

01;06.2;06.3

©1994

ИНВЕРСИЯ ЗАСЕЛЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОДЗОН ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ТРАНСПОРТЕ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ

А.С. Тагер, И.П. Четурных

Формирование инверсного распределения электронов по энергетическим уровням, при котором число электронов на верхних уровнях больше, чем на нижних, лежит в основе механизма работы большинства активных квантовых приборов. Применительно к поперечному электронному транспорту в полупроводниковых квантовых гетероструктурах, эта проблема рассмотрена в [1], где показано, что в сверхрешетках инверсное распределение электронов может быть получено в результате их перехода под действием сильного электрического поля с нижнего дискретного уровня одной квантовой ямы на верхний уровень соседней квантовой ямы. Цель настоящего сообщения — указать на возможный механизм формирования инверсного распределения при продольном квазибаллистическом транспорте электронов в $1D$ и $2D$ гетероструктурах (т.н. электронных волноводах). В этом случае инверсное распределение может достигаться вследствие скачкообразного изменения энергии поперечного движения электронов; при их прохождении через нерегулярный участок волновода.

Рассмотрим баллистическое движение моноэнергетического (с энергией ε) потока электронов вдоль оси z прямолинейного электронного волновода с внутренним потенциалом $V = V(x, y)$, ограниченного по периферии потенциальным барьером V_B . Если энергия поперечного движения электронов ε_{\perp} не превышает V_B , то спектр их возможных состояний описывается волновыми функциями

$$\Psi = \exp[-i(\omega t - \gamma_s)] \Psi_{\perp, s}, \quad (1)$$

где $s = n, l = 1, 2 \dots N, l$ для $1D$ структур и $s = n = 1, 2 \dots N$ для $2D$ структур.

Каждая s -ая волновая функция соответствует электронам с фиксированной энергией поперечного движения

$$V_s^* = \frac{\hbar^2}{2m^*} \beta_s^2, \quad (2)$$

где β_s — собственные значения уравнения Гельмгольца для поперечной волновой функции $\Psi_{\perp}(x, y)$, описывающей состояние электрона в образующей электронный волновод потенциальной яме $V_B - V(x, y)$.

Постоянные распространения электронных волн (волноводных мод) при $V(x, y) = V = \text{const}$ запишутся в виде:

$$\gamma_s = \left[-\frac{2m^*}{\hbar^2} (\varepsilon - V - V_s^*) \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Согласно (3) без затухания вдоль волновода могут распространяться только низшие моды (с малыми s), соответствующие электронам с кинетической энергией $\varepsilon - V > V_s^*$. Прохождение электронного потока через нерегулярный участок волновода сопровождается как возбуждением высших затухающих мод, соответствующих отраженным электронам, так и изменением амплитуд распространяющихся мод, т.е. перераспределением электронов между энергетическими уровнями (подзонами) V_s^* .

При резком и достаточно большом изменении параметров волновода (деформации поперечного сечения, изгибе, изменении зависимости $V(x, y)$) переброс электронов из одной подзоны в другую может кардинально изменить их исходное распределение, и при определенных условиях, приводить к его инвертированию. Покажем это на примере $2D$ электронного волновода, ограниченного бесконечными потенциальными барьерами. Потенциал V внутри волновода примем постоянным и равным нулю. Допустим, что в некотором сечении $z = z_0$ ширина волновода изменяется скачком от a_I до $a_{II} > a_I$. Энергии дискретных уровней на участках $I(a_I)$ и $II(a_{II})$ различны

$$V_{n,k}^8 = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* a_k^2}, \quad k = I, II. \quad (4)$$

На достаточном удалении от этого сечения в волновод I инжектируется моноэнергетический поток электронов с энергией $V_{1,I}^* < \varepsilon < V_{2,I}^*$ так, что электроны заполняют только низшую подзону, и к сечению z_0 подходит одна волновая мода с амплитудой $|\Psi_1|_I = 1$. Если при этом $\varepsilon > V_{n,II}^*$ ($n = 1, 2, 3 \dots$), то электроны, прошедшие в участок II , распределяются между подзонами $V_{n,II}^*$ с относительными концентрациями $|\psi_n|_{II}^2$. С увеличением a_{II} число распространяющихся на участке II волноводных мод возрастает и их относительные интенсивности изменяются. Значения $|\psi_n|_{II}^2$ зависят как от величины уступа a_{II}/a_I , так и от степени его ассиметрии относительно оси волновода.

