

©1995 г.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В ДВУМЕРНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ С НЕЗАВИСИМЫМ ЗАХВАТОМ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОНОНОВ

Ю. Пожела, В. Юцене

Институт физики полупроводников и Литовское отделение Всемирной
лаборатории Международного центра научной культуры,
2600, Вильнюс, Литва
(Получена 28 июля 1994 г. Принята к печати 16 августа 1994 г.)

Рассмотрено рассеяние электронов на оптических фононах в слое GaAs, расположенном между двумя гетеробарьерами AlAs/GaAs, когда электроны и фононы захватываются отдельно в квантовые ямы разной толщины, причем электронная яма уже фононной. Рассчитаны скорости рассеяния электронов внутри нижней подзоны и с переходами в верхние подзоны квантовой ямы, а также рассеяние электронов второй подзоны с переходом в нижнюю.

1. Введение

Захват электронов и оптических фононов в квантовые ямы существенно изменяет скорость электрон-фононного рассеяния [1-4]. Особенно значительный вклад дает рассеяние на фононных модах, обусловленных границами квантовой гетероструктуры [5].

Различная физическая природа захвата электронов и оптических фононов в квантовые ямы позволяет осуществить их отдельное квантование и реализовать структуры со смещением электронной квантовой ямы относительно фононной, что может радикально изменить скорость электрон-фононного рассеяния, в частности, ослабить или устранить рассеяние электронов фононами на границах в гетероструктуре [6].

В настоящей работе определены особенности, которые вносит в электрон-фононное рассеяние отдельный захват электронов и фононов в квантовые ямы в гетероструктуре типа AlAs/GaAs/AlAs. Вычисляется рассеяние захваченного электрона первой (нижней) подзоны путем эмиссии и абсорбции независимо захваченного фонона с переходом электрона как внутри первой подзоны, так и с перебросом во вторую и третью подзоны электронной квантовой ямы. Вычисляется также скорость электрон-фононного рассеяния во второй подзоне за счет переходов в нижнюю подзону.

2. Структуры с раздельным квантованием электронов и фононов

Захват электронов в квантованные состояния возникает вследствие отражения электронных волн от потенциальных барьеров, образующих квантовую яму. Захват фононов является результатом отражения упругих волн оптических колебаний решетки от границ раздела между слоями гетероструктуры. Потенциальные барьеры в слоях структуры не квантуют состояний фононов. Полный захват оптических колебаний решетки происходит в полупроводниковом слое, помещенном между двумя слоями другого полупроводника, когда дисперсионные кривые оптических колебаний на границах раздела между слоями не пересекаются. Такой слоистой структурой является, например, AlAs/GaAs/AlAs: частота оптических колебаний в GaAs значительно меньше, чем в AlAs. Акустические колебания в структуре AlAs/GaAs/AlAs не испытывают полного отражения на гетеропереходах и не захватываются, как оптические.

На рис. 1 приведены примеры двумерных структур с раздельным захватом в квантованные состояния электронов и фононов и идеализированные схематические изображения этих структур. На рис. 1,а показана структура AlAs/GaAs/AlAs с совместным захватом электронов и фононов. В этой структуре границы гетеропереходов являются отражателями для фононных волн и одновременно потенциальными барьерами для электронов. На рис. 1,б-е изображены структуры с раздельным квантованием электронов и фононов. Границы гетеропереходов AlAs/GaAs во всех структурах определяют квантовую яму для оптических фононов в слое GaAs. Потенциальные барьеры в зоне проводимости в виде p - n -перехода, планарно легированной структу-

