\varepsilon_0}{2}\right)^2}} \right|.$$
(17)

4. Переходя к расчету спектральной зависимости коэффициента поглощения (10), используем матричные элементы (16), безразмерные импульс и частоту \mathbf{x} и Ω , вводимые соотношениями

$$\mathbf{x} = \mathbf{p} / \sqrt{\varepsilon_0 m / 2\gamma}, \quad \Omega = 2(\hbar\omega - \bar{\varepsilon}_g) / \varepsilon_0.$$
(18)

При этом в (10) выделяются размерный множитель

$$a_0 = \frac{3}{2\pi} \frac{e^2}{\hbar c \sqrt{x}} \frac{\varepsilon_g}{\hbar \omega} \sqrt{\frac{m \varepsilon_0 / 2\gamma}{\hbar}}$$
(19)

и безразмерные функции $\Phi_{\parallel, \perp}(\Omega)$, определяющие спектральные зависимости

$$a_{\parallel, \perp}(\omega) = a_0 \sum_{(\pm)} \Phi_{\parallel, \perp}^{(\pm)}(\Omega),$$

$$\Phi_{\parallel, \perp}^{(\pm)}(\Omega) = \int dx \frac{\delta \left[\Omega - \left(2 + \frac{\gamma_1}{2\gamma}\right) x^2 \pm \sqrt{x^4 - x^2 P_2 \left(\frac{x_1}{x}\right) + 1} \right]}{(4x_{\parallel}^2 + x_{\perp}^2) / 3 + x_{\perp}^2 \Psi(\mathbf{x})} \times$$

$$\times \begin{cases} \frac{4}{9} (4x_{\parallel}^2 + x_{\perp}^2), & \parallel, \\ \left[\frac{4x_{\parallel}^2 + x_{\perp}^2}{9} + x_{\perp}^2 \Psi(\mathbf{x}) \right], & \perp. \end{cases}$$
(20)

Используя закон сохранения энергии при записи функции (17), можно упростить безразмерное выражение для нее:

$$\Psi(\mathbf{x}) = \left[\frac{1 + \Omega - x^2 (\gamma_1 / 2\gamma + 1)}{1 - \Omega + x^2 (\gamma_1 / 2\gamma + 1)} \right]^2.$$
(21)

У края фундаментального поглощения (при Ω , близких к -1) дают вклад лишь переходы в состояния ν_+ -зоны с эллипсоидальным энергетическим спектром, и из (20) получаются асимптотики спектральных зависимостей ($\Omega > -1$)

$$\Phi_{\parallel, \perp}^{(+)}(\Omega) \simeq a_{\parallel, \perp} \frac{\sqrt{1 + \Omega}}{(\gamma_1 / 2\gamma + 7/4) \sqrt{\gamma_1 / 2\gamma + 5/4}}, \quad a_{\parallel} = \frac{8\pi}{3}, \quad a_{\perp} = \frac{2\pi}{3}.$$
(22)

У порога включения переходов в ν_- -зону (при Ω , близких к $+1$) (20) содержит медленно изменяющееся с частотой слагаемое $\Phi_{\parallel, \perp}^{+}(1)$, описывающее переходы в ν_+ -зону и резко анизотропные вклады от переходов в ν_- -зону $\Phi_{\parallel, \perp}^{-}(\Omega)$, определяемые асимптотиками ($\Omega > 1$)

$$\Phi_{\parallel, \perp}^{-}(\Omega) \simeq \begin{cases} b_{\parallel} (\Omega - 1)^{3/2} \left(\ln \frac{1}{\Omega - 1} + \text{const} \right), & \parallel, \quad b_{\parallel} = \frac{8\pi}{9} \frac{(\gamma_1 / 2\gamma + 1)^2}{(\gamma_1 / 2\gamma + 3/2)^{3/2}}, \\ b_{\perp} \sqrt{\Omega - 1}, & \perp, \quad b_{\perp} = 2\pi / (\gamma_1 / 2\gamma + 7/4) \sqrt{\gamma_1 / 2\gamma + 3/2}, \end{cases}$$
(23)

причем логарифмическая особенность для продольной поляризации возникает в (20) от импульсов, параллельных оси деформации; такой вид спектральной зависимости обусловлен запрещенным характером междузонного перехода в точке $\mathbf{p} = 0$, описываемым матричным элементом $M_{\parallel}(\nu_-, \mathbf{p})$ из (16).