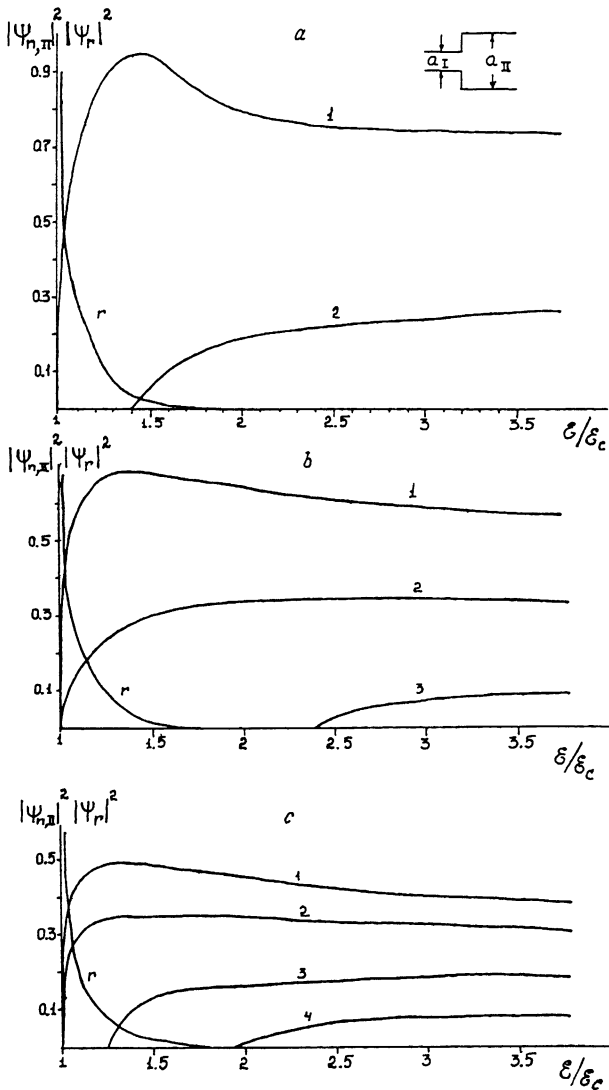


Рис. 1. Зависимость от энергии электронов ϵ их распределения по энергетическим подзонам $V_{n,II}^*$ на симметричном стыке двух (I, II) 2D гетероструктур различной толщины $a_I < a_{II}$.
 $a - a_{II}/a_I = 2.5$, $b - a_{II}/a_I = 3.2$, $c - 4a_{II}/a_I = 4.8$. 1 — $V_{1,II}^*$; 2 — $V_{3,II}^*$; 3 — $V_{5,II}^*$; 4 — $V_{7,II}^*$; $r - |\psi_r|^2$.

Результаты расчетов зависимостей $|\psi_n|_{II}^2(\epsilon)$ для симметричного и ассимметричного уступов иллюстрируются рис. 1 и рис. 2. Расчеты выполнялись с помощью алгорит-