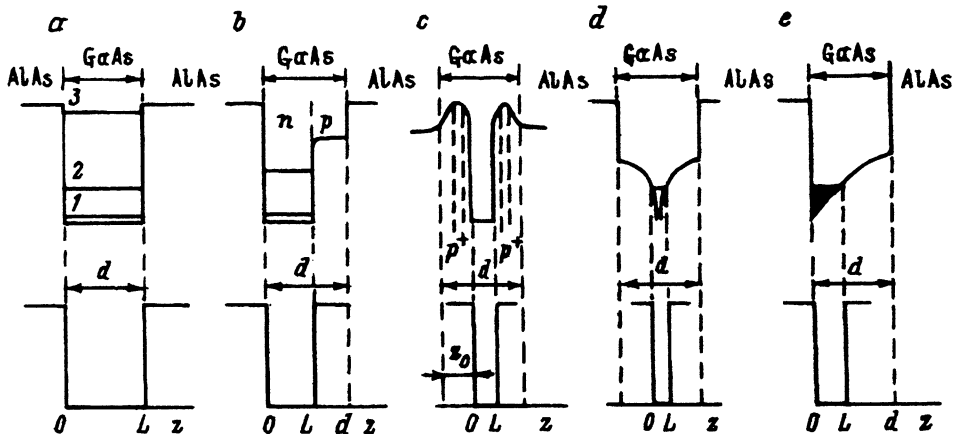


Рис. 1. Структуры с независимым захватом электронов и оптических фононов (верхний ряд) и идеализированные схемы этих структур (нижний ряд). Сплошные линии: потенциал зоны проводимости — квантовая яма шириной L для электронов; штриховые линии: границы гетеропереходов AlAs/GaAs — квантовая яма шириной d для оптических фононов. а — совместный захват электронов и фононов, б — независимый захват электронов в n -слое p - n -перехода и фононной яме AlAs/GaAs/AlAs, в — то же в p^+ - n - p^+ -структуре, д — то же в δ -легированном слое, е — то же в канале AlAs/GaAs/AlAs полевого транзистора с модулированным легированием.

ры $p^+ - n - p^+$, δ -слоя и гетеробарьера в полевом транзисторе с модулированным легированием определяют квантовую яму для электронов. При расчетах скоростей рассеяния электронов в структурах с независимым квантованием (захватом) электронов и фононов мы будем рассматривать идеализированные схемы структур, показанные в нижнем ряду рис. 1.

Электронные квантовые ямы считаем прямоугольными с бесконечными барьерами. Волновая функция электрона тогда запишется в виде

$$\Psi_e = \Psi_0 e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \mathbf{r}_{\parallel}} \sin(k_z z). \quad (1)$$

Здесь Ψ_0 — нормированный множитель, \mathbf{k}_{\parallel} и \mathbf{r}_{\parallel} — волновой вектор и координата электрона в плоскости, параллельной потенциальным барьерам квантовой ямы, k_z — волновое число в направлении квантования z . В z -направлении волновая функция электрона представляет собою стоячую волну с узлами на границах потенциальной ямы при $z = 0$ и $z = L$ (рис. 1) и волновым числом

$$k_z = s \frac{\pi}{L}, \quad s = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

В качестве волновой функции для потенциальной волны захваченных оптических колебаний решетки принимается функция

$$\varphi_q = \varphi_{q0} e^{i\mathbf{q}_{\parallel} \mathbf{r}_{\parallel}} \sin[q_z(z + z_0)]. \quad (3)$$

Здесь φ_{q0} — нормированный множитель, \mathbf{q}_{\parallel} и \mathbf{r}_{\parallel} — волновой вектор и координата фонона в плоскости слоя GaAs, q_z — волновое число фонона в направлении квантования,

$$q_z = n \frac{\pi}{d}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

Стоячая волна в направлении квантования имеет узлы на границах гетеропереходов при $z = -z_0$ и $z = d - z_0$. Координата z_0 соответствует сдвигу электронной квантовой ямы относительно фононной (рис. 1, с).

Использование аппроксимации (3) в качестве волновой функции для захваченных оптических фононов, как показали расчеты скоростей электрон-фононного рассеяния в обычных структурах с совместным захватом электронов и фононов (рис. 1, а), дает результаты, близкие к полученным с помощью более точных представлений для волновых функций захваченных оптических фононов [5].

