

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ТОКА В ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПОПЕРЕЧНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ

Ф. Т. Васько*

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

Поступила в редакцию 15 октября 1997 г.

Проведен расчет модуляции продольного тока в двойных квантовых ямах поперечным напряжением терагерцевого спектрального диапазона. Решено квантовое кинетическое уравнение, учитывающее вклады в резонансный отклик от пары несимметричных туннельно-связанных уровней (учтено также различие эффективных масс или неодинаковое рассеяние в левой и правой квантовых ямах). Эти особенности структуры приводят к трансформации модулирующего напряжения в высокочастотный продольный ток, и вычисленная продольно-поперечная нелинейная восприимчивость определяет условия реализации эффективной схемы полевого транзистора, использующего накачку в терагерцевом диапазоне вместо поперечного управляющего напряжения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Модуляция продольного электрического тока в двойных квантовых ямах с несимметричным рассеянием статическим поперечным напряжением, широко изучалась в последнее десятилетие (см. [1] и ссылки в [2]). Возможные приложения этого эффекта, известного как резонанс сопротивления, для реализации транзисторной структуры было продемонстрировано в [2, 3], а частотная дисперсия резонанса сопротивления (т. е. отклик на переменное поперечное напряжение с частотой порядка частот столкновений) рассмотрена в [4]. С другой стороны, при повышении частоты отклик определяется резонансными переходами между туннельно-связанными уровнями. Резонансный отклик электронов в двойных квантовых ямах на поляризованное поперек структуры электрическое поле излучения в терагерцевом диапазоне изучался в [5] по измерениям пропускания и индуцированного поперечного напряжения (эффект выпрямления). Исходя из указанных экспериментальных схем [1–3] и [5] в этой работе рассмотрены условия и особенности модуляции продольного тока в легированной двойной квантовой яме поперечным переменным электрическим полем резонансной накачки в терагерцевом диапазоне, т. е. по существу изучается схема полевого транзистора на двойных квантовых ямах, использующего модуляцию резонансным субмиллиметровым излучением вместо статического (или СВЧ) поперечного управляющего напряжения.

Здесь проведен расчет нелинейного отклика электронов в двойных квантовых ямах на продольное постоянное F и поперечное высокочастотное E_ω поля (см. схему на рис. 1), определяемого индуцируемым током

$$\delta j = \omega \chi_\omega F E_\omega, \quad (1)$$

*E-mail: zinovi@lab2.Kiev.ua

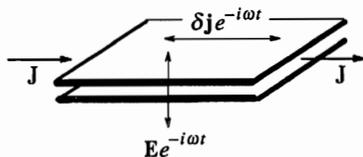


Рис. 1. Схема модуляции продольного тока поперечным высокочастотным напряжением в двойных квантовых ямах

в котором компонента тензора нелинейной восприимчивости второго порядка χ_ω определяет связь продольного и поперечного откликов в двойных квантовых ямах. Преобразование поперечного напряжения в продольный ток имеет место лишь для несимметричной двойной квантовой ямы, поскольку тензор третьего ранга $\hat{\chi}_\omega$ обратится в нуль для симметричной ямы, т.е. для гетероструктуры, не изменяющейся при замене $z \rightarrow -z$. Проведенные далее расчеты учитывают как несимметрию энергетической зонной диаграммы двойной квантовой ямы, так и различие эффективных масс или неодинаковую эффективность рассеяния в левой (l) и правой (r) квантовых ямах. Несимметрия энергетического спектра двойных квантовых ям, определяемая энергией расщепления уровней в l - и r -квантовых ямах, может контролироваться наложением поперечного напряжения на структуру двойных квантовых ям. Различное рассеяние в туннельно-связанных квантовых ямах реализуется при их неоднородном легировании (см. [1–3]), а различие эффективных масс обусловлено непараболическостью энергетических спектров l - и r -квантовых ям, различным подбором состава сплавов, формирующих l - и r -квантовые ямы (энергетический спектр двойных квантовых ям с различными законами дисперсии l - и r -квантовых ям рассмотрен в [6]). Описание нелинейного отклика таких структур проведено ниже на основе квантового кинетического уравнения, записанного в двухуровневом приближении (см. вывод такого уравнения в [7]).

Ниже в разд. 2 приведены общие формулы для описания нелинейного отклика двойных квантовых ям с различными массами и несимметричным рассеянием, основанные на решении квантового кинетического уравнения. Результаты вычислений χ_ω , определяющие спектральные зависимости и зависимость эффективности продольно-поперечной трансформации от энергии расщепления уровней (которая может контролироваться наложением на двойную квантовую яму поперечного поля), представлены в разд. 3, а обсуждение приближений и заключительные замечания даны в разд. 4.

2. ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНЫЙ НЕЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК

Квантовое кинетическое уравнение для высокочастотной добавки к 2×2 -матрице плотности $\delta \hat{f}_p e^{-i\omega t}$, описывающей отклик электронов несимметричной двойной квантовой ямы на поперечное возмущение $\delta \hat{h} e^{-i\omega t}$, записывается как

$$-i\omega \delta \hat{f}_p + \frac{i}{\hbar} [\hat{h}_p, \delta \hat{f}_p] + \frac{i}{\hbar} [\delta \hat{h}, \hat{f}_p] + eF \frac{\partial \delta \hat{f}_p}{\partial p} = \hat{I}_{sc}(\delta \hat{f} | p). \quad (2)$$

Здесь используется описанное в [4] приближение пары туннельно-связанных состояний в l - и r -квантовых ямах, когда учитывающий различие эффективных масс (m_l и m_r) гамильтониан \hat{h}_p дается матрицей

$$\hat{h}_p = \begin{vmatrix} p^2/2m_l + \Delta/2 & T \\ T & p^2/2m_r - \Delta/2 \end{vmatrix}, \quad (3)$$

Δ — расщепление уровней в отсутствие туннелирования, T — туннельный матричный элемент. Влияние однородного продольного электрического поля F учтено в (1) как через обычный полевой вклад, так и через токовые добавки к стационарному распределению \hat{f}_p , а интеграл столкновений \hat{I}_{sc} записывается ниже для случая рассеяния на статических неоднородностях, причем эффективность рассеяния различна в l - и r -квантовых ямах (соответствующие выражения приведены в [7, 4]). Оператор $\delta\hat{h}$ описывает переходы между подзонами, возбуждаемые поперечным электрическим полем $E_\omega e^{-i\omega t}$, и дается выражением

$$\delta\hat{h} = \frac{ie}{\omega} E_\omega \hat{v}_\perp, \quad \hat{v}_\perp = \frac{T}{\hbar} Z \hat{\sigma}_y, \quad (4)$$

где недиагональная матрица \hat{v}_\perp имеет смысл межъямной скорости [8], $\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули ($i = x, y, z$), Z — расстояние между максимумами волновых функций в l - и r -квантовых ямах.

Оператор продольной скорости определяется диагональными компонентами $p/m_{l,r}$, так что высокочастотная добавка к продольному току записывается в форме

$$\delta j = \frac{2e}{m} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} \text{pTr} \left(1 + \frac{m}{2M} \hat{\sigma}_z \right) \delta \hat{f}_p, \quad (5)$$

Здесь Tr — шпур по дискретной переменной, связанной с матричным характером гамильтониана (2), а средняя эффективная масса m и различие эффективных масс M введены соотношениями

$$m^{-1} = (m_l^{-1} + m_r^{-1})/2, \quad M^{-1} = m_l^{-1} - m_r^{-1}. \quad (6)$$

Если $m_l = m_r$, то (5) выражается через $\text{Tr} \delta \hat{f}_p$, и действуя оператором Tr на уравнение (2), получим $-i\omega \delta \hat{f}_p = 0$ при пренебрежении столкновениями и динамическим полевым вкладом в (2). Такой вклад мал, если $eF\omega^{-1} \ll p_F$ (p_F — фермиевский импульс сильно вырожденных электронов), но распределение \hat{f}_p содержит асимметричную на \mathbf{p} -плоскости токовую добавку, определяющую рассматриваемый эффект при $\omega\bar{\tau} \gg 1$ ($\bar{\tau}$ — среднее время релаксации). Таким образом, ненулевое значение (5) получается либо за счет различия эффективных масс (и χ_ω мало по параметру m/M), либо при учете столкновений (и χ_ω вблизи резонанса будет содержать малый фактор $\hbar/(T\bar{\tau})$).

Решения уравнения (2) и вычисление тока (5) удобно провести при использовании базиса волновых функций задачи на собственные значения: $\hat{h}_p |jp\rangle = \varepsilon_{jp} |jp\rangle$. Здесь $j = \pm$ классифицирует туннельно-связанные уровни, ε_{jp} — законы дисперсии состояний \pm , которые при $p = 0$ разделены энергетическим интервалом $\Delta_T = \sqrt{\Delta^2 + (2T)^2}$. Пренебрегая малыми по параметру $\hbar/(\Delta_T\bar{\tau})$ недиагональными компонентами стационарного распределения \hat{f}_p , перепишем уравнение (2) для асимметричной добавки к высокочастотному отклику $\delta f_{jj'}(\mathbf{p})$ как

$$\frac{i}{\hbar} (\varepsilon_{jp} - \varepsilon_{j'p} - \hbar\omega) \delta f_{jj'}(\mathbf{p}) + \frac{i}{\hbar} \delta h_{jj'}(p) (f_{jp}^{as} - f_{j'p}^{as}) = I_{jj'}(\delta f|\mathbf{p}). \quad (7)$$

В используемом базисе $\delta h_{j,j'}(\mathbf{p}) = \langle j\mathbf{p} | \delta \hat{h} | j'\mathbf{p} \rangle$, $f_{j\mathbf{p}}^{as}$ — асимметричная часть стационарного распределения, а интеграл столкновений для случая рассеяния на короткодействующем статическом потенциале преобразуется к виду

$$I_{jj'}(\delta f|\mathbf{p}) = \frac{i}{\hbar} \sum_{k=l,r} w_k \int \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi\hbar)^2} \sum_{j_1 j'_1} \left[\frac{\delta f_{j_1 j_1}(\mathbf{p})}{\varepsilon_{j\mathbf{p}} - \varepsilon_{j'_1 \mathbf{p}_1} - \hbar\omega - i\lambda} \langle j_1 \mathbf{p} | \hat{P}_k | j'_1 \mathbf{p}_1 \rangle \langle j'_1 \mathbf{p}_1 | \hat{P}_k | j' \mathbf{p} \rangle + \right. \\ \left. + \langle j \mathbf{p} | \hat{P}_k | j'_1 \mathbf{p}_1 \rangle \langle j'_1 \mathbf{p}_1 | \hat{P}_k | j_1 \mathbf{p} \rangle \frac{\delta f_{j_1 j'_1}(\mathbf{p})}{\varepsilon_{j'_1 \mathbf{p}_1} - \varepsilon_{j' \mathbf{p}} - \hbar\omega - i\lambda} \right]. \quad (8)$$

Здесь \hat{P}_k — матрица проектирования на k -тую квантовую яму, w_k связаны с временами релаксации импульса τ_k соотношениями $w_k = \hbar^3 / (m\tau_k)$ и $\lambda \rightarrow +0$.

