

Влияние продольного магнитного поля на межподзональные переходы электронов в асимметричных гетероструктурах

© Ф.Т. Васько, Г.Я. Кис

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины, 252650 Киев, Украина

(Получена 4 апреля 1996 г. Принята к печати 14 марта 1997 г.)

Проведен расчет инфракрасных спектров поглощения при межподзонных переходах электронов в несимметричных гетероструктурах, помещенных в продольное магнитное поле. Рассмотрены одиночная квантовая яма в поперечном электрическом поле, "ступенчатая" квантовая яма и двойная яма с туннельно-связанными возбужденными уровнями. Учет продольного магнитного поля приводит как к бесстолкновительному уширению пиков поглощения (из-за неодинакового изменения законов дисперсии электронных состояний, между которыми идут переходы), так и к поглощению нормально падающего излучения (из-за изменения правил отбора).

1. Межподзональные переходы 2D электронов, возбуждаемые инфракрасным (ИК) излучением в гетероструктурах, активно изучаются в последние годы (см. [1–3]). Влияние продольного магнитного поля на такие переходы рассматривалось в [4] при их возбуждении поперечной к плоскости гетероструктуры компонентой электрического поля падающего излучения. Такое магнитное поле существенно изменяет размерно-квантованные электронные состояния [5–7]. Оно приводит не только к сдвигу уровней (т.е. к изменению частоты межподзонных переходов), но и к анизотропии законов дисперсии $\varepsilon_{j\mathbf{p}}$ (\mathbf{p} — продольный импульс, j — номер подзоны). Характер анизотропии в симметричных и асимметричных структурах качественно различается: если в первом случае имеет место лишь анизотропия эффективной массы (малая по параметру $(d/l_H)^2$, d — характерная толщина структуры, l_H — магнитная длина), то за счет асимметрии возникают пропорциональные магнитному полю и \mathbf{p} вклады в $\varepsilon_{j\mathbf{p}}$. Эти вклады обуславливают существенное бесстолкновительное уширение пиков поглощения из-за различия зависимостей $\varepsilon_{j\mathbf{p}}$ для разных j и нарушению правил отбора для межподзонных переходов,¹ когда оказываются разрешенными переходы, возбуждаемые параллельной 2D слою компонентой электрического поля ИК излучения.

В этой работе проведены расчеты спектральных зависимостей ИК поглощения, отличающиеся от [4] учетом асимметрии гетероструктур. Рассмотрены следующие структуры (см. рис. 1): одиночная квантовая яма в поперечном электрическом поле, "ступенчатая" квантовая яма и двойная квантовая яма с туннельно-связанными возбужденными уровнями. Получены относительные поглощения для перпендикулярной и параллельной 2D слою поляризации излучения, а также проведено сравнение столкновительного уширения пика

поглощения и рассматриваемого здесь бесстолкновительного механизма.

Относительное поглощение $\xi(\omega)$ вводим как отношение поглощаемой мощности к падающему потоку ИК излучения. При переходах из основного состояния ($j = 0$) на возбужденные уровни с номером j величина $\xi(\omega)$ для сильно вырожденных электронов определяется обычным квантово-механическим выражением

$$\xi(\omega) = 2 \frac{(2\pi e/L)^2}{\omega \sqrt{\epsilon}} \sum_{j\mathbf{p}} |\langle 0\mathbf{p} | e\hat{\mathbf{v}} | j\mathbf{p} \rangle|^2 \times \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_{0\mathbf{p}}) \delta_\Gamma(\varepsilon_{0\mathbf{p}} - \varepsilon_{j\mathbf{p}} + \hbar\omega), \quad (1)$$

в котором $\theta(\varepsilon_F - \varepsilon_{0\mathbf{p}})$ — фермиевское распределение электронов, L^2 — нормировочная площадь, ϵ — однородная диэлектрическая проницаемость гетероструктуры, $\hat{\mathbf{v}}$ — оператор скорости, учитывающий продольное магнитное поле, \mathbf{e} — вектор поляризации и $\hbar\omega$ — энергия кванта ИК излучения. Столкновительное уширение учтено здесь феноменологической заменой δ -функции на гауссову функцию $\delta_\Gamma(\varepsilon) = \exp[-(\varepsilon/\Gamma)^2]/\sqrt{\pi}\Gamma$ с