3. Скорость рассеяния электронов в двумерной квантовой яме на отдельно захваченных оптических фононах

В предположении диэлектрической модели и фреilihовской константы электрон-фононной связи скорость рассеяния электрона из состояния \mathbf{k}_i в любое другое \mathbf{k}_j путем эмиссии или абсорбции продольного оптического фонона в двумерной двойной гетероструктуре (рис. 1) равна

$$W_{ij}^{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2\pi\hbar} \sum_{q_z} \int d\mathbf{q}_{\parallel} \frac{B_0}{q_{\parallel}^2 + q_z^2} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j \mp \hbar\omega_0 I_{ij}^2), \quad (5)$$

где

$$I_{ij} = \delta_{k_{\parallel}^i, k_{\parallel}^j \pm q_{\parallel}} \sqrt{\frac{2}{d} \frac{2}{L}} \int_0^L \sin(k_z^i z) \sin(k_z^j z) \sin[q_z(z + z_0)] dz, \quad (6)$$

q_{\parallel} , k_{\parallel} и q_z , k_z — значения волновых векторов фононов и электронов в плоскости квантовой ямы и в направлении квантования структуры соответственно; i — индекс начального состояния; j — индекс конечного состояния; \mathcal{E} — энергия электрона; $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона; $\delta_{k_{\parallel}^i, k_{\parallel}^j \pm q_{\parallel}}$ — символ Кронекера; δ — дельта-функция;

$$N_q = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_0/k_B T) - 1}; \quad (7)$$

$$B_0 = \frac{\hbar\omega_0 e^2}{2\epsilon_0} \left(\frac{1}{\chi_{\infty}} - \frac{1}{\chi_s} \right); \quad (8)$$

ϵ_0 — электрическая постоянная; χ_{∞} и χ_s — оптическая и статическая диэлектрические проницаемости. Знак плюс в уравнении (5) соответствует эмиссии оптического фонона, а минус — абсорбции.

Рассматривается рассеяние электрона в квантовой яме шириною L , расположенной внутри фононной ямы шириною d , причем

$$L + z_0 \leq d, \quad (9)$$

где z_0 — сдвиг электронной квантовой ямы по отношению к фононной (рис. 1, с).

Для n -GaAs принимается $\hbar\omega_0 = 0.037$ эВ, $\chi_{\infty} = 10.9$, $\chi_s = 12.9$, $B_0 = 121.5 \cdot 10^{-49} \text{ В}^2 \cdot \text{А}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{см}$ и $m = 0.067m_0$. Расчеты проводятся при комнатной температуре $T = 293 \text{ К}$ ($N_q = 0.30$).

Прямое интегрирование (5) дает

$$W_{ij}^{\pm} = W_0^{\pm} \sum_b I_{qij}^{\pm} I_{zij}^2, \quad (10)$$

где

$$W_0^{\pm} = \frac{mB_0}{\pi\hbar^3} \left(N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right),$$

для GaAs при $T = 293 \text{ К}$

$$W_0^{\pm} = \left(0.3 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) 2.0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (11)$$

$$I_{qij}^{\pm} = \frac{L^2}{\pi \sqrt{(\pm L^2/L_{\text{opt}}^2 + s_j^2 - s_i^2 - b)^2 + 4b^2 (L^2/L_{\text{opt}}^2) \mathcal{E}^*}}, \quad (12)$$

$$L_{\text{opt}}^2 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m\hbar\omega_0}, \quad (13)$$

для GaAs $L_{\text{opt}} = 123 \text{ \AA}$,

$$b = Lq_z/\pi, \quad (14)$$

$$\mathcal{E}^* = \mathcal{E}_k/\hbar\omega_0, \quad (15)$$

s_i и s_j — номера подзон электрона до и после рассеяния, \mathcal{E}^* — безразмерная величина, кинетическая энергия электрона \mathcal{E}_k в начальном состоянии в единицах энергии оптического фотона,

$$I_{z_{11}} = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2}{d}} \frac{\cos[b\pi(z_0/L + 1)] - \cos(b\pi z_0/L)}{b(b^2 - 4)}, \quad b \neq 2, \quad (16)$$