Диагональные компоненты решения уравнения (7) $\delta f_{j\mathbf{p}} \equiv \delta f_{jj}(\mathbf{p})$ малы по параметру $1/(\omega\tau)$:

$$\delta f_{j\mathbf{p}} \simeq \frac{i}{\omega} I_{jj}(\delta \bar{f}|\mathbf{p}), \quad (9)$$

причем в резонансном приближении (когда $\omega \simeq \Delta_T/\hbar$) можно оставлять в правой части (9) лишь большую недиагональную компоненту $\delta \bar{f}_{\mathbf{p}} \equiv \delta f_{+-}(\mathbf{p})$. Индуцируемая плотность тока (5) выражается через эти добавки к высокочастотному отклику по соотношению

$$\delta \mathbf{j} \simeq \frac{2e}{m} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^2} \mathbf{p} \left[\sum_j \delta f_{j\mathbf{p}} + \frac{m}{M} \langle -|\hat{\sigma}_z|+ \rangle \delta \bar{f}_{\mathbf{p}} \right]. \quad (10)$$

С точностью до малых первого порядка по m/M можно вычислять $\delta f_{j\mathbf{p}}$ и $\delta \bar{f}_{\mathbf{p}}$, пренебрегая различием эффективных масс. При этом резонансная добавка к распределению $\delta \bar{f}_{\mathbf{p}}$ получается из (7) в виде

$$\delta \bar{f}_{\mathbf{p}} = \frac{\langle +|\delta \hat{h}|- \rangle (f_{+\mathbf{p}}^{as} - f_{-\mathbf{p}}^{as})}{\Delta_T - \hbar\omega - \gamma_p}, \quad (11)$$

где столкновительная перенормировка энергии межуровневого перехода γ_p введена как

$$\gamma_p = \sum_{k=l,r} \sum_{j=\pm} w_k \int \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi\hbar)^2} \left[\frac{\langle -|\hat{P}_k|j \rangle \langle j|\hat{P}_k|- \rangle}{\varepsilon_{+\mathbf{p}} - \varepsilon_{j\mathbf{p}_1} - \hbar\omega - i\lambda} + \frac{\langle +|\hat{P}_k|j \rangle \langle j|\hat{P}_k|+ \rangle}{\varepsilon_{j\mathbf{p}_1} - \varepsilon_{-\mathbf{p}} - \hbar\omega - i\lambda} \right]. \quad (12)$$

Действительные вклады в (12) логарифмически расходятся при больших $|\mathbf{p}_1|$, и этот интеграл необходимо обрезать при импульсах порядка \hbar/l_c (l_c — характерный размер коротковолновых неоднородностей). В результате $\text{Re } \gamma_p$ перенормирует межуровневое расщепление, и в знаменателе (11) появится

$$\tilde{\Delta}_T \simeq \Delta_T - \frac{\Lambda}{\pi} \left(\frac{\hbar}{\tau_l} - \frac{\hbar}{\tau_r} \right) \frac{\Delta}{\Delta_T}, \quad \Lambda = \ln \left(\frac{\hbar}{l_c \bar{p}} \right), \quad (13)$$

\bar{p} — характерный импульс, определяющий основной вклад в (10) и равный максимальному значению p_F : $\sqrt{2m\Delta_T}$ или $\sqrt{2m\hbar\omega}$. Мнимый вклад в (11), $i\tilde{\gamma}_p$, преобразуется к виду

$$\tilde{\gamma}_p = \sum_{k,j} \frac{\hbar}{2\tau_k} \left[|\langle -|\hat{P}_k|j \rangle|^2 \theta(\varepsilon_{+p} - \varepsilon_j - \hbar\omega) + |\langle +|\hat{P}_k|j \rangle|^2 \theta(\varepsilon_j - \varepsilon_{-p} - \hbar\omega) \right], \quad (14)$$

так что знаменатель в (11) переписывается как $\tilde{\Delta}_T - \hbar\omega - i\tilde{\gamma}_p$. Аналогичным образом вклад в первое слагаемое от определяемой (8) $\sum_j I_{jj}$ преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \sum_{j=\pm} I_{jj}(\delta\tilde{f}|\mathbf{p}) &= -\delta\tilde{f}_p \sum_{kj'} (2\tau_k)^{-1} \langle -|\hat{P}_k|j \rangle \langle j|\hat{P}_k|+ \rangle \times \\ &\times [\theta(\varepsilon_{+p} - \varepsilon_{j'} - \hbar\omega) + \theta(\varepsilon_{j'} - \varepsilon_{-p} - \hbar\omega)]. \end{aligned} \quad (15)$$