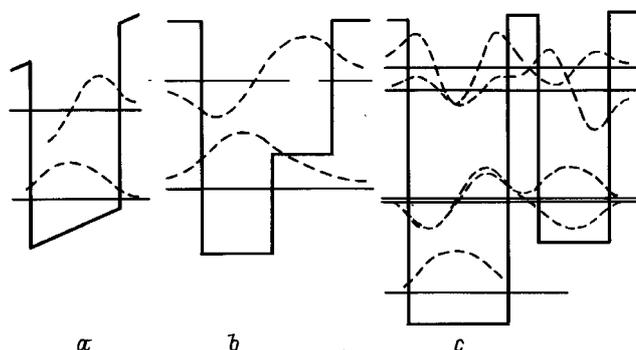


Рис. 1. Энергетические зонные диаграммы (приведены также положения уровней и вид волновых функций) для рассматриваемых в п. 2–4 гетероструктур: *a* — квантовая яма в поперечном электрическом поле, *b* — "ступенчатая" квантовая яма, *c* — двойная квантовая яма (электрическое поле соответствует кривым поглощения на рис. 4, *b*).

¹ Такой механизм обсуждался ранее для инверсионных слоев в продольном магнитном поле при возбуждении переходов СВЧ излучением [6]. Иные механизмы межподзонных переходов в параллельном 2D слою электрическом поле излучения рассмотрены в ряде работ (ссылки см. в [8]).

характерной полушириной Γ . Энергия Ферми ε_F связана с $2D$ концентрацией электронов обычным условием нормировки (спиновым расщеплением уровней в магнитном поле пренебрегаем, считая g -фактор малым). Энергия $\varepsilon_{j\mathbf{p}}$ и электронные состояния $|j\mathbf{p}\rangle$ в (1) определяются решением задачи на собственные значения $\hat{H}|j\mathbf{p}\rangle = \varepsilon_{j\mathbf{p}}|j\mathbf{p}\rangle$ с гамильтонианом асимметричной гетероструктуры в продольном магнитном поле H (используем \mathbf{p} , z -представление):

$$\hat{H} = \frac{p^2}{2m} + \frac{\hat{p}_z^2}{2m} + U(z) - \omega_c p_y (z - z_H) + \frac{m\omega_c^2}{2} (z - z_H)^2. \quad (2)$$

Здесь $U(z)$ — потенциальная энергия, локализующая электрон вдоль направления роста гетероструктуры (ось OZ ; направление оси OX выбрано вдоль H), $\hat{p}_z = -i\hbar d/dz$, $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$, m — эффективная масса и $\omega_c = |eH/mc$ — циклотронная частота. Постоянная z_H произвольна из-за градиентной инвариантности задачи.

Выделяя явно в (1) поляризационную зависимость поглощения, имеем

$$\xi(\omega) = \xi_z^2 \xi_{\perp}(\omega) + \xi_y^2 \xi_{\parallel}(\omega), \quad (3)$$

где

$$\xi_{\perp, \parallel}(\omega) = \frac{2\alpha}{\hbar\omega} \sum_j \int d\mathbf{p} \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_{0\mathbf{p}}) \delta_{\Gamma} \times (\varepsilon_{0\mathbf{p}} - \varepsilon_{j\mathbf{p}} + \hbar\omega) \begin{cases} |\langle 0\mathbf{p} | \hat{v}_z | j\mathbf{p} \rangle|^2, & \perp \\ \omega_c^2 |\langle 0\mathbf{p} | z | j\mathbf{p} \rangle|^2, & \parallel \end{cases}. \quad (4)$$

Здесь использовано выражение для y -компоненты оператора скорости $\hat{v}_y = \hat{p}_y/m - \omega_c(z - z_H)$ и введена эффективная постоянная тонкой структуры $\alpha = e^2/(\hbar c \sqrt{\epsilon})$. Формулы (3) и (4) описывают поглощение как поперечной (вдоль OZ), так и продольной (вдоль OY) компонент электрического поля падающего ИК излучения. Используя далее связь между матричными элементами z -компоненты скорости и координаты $\langle 0\mathbf{p} | v_z | j\mathbf{p} \rangle = i(\varepsilon_{0\mathbf{p}} - \varepsilon_{j\mathbf{p}}) \langle 0\mathbf{p} | z | j\mathbf{p} \rangle / \hbar$, получаем соотношение [9]

$$\xi_{\parallel}(\omega) \approx (\omega_c/\omega)^2 \xi_{\perp}(\omega), \quad (5)$$

откуда видно, что для ИК спектральной области продольное поглощение $\xi_{\parallel}(\omega)$ повторяет с меньшей амплитудой особенности поперечного поглощения $\xi_{\perp}(\omega)$. Далее будем рассматривать только поведение $\xi_{\perp}(\omega)$.