$$I_{z_{11}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{2z_0\pi}{L}\right), \quad b = 2,$$

$$I_{z_{12}} = I_{z_{21}} = \frac{8}{\pi} \sqrt{\frac{2}{d}} \frac{b\{\cos[b\pi(z_0/L + 1)] + \cos(b\pi z_0/L)\}}{(b^2 - 1)(b^2 - 9)}, \quad b \neq 1, 3, \quad (17)$$

$$I_{z_{12}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{z_0\pi}{L}\right), \quad b = 1,$$

$$I_{z_{12}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{3z_0\pi}{L}\right), \quad b = 3,$$

$$I_{z_{13}} = I_{z_{31}} = \sqrt{\frac{2}{d}} \frac{6b\{\cos[b\pi(z_0/L + 1)] - \cos(b\pi z_0/L)\}}{\pi(b^2 - 4)(b^2 - 16)}, \quad b \neq 2, 4, \quad (18)$$

$$I_{z_{13}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(2\frac{z_0\pi}{L}\right), \quad b = 2,$$

$$I_{z_{13}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(4\frac{z_0\pi}{L}\right), \quad b = 4.$$

Условия сохранения энергии в акте рассеяния накладывают ограничения на величину кинетической энергии электрона в начальном состоянии. При переходе из i -й подзоны в j -ю за счет эмиссии фотона кинетическая энергия электрона \mathcal{E}_{ki} в i -й подзоне должна иметь значения

$$\mathcal{E}_{ki}^e \geq (\mathcal{E}_{sj} - \mathcal{E}_{si}) + \hbar\omega_0, \quad (19)$$

а при переходах за счет поглощения фотона из нижней подзоны в верхнюю

$$\mathcal{E}_{ki}^a \geq (\mathcal{E}_{sj} - \mathcal{E}_{si}) - \hbar\omega_0 \geq 0. \quad (20)$$

На переходы из верхней подзоны в нижнюю за счет поглощения фотона нет ограничений.

Из условий (19), (20) вытекают ограничения на ширину электронной ямы. Переходы с эмиссией фотона возможны, если

$$L > L_{\text{opt}} \sqrt{\frac{s_j^2 - s_i^2}{\mathcal{E}^* - i}}. \quad (21)$$

Переходы с абсорбцией фонона из нижней i -й подзоны в верхнюю возможны при условии

$$L > L_{\text{opt}} \sqrt{\frac{s_j^2 - s_i^2}{\mathcal{E}^* + 1}}. \quad (22)$$

При вычислениях рассеяния электронов с переходами между подзонами следует учитывать условия (19)–(22).

4. Рассеяние электронов в первой (нижней) подзоне двумерной квантовой ямы

Рассмотрим проявление раздельного захвата электронов и фононов в идеализированных структурах типа AlAs/GaAs/AlAs, показанных на рис. 1, на рассеяние электронов первой (нижней) подзоны ($s_i = 1$). Учтем рассеяние за счет абсорбции и эмиссии оптического фонона при переходах внутри подзоны, W_{11}^{\pm} , а также при переходах из нижней подзоны во вторую подзону, W_{12}^{\pm} , и третью подзону, W_{13}^{\pm} . Скорости рассеяния в более высокие подзоны малы, поэтому суммарная скорость рассеяния в первой подзоне определяется рассеянием с переходами в упомянутые три подзоны:

$$W_1 = W_{11}^+ + W_{11}^- + W_{12}^+ + W_{12}^- + W_{13}^+ + W_{13}^-. \quad (23)$$