Таким образом, вычисление χ_ω сведено к интегрированию (10) при подстановке в δj выражений (11) (с учетом (14)) и (15). При этом асимметричная добавка к распределению f_{jp}^{as} записывается в форме

$$\begin{aligned} f_{jp}^{as} &= \frac{e}{m} (\mathbf{Fp}) \tau_j \delta(\varepsilon_F - \varepsilon_{jp}), \\ \tau_j^{-1} &= \sum_{kj'} \tau_k^{-1} |\langle j|\hat{P}_k|j' \rangle|^2 \theta(\varepsilon_F - \varepsilon_{j'}), \end{aligned} \quad (16)$$

$\varepsilon_F = p_F^2/2m$ — энергия Ферми, τ_\pm — времена релаксации импульса для туннельно-связанных состояний \pm . Использование слабоанизотропного распределения (16) предполагает выполнение неравенства $eF\tilde{\tau} \ll p_F$.

3. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ И ЗАВИСИМОСТИ χ_ω ОТ Δ

Согласно (16) вклад в δj дают лишь электроны на поверхности Ферми, так что интегрирования в (10) по углу и энергии легко выполняются, и для χ_ω получаются замкнутые выражения. Удобно при этом выделить вклады от первого и второго слагаемых в (10), записывая χ_ω как $\chi_\omega^{(1)} + \chi_\omega^{(2)}$. Определяемый (15) вклад $\chi_\omega^{(1)}$ преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \chi_\omega^{(1)} &\simeq i \frac{e^3 Z}{m\omega} \left(\frac{T}{\Delta_T} \right)^2 \sum_{kj} \frac{\hbar}{2T\tau_k} \langle -|\hat{P}_k|j \rangle \langle j|\hat{P}_k|+ \rangle \times \\ &\times \left\{ \frac{n_- \tau_-}{\tilde{\Delta}_T - \hbar\omega - i\tilde{\gamma}_-} [\theta(\varepsilon_F + \Delta_T - \varepsilon_j - \hbar\omega) + \theta(\varepsilon_j - \varepsilon_F - \hbar\omega)] - \right. \\ &\left. - \frac{n_+ \tau_+}{\tilde{\Delta}_T - \hbar\omega - i\tilde{\gamma}_+} [\theta(\varepsilon_F - \varepsilon_j - \hbar\omega) + \theta(\varepsilon_j - \varepsilon_F + \Delta_T + \hbar\omega)] \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

а пропорциональные (m/M) вклады даются выражением

$$\chi_\omega^{(2)} \simeq \frac{e^3 Z}{m\omega} \left(\frac{T}{\Delta_T} \right)^2 \frac{2m}{M} \left[\frac{n_- \tau_-}{\tilde{\Delta}_T - \hbar\omega - i\tilde{\gamma}_-} - \frac{n_+ \tau_+}{\tilde{\Delta}_T - \hbar\omega - i\tilde{\gamma}_+} \theta \left(\varepsilon_F - \frac{\Delta_T}{2} \right) \right]. \quad (18)$$

В (17), (18) входят концентрации электронов на уровнях \pm , $n_\pm = \rho_{2D}(\varepsilon_F \pm \Delta_T/2)$, при концентрациях $n > \rho_{2D}\Delta_T$, тогда как при меньших концентрациях $n_+ = 0$ а $n_- = n$. Времена релаксации τ_\pm определяются (16), а энергии уширения $\tilde{\gamma}_\pm$ получаются при вычислении (14) для энергий $\varepsilon_{\pm p} = \varepsilon_F$.

Для частот близких к резонансу имеем лоренцевские спектральные зависимости $\chi_{\omega}^{(1,2)}$ (при этом в аргументах θ -функций (17) полагаем $\hbar\omega \simeq \Delta_T$), а зависимость χ_{ω} от энергии расщепления уровней Δ вычисляем, используя матричные элементы операторов проектирования:

$$\begin{aligned} \langle j|\hat{P}_l|j\rangle &= \frac{\Delta_T + j\Delta}{2\Delta_T}, & \langle j|\hat{P}_r|j\rangle &= \frac{\Delta_T - j\Delta}{2\Delta_T}, \\ \langle j|\hat{P}_r|j'\rangle &= -\langle j|\hat{P}_l|j'\rangle = \frac{T}{\Delta_T}, & j &\neq j'. \end{aligned} \quad (19)$$

Явные выражения для резонансной нелинейной восприимчивости приведем в случаях низких концентраций ($\varepsilon_F < \Delta_T/2$, когда $n_- = n$, а $n_+ = 0$), промежуточной области концентраций (при $\Delta_T/2 < \varepsilon_F < 3\Delta_T/2$) и высоких концентраций ($\varepsilon_F > 3\Delta_T/2$), когда концентрации \pm -электронов, участвующих в переходах между уровнями, совпадают. При ε_F близких к $\Delta_T/2$ или $3\Delta_T/2$ зависимости χ_{ω} более сложные, но они реализуются лишь в узких областях концентраций (или на малых интервалах изменения Δ) и ниже не обсуждаются.