Дальнейшие расчеты зависят от конкретного вида законов дисперсии и матричных элементов оператора скорости, определяющих спектральные зависимости $\xi_{\perp}(\omega)$. Они проведены далее для гетероструктур, представленных на рис. 1.

2. Рассмотрение спектральных зависимостей начнем со случая одиночной квантовой ямы ширины d в поперечном электрическом поле F (рис. 1, a). При выполнении условия $d/\pi l_H < 1$ магнитное поле можно считать

малым возмущением [7] и законы дисперсии имеют вид²

$$\varepsilon_{j\mathbf{p}} = \varepsilon_j + p^2/2m + \omega_c p_y \langle j | z - z_H | j \rangle + \frac{\omega_c^2 m}{2} \langle j | (z - z_H)^2 | j \rangle, \quad (6)$$

где невозмущенные уровни энергии ε_j определяются из уравнения $\hat{H}_0 |j\rangle = \varepsilon_j |j\rangle$, \hat{H}_0 — гамильтониан (2) при $H = 0$ и $\mathbf{p} = 0$. Рассмотрим переходы только между двумя нижайшими подзонами, когда $\xi_{\perp}(\omega)$ определяется выражением

$$\xi_{\perp}(\omega) = \frac{2\alpha}{\hbar\omega} v_{01}^2 \int d\mathbf{p} \delta_{\Gamma} (E_{01} + V_H p_y - \hbar\omega) \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_{0\mathbf{p}}) = \frac{4\alpha}{\hbar\omega} v_{01}^2 \int_{-p_F}^{p_F} dp_y \sqrt{p_F^2 - p_y^2} \delta_{\Gamma} (E_{01} + V_H p_y - \hbar\omega). \quad (7)$$

Здесь $p_F = \sqrt{2m(\varepsilon_F - \varepsilon_0)}$, энергия перехода $E_{01} = \varepsilon_0 - \varepsilon_1 + \Delta\varepsilon_H$ определяется не только расстоянием между уровнями при $H = 0$, но и квадратичным по магнитному полю вкладом $\Delta\varepsilon_H$ от последнего слагаемого в (6): $\Delta\varepsilon_H = A(\hbar\omega_c)^2/\varepsilon_0$, где $A \approx 0.12$ в случае прямоугольной квантовой ямы при $F = 0$. При увеличении F коэффициент A слабо возрастает по закону, близкому к линейному, достигая 0.3 при $F = 100$ кВ/см. Матричный элемент перехода v_{01} и характерная скорость V_H введны как

$$v_{01} = \langle 0 | v_z | 1 \rangle, \quad V_H = \omega_c (\langle 1 | z | 1 \rangle - \langle 0 | z | 0 \rangle). \quad (8)$$

В бесстолкновительном предельном случае при $\Gamma = 0$ интегрирование в (7) дает "полуэллиптическую" спектральную зависимость:

$$\xi_{\perp}(\omega) = 4\alpha \frac{p_F v_{01}^2}{\hbar\omega V_H} D\left(\frac{\hbar\omega - E_{01}}{V_H p_F}\right), \quad D(x) = \sqrt{1 - x^2} \theta(1 - x^2). \quad (9)$$

Видно, что $|V_H| p_F$ характеризует магнитоиндуцированное уширение пика поглощения. При $H = 0$ (или для симметричной структуры, когда $V_H = 0$ и в магнитном поле) спектральная зависимость (9) переходит в δ -образный пик, который будет уширяться лишь за счет столкновений.