На рис. 2 приведены значения компонент W_{11}^{\pm} , W_{12}^{\pm} , W_{13}^{\pm} скорости рассеяния электрона в GaAs при $\mathcal{E}^* = 2$ в зависимости от ширины квантовой ямы L при совместном захвате электронов и фононов ($L = d$, $z_0 = 0$, рис. 1, а). Отметим, что переходы между подзонами возможны лишь при выполнении условий (21) и (22), которые в случае GaAs и энергии электрона $\mathcal{E}^* = 2$ определяют минимальные значения толщины электронной квантовой ямы L_{min} для рассеяния с межподзонными переходами $L_{\text{min}}(W_{12}^+) = 213 \text{ \AA}$, $L_{\text{min}}(W_{12}^-) = 123 \text{ \AA}$, $L_{\text{min}}(W_{13}^+) = 348 \text{ \AA}$ и $L_{\text{min}}(W_{13}^-) = 201 \text{ \AA}$. При совместном квантовании скорости рассеяния с переходами внутри первой подзоны ($s = 1$), W_{11}^+ и W_{11}^- , растут с ростом ширины электронной потенциальной ямы, достигая максимальной величины при $L = L_{\text{opt}} = 123 \text{ \AA}$, которая соответствует волновому числу электрона с энергией, равной энергии оптического фонона (13). Затем скорости внутризонного рассеяния плавно спадают с ростом ширины ямы L . Скорость рассеяния с переходами в верхние подзоны, W_{12}^{\pm} и W_{13}^{\pm} , слабо зависит от ширины L электронной квантовой ямы (рис. 2). Зубчатый характер зависимости суммарной скорости рассеяния W_1 от L обусловлен подключением межподзонных электронных переходов.

Раздельное квантование повышает скорость рассеяния электронов за счет эмиссии или абсорбции фонона с переходом внутри подзоны, W_{11}^+ и W_{11}^- , и относительно слабо проявляется в W_{12}^{\pm} и W_{13}^{\pm} . На рис. 3 приведены зависимости скорости внутризонного рассеяния электронов за счет эмиссии фононов, W_{11}^+ , от ширины электронной квантовой ямы в отсутствие ($z_0 = 0$) и при наличии ($z_0 = 100 \text{ \AA}$) сдвига электронной квантовой ямы относительно фононной. Существенное

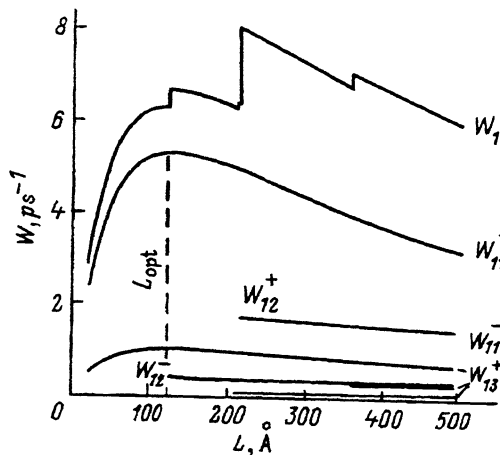


Рис. 2. Зависимость от ширины электронной квантовой ямы L скорости рассеяния электронов на захваченных оптических фонах в структуре с совместным квантованием электронов и фононов. W_{1j} — компоненты скоростей рассеяния электронов первой подзоны в j -е подзоне, W_1 — суммарная скорость рассеяния. $\mathcal{E}^* = 2$, $T = 293$ К.

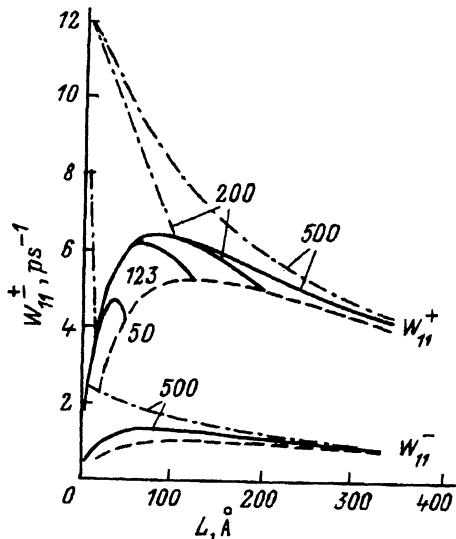


Рис. 3. Скорость рассеяния электронов первой подзоны в структуре с разделным захватом электронов и фононов при эмиссии (W_{11}^+) и абсорбции (W_{11}^-) фононов ($L > d$). Указаны значения ширины фононной квантовой ямы d в Å . Сдвиг электронной квантовой ямы относительно фононной: сплошные линии — $z_0 = 0$, штрихпунктирные — $z_0 = 100$ Å ; штриховые линии — совместное квантование ($L = d$, $z_0 = 0$). $\mathcal{E}^* = 2$, $T = 293$ К.