Для случая высоких концентраций энергии уширения пиков совпадают $\tilde{\gamma}_{\pm} \equiv \tilde{\gamma} = (\hbar/2\tau)[1 - (T/\Delta_T)^2 - \mu(\Delta/\Delta_T)]$, а времена релаксации τ_{\pm} даются выражениями

$$\tau_{\pm} = \frac{\bar{\tau}}{1 \pm \mu\Delta/\Delta_T}, \quad (20)$$

где среднее время релаксации $\bar{\tau}$ и несимметрия рассеяния μ введены соотношениями

$$\bar{\tau}^{-1} = \frac{\tau_l^{-1} + \tau_r^{-1}}{2}, \quad \mu = \frac{\tau_r - \tau_l}{\tau_r + \tau_l}. \quad (21)$$

В этой области $n_{\pm} = (n \pm \rho_{2D}\Delta_T/2)$ и (17), (18) преобразуются к виду

$$\chi_{\omega} = \frac{e^3 Z}{m\omega} \frac{n_+\tau_+ - n_-\tau_-}{\Delta_T - \hbar\omega - i\tilde{\gamma}} \left[i \frac{\hbar}{T\bar{\tau}} \mu \left(\frac{T}{\Delta_T} \right)^3 - \frac{2m}{M} \left(\frac{T}{\Delta_T} \right)^2 \right], \quad (22)$$

так что восприимчивость обусловлена либо несимметрией рассеяния (при $\mu \neq 0$), либо различием эффективных масс ($m/M \neq 0$). В области низких концентраций (когда $n < \rho_{2D}\Delta_T$) имеем

$$\tau_- = \frac{\bar{\tau}}{1 - 2(T/\Delta_T)^2 - \mu\Delta/\Delta_T}, \quad (23)$$

а ширина резонанса $\tilde{\gamma}_-$ и τ_-^{-1} связаны соотношением $\tilde{\gamma}_- = \hbar/(2\tau_-)$. Выражение для χ_{ω} преобразуется как

$$\chi_{\omega} = \frac{e^3 Z}{m\omega} \frac{n\tau_-}{\Delta_T - \hbar\omega - i\tilde{\gamma}_-} \left[i \frac{\hbar}{T\bar{\tau}} \left(\frac{T}{\Delta_T} \right)^3 \left(\frac{\Delta}{\Delta_T} - \mu \right) + \frac{2m}{M} \left(\frac{T}{\Delta_T} \right)^2 \right], \quad (24)$$

и ненулевой эффект имеет место также для двойных квантовых ям с симметричным рассеянием при совпадающих эффективных массах, но $\Delta \neq 0$. Поскольку общая формула (17) для промежуточных концентраций достаточно громоздка, приведем выражение для

χ_ω в случае двойной квантовой ямы с $\mu = 0$ и $m_l = m_r$, когда эффект также имеет место при $\Delta \neq 0$:

$$\chi_\omega = -i \frac{e^3 Z}{m\omega} \frac{n_+ \bar{\tau}}{\Delta_T - \hbar\omega - i\bar{\gamma}_+} \frac{\hbar}{2T\bar{\tau}} \left(\frac{T}{\Delta_T} \right)^3 \frac{\Delta}{\Delta_T}, \quad (25)$$

причем в рассматриваемой области $\bar{\gamma}_+ = (\hbar/2\tau)[1 - 2(T/\Delta_T)^2]$. Из сравнения (25) с (22) и (24) видно, что в принятых приближениях χ_ω скачком изменяется при ε_F близких к границам интервала ($\Delta_T/2$ и $3\Delta_T/2$).

Переходя к численным оценкам, удобно в приведенных формулах для χ_ω выделить размерный фактор

$$\frac{e^3 Z}{m\Delta_T/\hbar} \frac{n\bar{\tau}}{\bar{\gamma}}, \quad (26)$$

который и определит максимальное значение нелинейной восприимчивости после умножения на безразмерные факторы $\hbar/(2T\bar{\tau})$ или m/M и численный коэффициент (не превышающий 0.1 при $\Delta \leq 2T$ и быстро убывающий с ростом Δ). Для GaAs/AlGaAs со структурой двойных квантовых ям и стандартными параметрами равными: $Z = 100 \text{ \AA}$, $n = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\bar{\gamma} = 1 \text{ мэВ}$, $\Delta_T = 15 \text{ мэВ}$ и $\bar{\tau} = 10^{-11} \text{ с}$ (что соответствует подвижности электронов $2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и резонансной накачке излучением с длиной волны 100 мкм) получается максимальное значение χ_ω порядка $(1 \div 5) \cdot 10^{-7}$ ед. CGSE. Это значение хорошо согласуется с резонансной величиной нелинейной восприимчивости второго порядка, измеренной в [9] на структуре двойных квантовых ям с близкими значениями параметров по генерации второй гармоники. Однако характер зависимостей χ_ω от Δ и ω здесь существенно отличается от приведенных в [9] (хотя спектры и будут лоренцевскими для обоих случаев). Удобно изучать зависимость χ_ω от определяющего Δ напряжения смещения при фиксированной частоте накачки; ограничимся также введенными выше случаями низких промежуточных и высоких концентраций.