При учете столкновительного уширения для $V_H \neq 0$ интегрирование в (7) выполняется численно, причем характерные скорости (8) и энергия перехода E_{01} также определяются численно для профиля потенциала на рис. 1, a . Приведем результаты для квантовой ямы на основе перехода GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As шириной 9.5 нм при $\Gamma = 1$ мэВ с концентрацией электронов

² При $(d/\pi l_H)^2 \ll 1$ в (6) можно пренебречь анизотропией эффективной массы, рассмотренной в [5]. Учет такого вклада привел бы к дополнительному уширению порядка $\varepsilon_F(\hbar\omega_c/\varepsilon_0)^2$; для используемых в статье значений параметров такое уширение окажется порядка 0.1 мэВ.

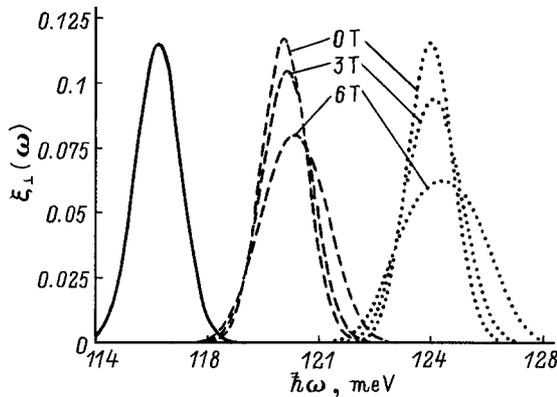


Рис. 2. Спектральные зависимости $\xi_{\perp}(\omega)$ для одиночной квантовой ямы. Сплошная кривая — $F = 0$, штриховая — $F = 100$ кВ/см, точечная — $F = 150$ кВ/см (значения магнитного поля в Тл приведены на рисунке.)

$n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Спектральные зависимости на рис. 2 демонстрируют уширение пика с увеличением как магнитного, так и электрического полей. При использованных здесь параметрах характерное бесстолкновительное уширение $|V_H|p_F$ достигает 1.9 мэВ в максимальных полях ($F = 150$ кВ/см и $H = 6$ Тл).

3. Большое бесстолкновительное уширение достигается в ступенчатой квантовой яме, когда можно реализовать большую асимметрию гетероструктуры. Расчет для этого случая отличается от описанного выше лишь вычислением v_{01} , V_H и E_{01} для профиля потенциала на рис. 1, *b*. На рис. 3 приведены спектральные зависимости относительного поглощения для ступенчатой квантовой ямы, состоящей из слоев GaAs и Ga_{0.85}Al_{0.15}As с ширинами 5 и 4.3 нм для глубокой и мелкой частей соответственно и барьерами из Ga_{0.65}Al_{0.35}As (структура с близкими параметрами исследовалась в [10]) при $\Gamma = 1$ мэВ и $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Приведенный спектр демонстрирует переход в бесстолкновительный режим поглощения для магнитных полей, больших 5 Тл, когда линия модифицируется из гауссовой в "полуэллиптическую" зависимость (9), поскольку величина $|V_H|p_F = 4$ мэВ (для $H = 6$ Тл) существенно превышает Γ .

4. Спектральные зависимости для двойных квантовых ям оказываются более сложными и чувствительными к магнитному полю, поскольку имеет место расщепление пика межподзонного поглощения из-за туннельного связывания уровней, на которое сильно влияет магнитное поле [11–13]. Ограничимся случаем двойной квантовой ямы, в которой электроны заполняют основное состояние более глубокой левой (*l*) ямы (такое состояние можно описывать аналогично п.2, и его закон дисперсии ε_{0p}^l будет даваться (6)), а туннельный резонанс реализуется между первым возбужденным состоянием этой ямы и основным состоянием правой (*r*) ямы с законами дисперсии ε_{1p}^l и ε_{0p}^r , которые смешиваясь, дадут возбужденные \pm -состояния в двойной квантовой яме. Такие структуры исследовались в [14] (см. рис. 1, *c*).