Численный расчет интегралов (20) дает (рис. 2) спектральные зависимости коэффициента поглощения для продольной и поперечной поляризации. При этом интегрирование по угловой переменной, в качестве которой удобно взять второй полином Лежандра, выполняется с условием использования закона сохранения, а оставшиеся однократные (задача аксиально симметрична) интегралы вычислим для $\gamma_1/2\gamma \approx 1.044$, что соответствует InSb (рис. 2). Поскольку $\Phi_{\pm, \perp}(0)$ порядка 1, структура расщепленного деформацией края фундаментального поглощения заметно отличается от структуры в случае отсутствия деформации. Для $\Omega > 20 \div 30$ можно использовать изотропную асимптотику (20), пропорциональную $\sqrt{\Omega}$, т. е. в высокочастотном пределе одноосное сжатие мало изменяет коэффициент фундаментального поглощения. Отметим также, что вблизи порога для излучения, поляризованного вдоль оси сжатия, практически несущественны переходы из v_- -зоны (сказывается запрещенный характер таких пере-

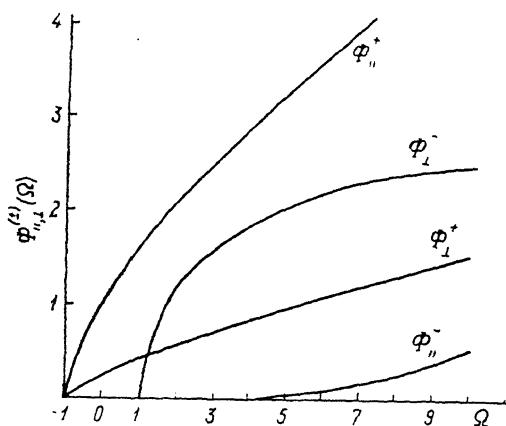


Рис. 2. Численный расчет интегралов (20) для InSb.

ходов). В то же время для излучения, поляризованного в плоскости, перпендикулярной оси сжатия, должен наблюдаться весьма резкий излом спектральной зависимости.

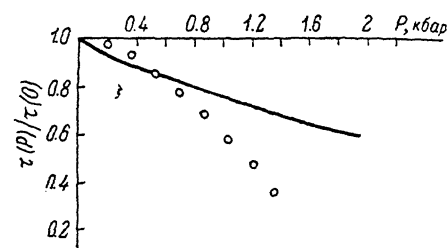


Рис. 3. Экспериментальная (точки из работы [4]) и теоретическая (кривая) деформационные зависимости времени излучательной рекомбинации.

ходов). В то же время для излучения, поляризованного в плоскости, перпендикулярной оси сжатия, должен наблюдаться весьма резкий излом спектральной зависимости.

5. Деформационные зависимости определяемых (15) времен излучательной рекомбинации неравновесных носителей вычислим, используя для них бальмановские распределения с температурой T . Анизотропией электронного закона дисперсии (6) можно пренебречь, и выражение для $f(\epsilon_{cp})$ будет стандартным, а распределение невырожденных дырок в v_{\pm} -зонах определится формулой

$$f(\epsilon_{v_{\pm}p}) = \frac{n_{\pm}}{N_{\pm}} \exp\left(-\frac{\epsilon_{v_{\pm}p}}{T}\right), \quad N_{\pm} = \frac{2}{V} \sum_p \exp\left(-\frac{\epsilon_{v_{\pm}p}}{T}\right), \quad (24)$$

в которой n_{\pm} — концентрации дырок в v_{\pm} -зонах, связанные с нормировочными постоянными N_{\pm} соотношением $n_+/N_+ = n_-/N_- = n_p/(N_+ + N_-)$, $n_p = n_+ + n_-$. Для определяемых (15) времен излучательной рекомбинации $\tau_R^{(n, p)}$ имеем

$$\tau_R^{(n, p)^{-1}} = \frac{2}{\tau_p n_p V} \sum_{v_{\pm}p} f(\epsilon_{cp}) f(\epsilon_{v_{\pm}p}), \quad (25)$$

где $i=c$ для материалов n -типа, $i=v$ для материалов p -типа, а также использовано распределение дырок (24) вместо электронных чисел заполнения (как в п. 3).