Для двойных квантовых ям с тонкими барьерами условие $\Delta_T/2 > \varepsilon_F$ выполнено и в случае туннельного резонанса $\Delta = 0$, так что (24) применимо при всех Δ . При ширине Ga_{0.3}Al_{0.7}As-барьера равной 30 \AA (этот параметр, как и приведенные выше, близок к данным [9]) получается $2T \simeq 15 \text{ мэВ}$ и режим низких концентраций реализуется для $n \leq 4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Значения безразмерных факторов $\hbar/2T\bar{\tau}$ и $2m/M$ оказываются близкими соответственно к $5 \cdot 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ (здесь различие эффективных масс $|m_l - m_r|/m$ за счет непараболичности спектра оценивается согласно [10] как Δ_T/ε_g ; ε_g — ширина запрещенной зоны), так что вклады от $\chi_\omega^{(1)}$ и $\chi_\omega^{(2)}$ в нелинейную восприимчивость оказываются одного порядка. В результате (24) можно переписать в виде

$$\chi_\omega = \bar{\chi} \left[\frac{\hbar}{2T\bar{\tau}} f_\mu(\Delta) + \frac{2m}{M} g(\Delta) \right], \quad (27)$$

причем действительные и мнимые части функций $f_\mu(\Delta)$ и $g(\Delta)$ приведены на рис. 2 для указанных выше параметров двойных квантовых ям. При этом используется феноменологическое значение $\bar{\gamma} \simeq 1 \text{ мэВ}$, согласующееся с экспериментальными данными [5, 9], но заметно превышающее значение, получаемое из связи $\bar{\gamma}_-$ и τ_- (видимо, неоднородное уширение резонансного перехода, которое не дает вклада в подвижность, является основным механизмом уширения спектра). Из рис. 2а, б видно, что характер

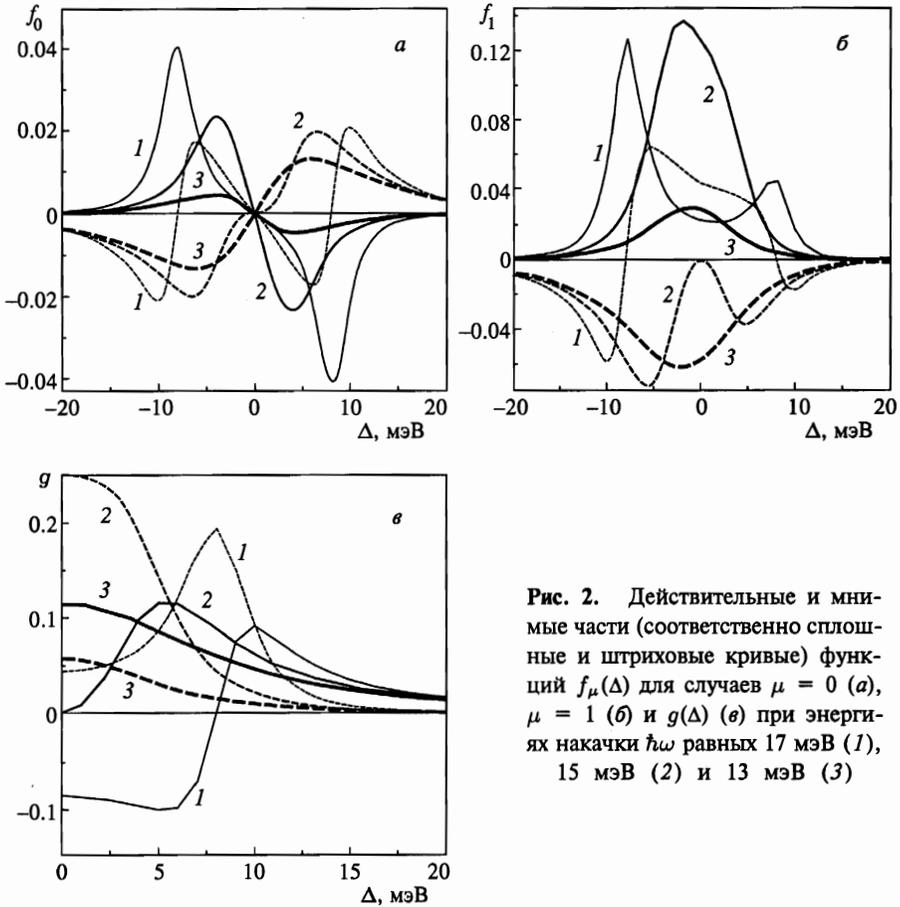


Рис. 2. Действительные и мнимые части (соответственно сплошные и штриховые кривые) функций $f_{\mu}(\Delta)$ для случаев $\mu = 0$ (а), $\mu = 1$ (б) и $g(\Delta)$ (в) при энергиях накачки $\hbar\omega$ равных 17 мэВ (1), 15 мэВ (2) и 13 мэВ (3)

Δ -зависимости существенно изменяется из-за асимметрии рассеяния: функция $f_0(\Delta)$ нечетна, тогда как $\text{Re } f_1(\Delta)$ имеет вид пары резонансных пиков при $\hbar\omega > 2T$. Приведенная на рис. 2в зависимость $g(\Delta)$ является четной, причем резонансные пики также возникают на $\text{Re } g(\Delta)$ при $\hbar\omega > 2T$. Для $\Delta > 2T$ нелинейный отклик быстро убывает во всех рассматриваемых случаях из-за подавления туннельной связи.