В приближении слабой междумной туннельной связи эти состояния можно описать, раскладывая волновую функцию по орбиталам *l*- и *r*-квантовых ям ϕ_z^l и ϕ_z^r (см. [13]) $\psi_{l,r}^{\pm} \phi_z^l + \psi_{l,r}^{\pm} \phi_z^r$, где коэффициенты $\psi_{l,r}^{\pm}$ оказываются зависящими от p_y

$$\psi_l^{\pm} = \pm \sqrt{(1 \pm \Delta_H/\Delta_T)/2}, \quad \psi_r^{\pm} = \sqrt{(1 \mp \Delta_H/\Delta_T)/2},$$

$$\Delta_H(p_y) = \varepsilon_{1p}^l - \varepsilon_{0p}^r = \Delta - \tilde{V}_H p_y,$$

$$\Delta_T(p_y) = \sqrt{\Delta_H^2 + (2T)^2}. \quad (10)$$

Здесь Δ — расщепление резонансных уровней при $p_y = 0$, учитывающее квадратичные по магнитному полю добавки, Δ_H и Δ_T определяют расщепление уровней для конечных p_y в отсутствие и при учете туннелирования, T — туннельный матричный элемент. Характерная скорость $\tilde{V}_H = \omega_c \Delta z$ теперь выражена через расстояние между центрами *l*- и *r*-орбиталей Δz . Для законов дисперсии \pm -состояний имеем [13]

$$\varepsilon_{\pm p} = (\varepsilon_{1p}^l + \varepsilon_{0p}^r)/2 \pm \Delta_T(p_y)/2. \quad (11)$$

Спектральные зависимости $\xi_{\perp}(\omega)$, учитывающие переходы в \pm -состояния даются аналогичным (7) выражением

$$\xi_{\perp}(\omega) = \frac{2\alpha}{\hbar\omega} v_{01}^2 \sum_{\pm} \int d\mathbf{p} |\psi_l^{\pm}|^2 \delta_{\Gamma}(\varepsilon_{\pm p} - \varepsilon_{0p}^l - \hbar\omega) \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_{0p}^l), \quad (12)$$

в котором матричный элемент v_{01} вычисляется на состояниях *l*-ямы без учета туннелирования, а факторы $|\psi_l^{\pm}|^2$ определяют силы осцилляторов для переходов из основного в \pm -состояния. В бесстолкновительном предельном случае получается также аналогичная (8) формула

$$\xi_{\perp}(\omega) = 4\alpha \frac{p_F v_{01}^2}{\hbar\omega \tilde{V}_H} \left(\frac{T}{\delta\varepsilon_{\omega}} \right)^2 D \left(\frac{\delta\varepsilon_{\omega} - \Delta - \frac{T^2}{\delta\varepsilon_{\omega}}}{\tilde{V}_H p_F} \right), \quad (13)$$

где введена расстройка частоты $\delta\varepsilon_{\omega} = \hbar\omega - E_{01}^l$, E_{01}^l — расстояние между основным и возбужденным уровнями

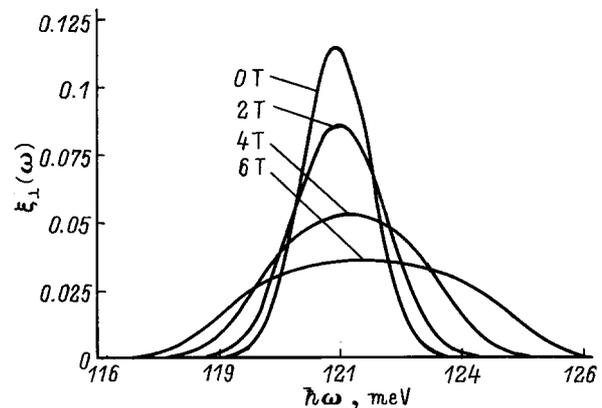


Рис. 3. Спектральные зависимости $\xi_{\perp}(\omega)$ для ступенчатой квантовой ямы (значения магнитного поля в Тл приведены на рисунке.)

l-ямы при $\mathbf{p} = 0$ (см. п.2). При этом в аргументе *D*-функции возникает дополнительная гиперболическая зависимость от $\delta\varepsilon_\omega$, обусловленная тем, что закон сохранения энергии в (12) зависит от p_y . Из-за этой зависимости в центре пика ($\delta\varepsilon_\omega = 0$) возникает запрещенная область, разбивающая его на два полуэллиптических пика, которые сближаются при $T \rightarrow 0$. Из-за факторов $|\psi_l^\pm|^2$ возникает дополнительный амплитудный множитель, пропорциональный T^2 .