повышение скорости внутриподзонного рассеяния W_{11} имеет место в области $L < L_{\text{opt}}$. При $L \gg L_{\text{opt}}$ отдельное квантование не изменяет величины W_{11}^+ по сравнению со случаем совместного квантования. В этой области рассеяние электронов не зависит от ширины фононной ямы, оно близко к рассеянию захваченных электронов на объемных незахваченных фонах. В области $L \leq L_{\text{opt}}$ скорость внутриподзонного рассеяния зависит от ширины фононной ямы d и особенно резко от величины сдвига z_0 электронной квантовой ямы относительно фононной.

В структуре, когда электронная яма прижата к фононной ($z_0 = 0$), повышение скорости рассеяния за счет отдельного квантования достигает максимального значения и далее, когда $d \geq 2L_{\text{opt}}$, не зависит от d . При $d \leq L_{\text{opt}}$ значения скорости внутриподзонного рассеяния лежат между значениями, соответствующими случаю широкой фононной ямы ($d \gg L_{\text{opt}}$), и значениями в случае совместного квантования.

Значительное увеличение W_{11}^+ имеет место в структурах с отрывом электронной ямы от фононной ($z_0 \neq 0$, рис. 1, c, d). На рис. 3 приведены значения $W_{11}^+(L)$ при $z_0 = 100$ Å и различных d . Это увеличение особенно велико при малых L независимо от величины d . Заметим, что при $L + z_0 = d$ величина W_{11}^+ совпадает со значениями при $z_0 = 0$. В

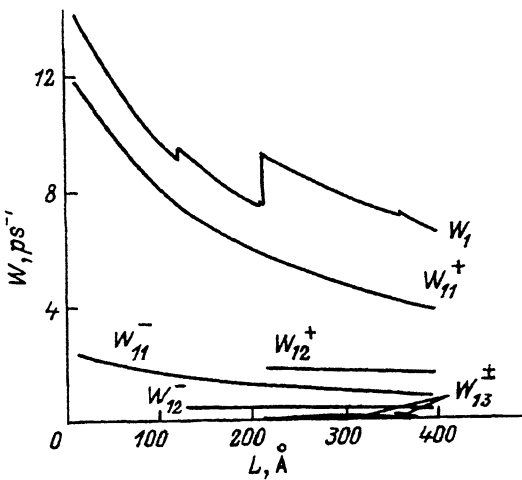


Рис. 4. Скорость рассеяния электронов первой подзоны на захваченных оптических фононах в структуре с раздельным квантованием ($L > d = 500 \text{ \AA}$, $z_0 = 100 \text{ \AA}$) от ширины электронной квантовой ямы. Обозначения те же, что и на рис. 2. $\mathcal{E}^* = 2$, $T = 293 \text{ K}$.

области $L \gg L_{\text{opt}}$ сдвиг z_0 , как и вообще раздельное квантование, не влияет на величину W_{11}^+ .

На рис. 4 приведена зависимость от ширины квантовой ямы суммарной скорости рассеяния электронов с энергией $\mathcal{E}^* = 2$ в первой подзоне при раздельном квантовании фононов. Сравнение со случаем совместного квантования (рис. 2) показывает, что наиболее радикальное изменение скорости рассеяния имеет место в случае сдвига $z_0 \neq 0$ узкой электронной квантовой ямы ($L \ll L_{\text{opt}}$) относительно стенки более широкой фононной. Физически такой рост скорости рассеяния обусловлен смещением электронной ямы в область пучностей фононных мод с низким квантовым номером n .