На интервале концентраций $(4.2 \div 8.4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (для двойных квантовых ям с приведенными выше параметрами при $\Delta = 0$; с ростом Δ этот интервал смещается в область больших n) реализуется описываемый (25) промежуточный случай. При этом возрастает как значение $\bar{\chi}$, так и безразмерный фактор $(\hbar/2T\bar{\tau})$ (поскольку концентрация увеличивается, а подвижность уменьшается). Определяемые соотношением $\chi_{\omega}/\bar{\chi} = (\hbar/2T\bar{\tau})h(\Delta)$ зависимости от Δ представлены на рис. 3 для приведенных выше параметров двойных квантовых ям и тех же энергий накачки, что и на рис. 2. Здесь, как и при низких концентрациях, для $\hbar\omega > 2T$ получается резонансный пик $\text{Re } h(\Delta)$, а зависимость $\text{Im } h(\Delta)$ проходит через нуль в области пика (для $\mu = 0$ функция $h(\Delta)$ четная). При $\hbar\omega < 2T$ максимум $\text{Re } h(\Delta)$ смещается к $\Delta = 0$, а для больших Δ эффект подавляется.

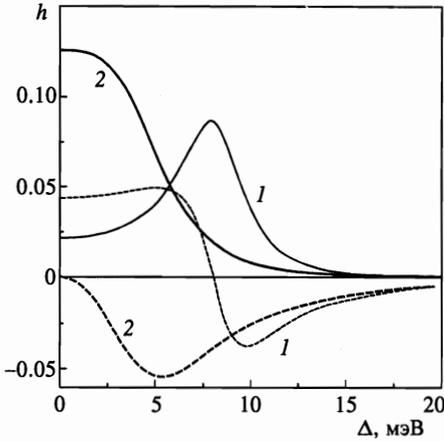


Рис. 3. Действительные и мнимые части (соответственно сплошные и штриховые кривые) функции $h(\Delta)$ при энергиях накачки $\hbar\omega$ равных 17 мэВ (1) и 15 мэВ (2)

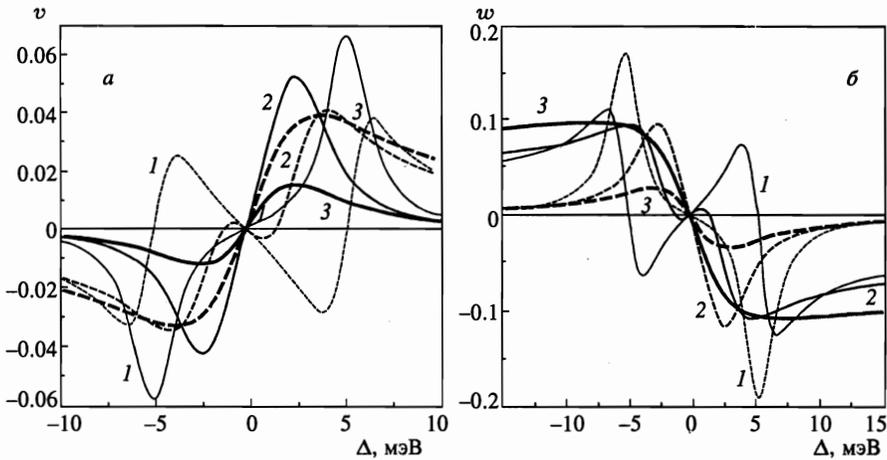


Рис. 4. Действительные и мнимые части (соответственно сплошные и штриховые кривые) функций $v(\Delta)$ (а) и $w(\Delta)$ (б) при энергиях накачки $\hbar\omega$ равных 7 мэВ (1), 5 мэВ (2) и 3 мэВ (3)

Описываемый (22) случай высоких концентраций реализуется на двойных квантовых ямах с более широкими барьерами, когда резонансный режим нелинейного отклика в условиях сильной туннельной связи, $\Delta \leq 2T$, может быть реализован в спектральном диапазоне с длиной волны 300 мкм. Для ширины $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -барьера равной 45 Å получаем $2T = 2.4$ мэВ и условие $n > 3T/\rho_{2D}$ выполнено для концентраций больших $2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (при $\Delta = 0$; с ростом Δ растет и концентрация). Перепиывая (22) аналогично (27), $\chi_\omega/\bar{\chi} = (\hbar/2T\bar{\tau})v(\Delta) + (2m/M)w(\Delta)$, приведем функции $v(\Delta)$ и $w(\Delta)$ для концентрации электронов $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на рис. 4 (другие параметры двойных квантовых ям совпадают с использованными на рис. 2, 3). Поскольку для малой асимметрии рассеяния ($|\mu| \ll 1$) функции $v(\Delta)$ и $w(\Delta)$ резко убывают, то здесь приведены Δ -зависимости для случая рассеяния в l -квантовых ямах ($\mu = 1$). Из-за малости отношения $(n_- - n_+)/n$ кривые $v(\Delta), w(\Delta)$ почти асимметричны. Характер Δ -зависимостей

здесь аналогичен представленному на рис. 2 и 3, но из-за уменьшения расщепления уровней резонансный эффект быстрее подавляется с ростом Δ . Однако для предельно несимметричного рассеяния одно из времен релаксации τ_{\pm} в (20) расходится при $\Delta \gg 2T$ и функция $w(\Delta)$ стремится к конечному значению.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше рассмотрена схема трансформации поперечного модулирующего напряжения в терагерцевом диапазоне в продольный ток за счет резонансных переходов электронов между туннельно-связанными уровнями в двойных квантовых ямах с постоянным током. Показано, что большое значение определяемой (1) нелинейной восприимчивости реализуется в несимметричной двойной квантовой яме, причем эта несимметрия может быть обусловлена различием эффективных масс или неодинаковым рассеянием в l - и r -квантовых ямах, а также несимметрией энергетического спектра. Поскольку индуцируемый высокочастотный отклик пропорционален постоянному току, при больших токах может быть реализован режим усиления. Оценка эффективности рассмотренного механизма усиления требует учета не только характеристик нелинейного отклика, но также рассмотрения геометрии системы (аналогично тому, как эффективность усиления обычного полевого транзистора зависит от параметров схемы).