При учете столкновений необходим численный расчет интеграла

$$\xi_\perp(\omega) = \frac{2\alpha}{\hbar\omega} v_{01}^2 \sum_{\pm} \int_{-p_F}^{p_F} dp_y \sqrt{p_F^2 - p_y^2} (1 \pm \Delta_H / \Delta_T) \times \delta_\Gamma \left(\frac{-\Delta_H \pm \Delta_T}{2} - E_{01}^l - \hbar\omega \right), \quad (14)$$

который был проведен для полуширины $\Gamma = 1$ мэВ в зависимости от продольного магнитного поля *H* и поперечного электрического поля *F*, задающего энергию расщепления Δ между связанными уровнями. Рассмотрена структура с параметрами, близкими к использованым в работе [14]: глубокая яма — слой GaAs шириной 8 нм с концентрацией электронов $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, мелкая яма — нелегированный слой Ga_{0.8}Al_{0.2}As шириной 5.6 нм, междуямный барьер — слой Ga_{0.2}Al_{0.8}As толщиной 2.5 нм и внешние барьеры также Ga_{0.2}Al_{0.8}As. Составы подобраны так, чтобы выполнялись условия применимости туннельного приближения (см. [13]). На рис. 4 представлены спектральные зависимости поглощения при различных энергиях расщепления. При $H = 0$ (штриховые кривые) случай *a* соответствует $\Delta > 0$, случай *b* соответствует резонансу ($\Delta = 0$) и *c* соответствует $\Delta < 0$. При нулевых энергиях расщепления Δ и малой туннельной связи \pm -волновые функции будут в основном локализованы в одной из ям (*l* или *r* в зависимости от знака Δ), причем внутриямным переходам будет соответствовать более высокий пик поглощения, а пик, соответствующий туннелированию, мал. Графики поглощения при $H = 0$ демонстрируют характерное перераспределение амплитуды пиков в зависимости от взаиморасположения уровней в *l*- и *r*-яме [14]. При малых магнитных полях имеет место, как и в предыдущих рассмотренных случаях, уширение и подавление пиков. Однако, когда при достаточно большом уширении включается фактор когерентности (см. формулу (13) для бесстолкновительного случая), амплитуда пиков начинает снова возрастать, а сами пики сливаются в один уже при 6 Тл. При сильной туннельной связи, когда уровни далеко расходятся, такой эффект не проявляется. Асимметрия поведения пиков на рис. 4, *b* объясняется наличием в Δ квадратичной по магнитному полю добавки $\Delta\varepsilon_H$, за счет которой уровни могут расходиться на несколько мэВ.

5. Таким образом, в продольном магнитном поле реализуется новый механизм уширения линий поглощения, который сильно зависит как от величины этого