В случае невырожденных материалов n - или p -типа выражения (25) различаются лишь входящими концентрациями, так что $\tau_R^{(n)^{-1}} \sim n_c$, а $\tau_R^{(p)^{-1}} \sim n_p$. Учитывая малость импульса дырок, участвующих в процессах рекомбинации, и переходя в N_{\pm} к определяемому (18) безразмерному импульсу, получим

$$n_c \tau_R^{(n)} = n_p \tau_R^{(p)} = \tau_p N(T) / \Psi\left(\frac{\epsilon_1}{T}\right), \quad (26)$$

где введена характерная концентрация $N(T) = 2(Tm_0\gamma)^{1/2}(2\pi\hbar)^3$, а зависящий лишь от ϵ_0/T безразмерный фактор

$$\Psi\left(\frac{\epsilon_0}{T}\right) = N(T) \left(e^{-\epsilon_0/2T} + e^{\epsilon_0/2T} \right) \left[2 \sum_{\pm} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{\epsilon_{\pm\mathbf{p}}}{T}\right) \right]^{-1} \quad (27)$$

описывает уменьшение $\tau_i^{(n, p)}$ за счет термализации дырок в v_+ -зоне. Масштаб возрастания этой функции с ростом давления виден из асимптотик

$$\Psi(0) = 2(\gamma_1/2\gamma - 1)^{3/2}/\pi^{3/2}, \quad \Psi(\infty) = 1/\sqrt{2} \pi^{3/2}, \quad (28)$$

а дополнительное уменьшение (26) связано с уменьшением $\tau_r \sim \epsilon_g^{-1}$ [см. (4) и (14)].

Для сильно вырожденного полупроводника n -типа

$$\tau_r/\tau_i^{(n)} = \Psi(\epsilon_0/T, \mu_e/T), \quad (29)$$

так что аналогичная (27) функция теперь сложным образом (через химический потенциал μ_e) зависит от концентрации n_c . Не приводя здесь громоздких общих выражений (29), сравним

$$\Psi\left(0, \frac{\mu_e}{T}\right) = \begin{cases} \frac{1}{8} \left(\frac{\mu_e}{T} \frac{\gamma_1/2\gamma - 1}{\gamma_1/2\gamma + 1} \right)^2, & \frac{\mu_e}{T} \frac{\gamma_1/2\gamma - 1}{\gamma_1/2\gamma + 1} \ll 1, \\ \frac{1}{4}, & \frac{\mu_e}{T} \frac{\gamma_1/2\gamma - 1}{\gamma_1/2\gamma + 1} \gg 1 \end{cases} \quad (30)$$

с результатом для больших ($\epsilon_0/T \gg 1$) деформаций, когда правая часть (29) равна $1/2$. При малых концентрациях электронов [верхняя асимптотика (30)] время излучательной рекомбинации сильно падает с ростом деформации, так как работает механизм, аналогичный невырожденному случаю. Но в обратном предельном случае высоких концентраций, когда все дырки участвуют в излучательных переходах, время излучательной рекомбинации при переходе в область сильных деформаций в 2 раза возрастает.

Экспериментальные измерения деформационной зависимости $\tau_i^{(n)}$ проведены в [4] на $\text{Cd}_{0.29}\text{Hg}_{0.71}\text{Te}$ для $T \geq 160$ К при концентрации $n_c \approx 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В таких условиях можно использовать формулы для невырожденного случая и, приняв $\epsilon_0/P \approx 12$ мэВ/кбар, ($\epsilon_g - \epsilon_g$)/ $P \approx 9$ мэВ/кбар, выполнить численный расчет (27). Результаты расчета, представленные на рис. 3, демонстрируют неплохое количественное согласие развитой теории с экспериментальными данными [4]. Такие измерения, как и исследование спектральных зависимостей фундаментального поглощения (выполняемые прямыми методами или по фотопроводимости), позволяют определить зависимость ряда деформационных параметров от ориентации деформации относительно кристаллографических осей и от состава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Появляется также возможность с помощью деформации управлять темпом междузонных фотопереходов носителей и их рекомбинаций.

Авторы благодарны С. Г. Гасан-заде и Г. А. Шепельскому за обсуждение экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
- [2] Баранский П. И., Дучал В. Я., Коломоец В. В., Черныш В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2112—2115. Германенко А. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2006—2012.
- [3] Баханова Е. В., Васько Ф. Т. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1068—1074.
- [4] Васько Ф. Т., Гасан-заде С. Г., Стриха М. В., Шепельский Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. В. 6. С. 287—290.
- [5] Zawadzki W. // Lect. Not. Phys. 1980. V. 133. P. 85—157.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М., 1965. 202 с.
- [7] Kane E. O. // J. Phys. Chem. Sol. 1957. V. 1. N 2. P. 249—261.
- [8] Yu P. V., Cardona M. // J. Phys. Chem. Sol. 1973. V. 34. N 1. P. 29—56.
- [9] Васько Ф. Т. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 8. С. 1565—1569.

Получена 12.02.1990
Принята к печати 2.03.1990

Институт полупроводников
АН УССР
Киев