На рис. 5 приведена зависимость суммарной скорости рассеяния электронов на захваченных фононах от безразмерной энергии электрона \mathcal{E}^* . При всех значениях кинетической энергии электронов первой подзоны скорость их рассеяния при раздельном квантовании выше, чем в случае совместного квантования.

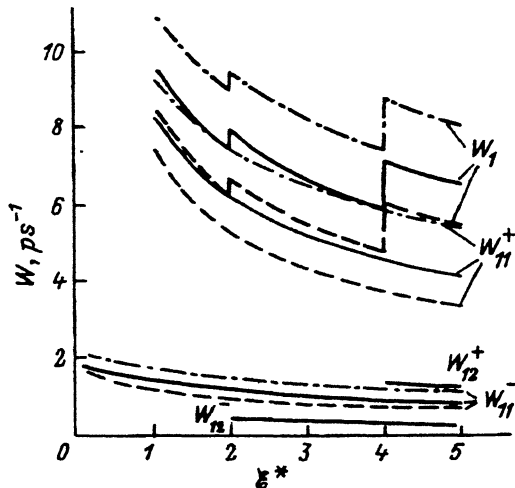


Рис. 5. Зависимости скоростей рассеяния электронов на захваченных фононах от энергии электронов при $L = 123 \text{ \AA}$: сплошная толстая линия — суммарная скорость W_1 при $z_0 = 0$ и $d = 400 \text{ \AA}$, сплошные тонкие линии — компоненты W_{11}^\pm и W_{12}^\pm ; штрихпунктирная толстая линия — суммарная скорость W_1 , штрихпунктирные тонкие линии — компоненты W_{11}^\pm при $z_0 = 100 \text{ \AA}$; штриховая толстая линия — скорость рассеяния W_1 , штриховые тонкие линии — компоненты W_{11}^\pm при совместном квантовании ($L = d = 123 \text{ \AA}$).

5. Рассеяние электронов из второй подзоны в первую при раздельном квантовании электронов и фононов

Скорость остывания оптически возбужденных до высоких энергий электронов в большой степени определяется скоростью их рассеяния из верхней подзоны ($s = 2$) в нижнюю ($s = 1$). Междозонное рассеяние с эмиссией фонона, W_{21}^+ , доминирует над рассеянием с абсорбцией фонона, W_{21}^- , в узких ямах, $L < \sqrt{\mathcal{E}_2^* + 3}L_{\text{opt}}$, где \mathcal{E}_2^* — безразмерная кинетическая энергия электрона во второй подзоне. На рис. 6 приведена зависимость скорости W_{21}^+ от ширины электронной квантовой ямы L при трех значениях кинетической энергии электрона ($\mathcal{E}_2^* = 0, 1, 3$) в случаях раздельного и совместного квантования.

В отличие от рассеяния в первой подзоне междозонное рассеяние ($2 \rightarrow 1$) не чувствительно к сдвигу z_0 электронной квантовой ямы относительно фононной. Междозонное рассеяние в случае раздельного квантования всегда несколько выше, чем при совместном квантовании. Зависимость $W_{21}(L)$ не имеет максимума и монотонно растет с ростом L . Заметим, что при $\mathcal{E}_2^* < 1$ эта зависимость суперлинейна, а при $\mathcal{E}_2^* > 1$ — сублинейна. В широких ямах, когда $L > \sqrt{\mathcal{E}_2^* + 3}L_{\text{opt}}$, переход $2 \rightarrow 1$ с эмиссией фонона исключен и рассеяние W_{21} определяют переходы с абсорбцией фонона. Поэтому суммарная зависимость $W_{21}(L)$ имеет зубчатый характер.

6. Выводы

1. В одиночной двумерной структуре типа AlAs/GaAs/AlAs оптические фононы захватываются в слое GaAs отдельно от электронов, если внутри слоя GaAs образована потенциальная квантовая яма, в которую захватываются электроны.