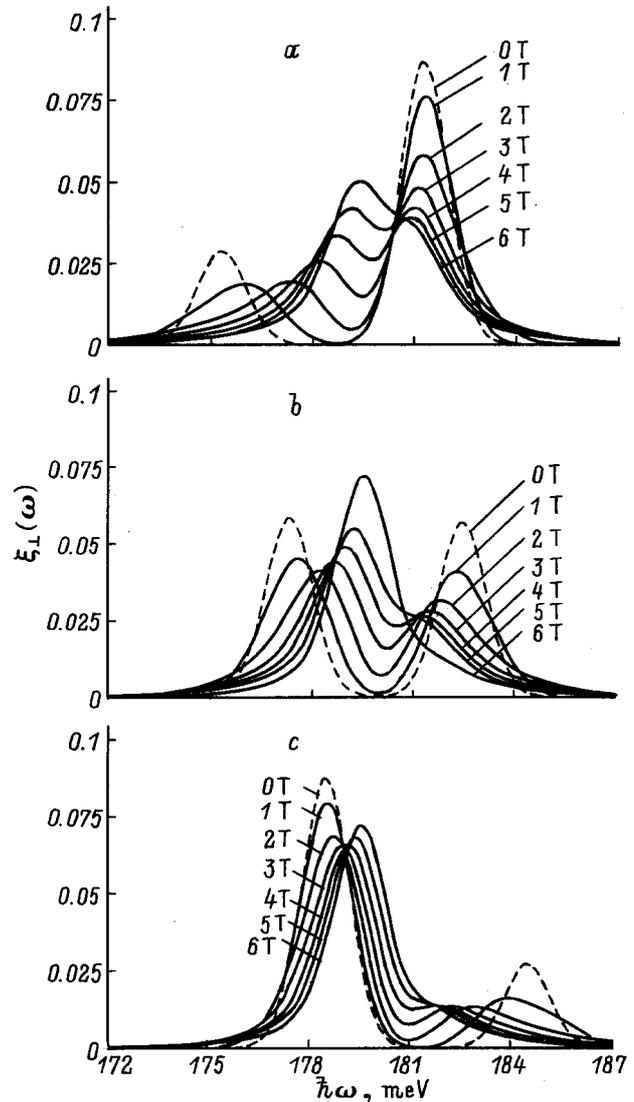


Рис. 4. Спектральные зависимости $\xi_\perp(\omega)$ для двойной квантовой ямы при $F, \text{кВ/см}$: *a* — 6.9, *b* — 8.4, *c* — 9.9 (значения магнитного поля в Тл приведены на рисунке; штриховая кривая соответствует $H = 0$).

поля, так и от степени асимметрии структуры. Этот факт был продемонстрирован результатами численных расчетов для нескольких простых типов гетероструктур (более точные самосогласованные расчеты энергетических уровней и учет деполяризационного эффекта не изменяют заметно формы спектра и параметров, при которых реализуется переход от столкновительного к бесстолкновительному механизму уширения). Кроме того, наложение продольного магнитного поля изменяет правила отбора при межподзонных переходах, приводя к слабому поглощению поляризованной вдоль *2D* слоя компоненты поля. Также следует отметить высокую чувствительность спектра поглощения двойных квантовых ям со слабой туннельной связью, имеющую место при достаточно слабых электрических и магнитных полях.

Поэтому использование ИК спектроскопии в продольных магнитных полях представляет интерес для определения параметров энергетического спектра и характера релаксации электронов в асимметричных гетероструктурах.

Список литературы

- [1] *Intersubband Transitions in Quantum Wells*, ed. by E. Rosencher, B. Vinter, B. Levine (N.Y., Plenum Press, 1992).
- [2] *Quantum Well Intersubband Transition: Physics and Devices*, ed. by H.C. Liu, B.F. Levine, J.Y. Anderson (Kluwer Academic, Dordrecht, 1994).
- [3] C. Sitori, F. Capasso, J. Faist, S. Scandolo. *Phys. Rev. B*, **50**, 8663 (1994).
- [4] А.Г. Петров, А.Я. Шик. *ФТП*, **27**, 1047 (1993).
- [5] А.И. Луканин, З.И. Урицкий. *ФТП*, **13**, 2286 (1979).
- [6] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985).
- [7] T. Jungwirth, L. Smrka. *J. Phys. C*, **5**, L217 (1993); W. Xu. *Phys. Rev. B*, **51**, 9770 (1995).
- [8] R.Q. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 959 (1995).
- [9] J. Dempsey, B.I. Halperin. *Phys. Rev. B*, **47**, 4674 (1993).
- [10] P. Boucaud, F.H. Julien, D.D. Yang, J.-M. Lourtioz, E. Rosencher, P. Bois, J. Nagle. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 215 (1990).
- [11] G.S. Boebinger, A. Passener, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Phys. Rev. B*, **43**, 673 (1991).
- [12] S.K. Lyo. *Phys. Rev. B*, **50**, 4965 (1994).
- [13] O.E. Raichev, F.T. Vasko. *Phys. Rev. B*, **53**, 1522 (1996).
- [14] E. Dupont, D. Delacourt, M. Papuchon. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2514 (1993).

Редактор В.В. Чалдышев

Effect of in-plane magnetic field on intersubband transitions of electrons in asymmetric heterostructures

F.T. Vasko, G.Ya. Kis

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences,
252650 Kiev, the Ukraine

Abstract IR-absorption spectrum due to intersubband transitions of the electrons in asymmetric heterostructures under in-plane magnetic field are calculated. The single quantum well under transverse electric field, the stepped quantum well and the double quantum well with the tunnel-coupled excited levels are considered. Calculations show that the in-plane magnetic field presence results in both the nondissipative broadening of absorption peaks (due to different modifications of the dispersion equation for electrons on different levels) and the absorption of the normal incident IR-radiation (due to changes in the selection rules).