Остановимся на использованных в расчете приближениях. Описание двойных квантовых ям как пары туннельно-связанных уровней не учитывает вклада возбужденных состояний l - и r -квантовых ям, а также самосогласованного поперечного электрического поля; здесь Δ и T лишь приближенно оценивались для модели прямоугольных квантовых ям и барьера. Более точные значения этих параметров могут быть взяты из работ, где изучался продольный транспорт [1–4] или межуровневые переходы при накачке в терагерцевом диапазоне [5, 9]. Значение параметра m/M можно уточнить при многозонном расчете двойных квантовых ям, а степень асимметрии рассеяния μ (которая будет зависеть от $2D$ -импульса для неточечных рассеивателей) можно рассматривать как феноменологический параметр, оцениваемый из данных по резонансу сопротивления [1–3]. Кроме того, учет деполяризационного сдвига межуровневого перехода может заметно изменить Δ_T уже для концентраций $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [9]. Уточнение перечисленных параметров может быть проведено при сопоставлении их с имеющимися экспериментальными данными. Приближение слабоанизотропного распределения $2D$ -электронов справедливо и в греющих электрических полях F , так что режим сильных токов описывается приведенными выше формулами. Таким образом, сделанные приближения не изменяют ни механизма нелинейного отклика, ни его величины или характера рассмотренных зависимостей; поэтому дальнейшие уточнения необходимы при более конкретных расчетах.

Обсуждаемый здесь механизм продольно-поперечной трансформации и усиления излучения током электронов в терагерцевом диапазоне в двойных квантовых ямах связан с активно изучаемыми сейчас приложениями межзонных переходов для детектирования [11] и генерации [12–15] в субмиллиметровом диапазоне. Хотя механизм монополярного лазерного эффекта [16] реализован уже в нескольких вариантах [17], такие устройства работают лишь в среднем ИК-диапазоне. Поэтому рассмотренный механизм усиления может представлять интерес при реализации источника излучения в терагерцевом диапазоне на $2D$ -электронах. Кроме того, возможность трансформации

поперечной накачки в продольный отклик не изучалась на $2D$ -системах ранее, поэтому экспериментальная реализация такой схемы (а также изучение других механизмов такой трансформации для различных гетероструктур и типов переходов) является актуальной.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Украины.

Литература

1. A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1929 (1990).
2. N. K. Patel, A. Kurobe, I. M. Castelton, E. H. Linfield, K. M. Brown, M. P. Grimshaw, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, and M. Pepper, *Semicond. Sci. and Technol.* **11**, 703 (1996).
3. Y. Ohno, M. Tsuchiya, and H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1952 (1993).
4. F. T. Vasko, *Phys. Rev. B* **47**, 2410 (1993); Ф. Т. Васько, О. Э. Райчев, *ЖЭТФ* **107**, 951 (1995).
5. J. N. Heyman, K. Unterrainer, K. Craig, B. Galdrikian, M. S. Sherwin, K. Campman, P. F. Hopkins, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2682 (1995).
6. Ф. Т. Васько, *ФТП* **26**, 825 (1992); Ф. Т. Васько, О. Э. Райчев, *ЖЭТФ* **104**, 3103 (1993).
7. Ф. Т. Васько, О. Э. Райчев, *ЖЭТФ* **108**, 2103 (1995).
8. L. Zheng and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **47**, 10619 (1993); O. E. Raichev and F. T. Vasko, *Phys. Rev. B* **55**, 2321 (1997).
9. M. S. Sherwin, K. Craig, B. Galdrikian, J. Heyman, A. Markelz, K. Campman, S. Fafard, P. F. Hopkins, and A. Gossard, *Physica D* **83**, 229 (1995); J. N. Heyman, K. Craig, B. Galdrikian, M. S. Sherwin, K. Campman, P. F. Hopkins, S. Fafard, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2183 (1994).
10. И. М. Цидильковский, *Зонная структура полупроводников*, Наука, Москва (1978).
11. *Intersubband Transitions in Quantum Wells*, ed. by E. Rosencher, B. Vinter, and B. Levine, Plenum Press, New York (1992); *Quantum Well Intersubband Transitions: Physics and Devices*, H. C. Liu, B. F. Levine, and J. Y. Andersson, Kluwer Academic, Dordrecht (1994).
12. S. I. Borenstain and J. Katz, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 654 (1989).
13. A. Kastalsky, V. J. Goldman, and J. H. Abeles, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2636 (1991).
14. V. Berger, *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 1453 (1994).
15. F. T. Vasko and Yu. N. Soldatenko, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 544 (1995).
16. P. Ф. Казаринов, P. А. Сурис, *ФТП* **5**, 797 (1971).
17. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivko, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, *Science* **264**, 553 (1994); J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivko, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, *Nature* **387**, 777 (1997); G. Scamarcio, F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, A. L. Hutchinson, D. L. Sivko, and A. Y. Cho, *Science* **276**, 773 (1997).