2. Раздельный захват электронов в квантовую яму шириной L , а оптических фононов в GaAs в квантовую яму шириной d , причем $L < d$, увеличивает в сравнении со случаем совместного их захвата ($L = d$) скорость электрон-фононного рассеяния как в нижней подзоне электронной ямы, так и при переходах из второй подзоны в нижнюю.

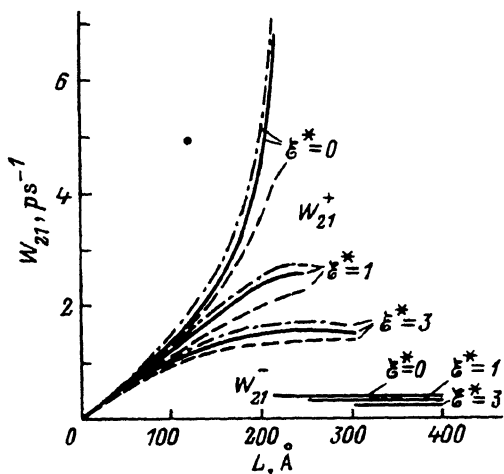


Рис. 6. Зависимость от ширины электронной ямы L скорости рассеяния электронов второй подзоны с энергией $\mathcal{E}_2^* = 0, 1, 3$ с переходом в первую с эмиссией (W_{21}^+) и абсорбцией (W_{21}^-) захваченного оптического фонона при $d = 450 \text{ \AA}$ и относительном сдвиге электронной и фононной ям $z_0 = 0$ (сплошные линии) и $z_0 = 100 \text{ \AA}$ (штрихпунктирные). Штриховые кривые относятся к совместному квантованию ($L = d$).

3. Увеличение рассеяния электронов нижней подзоны на фонах при раздельном их захвате пренебрежимо мало в толстых слоях ($L \gg L_{\text{opt}} = 123 \text{ \AA}$) и значительно в тонких ($L \ll L_{\text{opt}}$). Это увеличение достигает десятков процентов, когда электронная квантовая яма прижата к стенке фононной, и сотен процентов при отрыве электронной квантовой ямы от стенки фононной ямы.

4. Скорость рассеяния электронов из второй в первую (нижнюю) подзону при раздельном квантовании ($L < d$) почти не зависит от сдвига электронной квантовой ямы относительно фононной. Время релаксации электронов с переходом из второй в нижнюю подзону за счет эмиссии или абсорбции оптического фона в узких ($L < 50 \text{ \AA}$) и широких ($L > 200 \text{ \AA}$) ямах превышает 2 пс и не зависит от толщины фононной ямы.

Список литературы

- [1] B. Jusserand, M. Cardona. In: *Light Scattering in Solids*, ed. by M. Cardona, G. Guntherodt (Berlin, Springer, 1985) p. 49.
- [2] N. Mori, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **40**, 6175 (1989).
- [3] B.K. Ridley. *Phys. Rev. B*, **39**, 5282 (1989).
- [4] J. Menendez. *J. Luminesc.*, **44**, 285 (1989).
- [5] H. Rucker, E. Molinari, P. Lugli. *Phys. Rev. B*, **45**, 6747 (1992).
- [6] J. Požela, G. Butkus, V. Jucienė. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, (1994) (in press).

Редактор Л.В. Шаронова

Electron-optical phonon scattering in two-dimensional structures with independent electron and phonon confinement

J. Požela, V. Jucienė

Semiconductor physics Institute and Lithuanian Branch of world Laboratory of International Center for Scientific Culture, 2600 Vilnius, Lithuania

Electron-optical phonon scattering in a GaAs layer sandwiches between two AlAs/GaAs heterobarriers when electrons and phonons are confined independently in their quantum wells of different thicknesses (and electron quantum well is thinner than the phonon one) are considered. Electron-phonon scattering rates in the lowest subband of electron quantum well and intersubband scattering rates when electrons are transferred from the lowest subband to upper subbands as well as from the second subband to the lowest one are calculated.