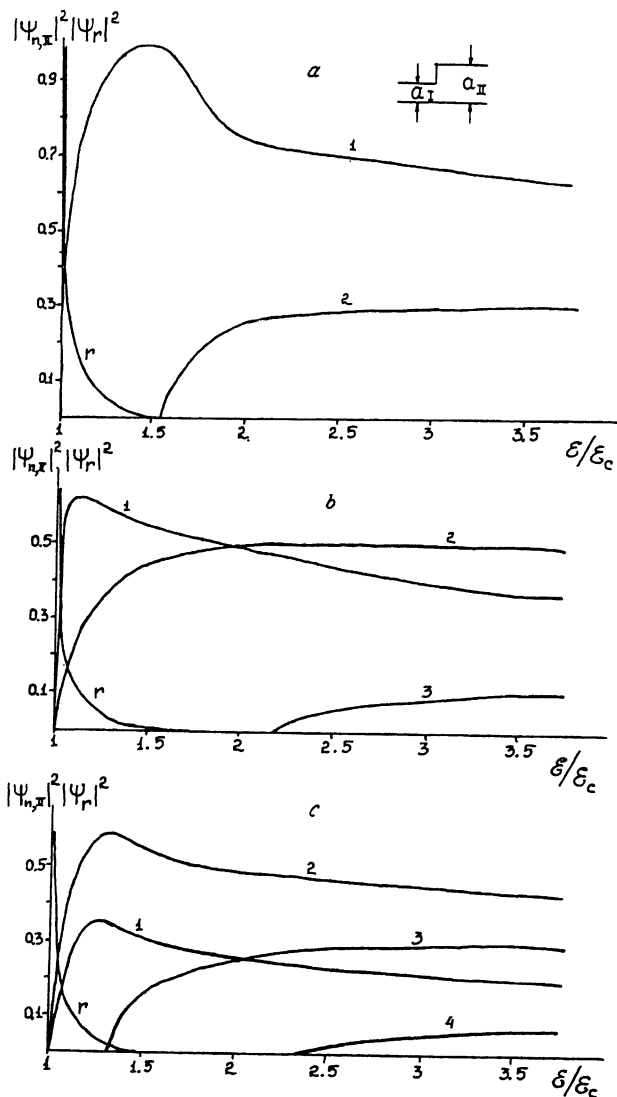


Рис. 2. Зависимость от энергии электронов ϵ их распределения по энергетическим подзонам $V_{n,II}^*$ на симметричном стыке двух $2D$ гетероструктур различной толщины $a_I < a_{II}$.

a — $a_{II}/a_I = 1.6$, b — $a_{II}/a_I = 2$, c — $a_{II}/a_I = 2.6$. 1 — $V_{1,II}$; 2 — $V_{2,II}$;

3 — $V_{3,II}$; 4 — $V_{4,II}$; r — $|\psi_r|^2$.

мов, разработанных для определения многомодовых матриц рассеяния волноводных сочленений [2].

Наблюдаются следующие закономерности:

1. Вероятность отражения электронов от уступа $|\psi_r|^2$, близкая к единице при энергии $\varepsilon \approx \varepsilon_c = V_{1,I}^*$, резко падает при увеличении $\varepsilon > \varepsilon_c$, так что при всех $a_{II}/a_I < 2.6$ (асимметричный уступ) и $a_{II}/a_I < 4.8$ (симметричный уступ) $|\psi_r|^2 \leq 10^{-2}$ уже при $\varepsilon/\varepsilon_0 \geq 1.4$.

2. При симметричном уступе (рис. 1) на участке II заселяются только нечетные подзоны $V_{n,II}^*$, $n = 1, 3, 5 \dots$, инверсия распределения электронов по этим подзонам не достигается ни при каких значениях их энергии. Вместе с тем имеет место инверсия заселенности соседних (нечетных и четных) подзон.

3. Эффективность “заброса” электронов в верхние подзоны на асимметричном уступе значительно больше, чем на симметричном. При этом электроны заселяют все подзоны с $|V_n^*|_{II} < \varepsilon$, их концентрация на верхних подзонах тем больше, чем больше уступ и энергия электронов (рис. 2).

4. Отношения концентраций электронов в верхних подзонах к их концентрации в нижней подзоне $|\psi_n|_{II}^2/|\psi_1|_{II}^2$ ($n = 2, 3, 4 \dots$) возрастают с энергией ε . В волноводе с асимметричным уступом, начиная с определенных значений $\varepsilon = \varepsilon_{1,n}$ наблюдается инверсия заселенности n -х подзон. Пороговые значения $\varepsilon_{1,2} < \varepsilon_{1,3} < \varepsilon_{1,4}$ тем меньше, чем больше уступ.

5. Если величина асимметричного уступа лежит в интервале $2.35 < a_{II}/a_I < 3$, то заселенность второй подзоны проходит через максимум $|\psi_2|_{II\max}^2 \approx 0.6$ при энергии $\varepsilon \approx V_{3,II}^*$, при которой начинается заселение третьей подзоны. При дальнейшем увеличении энергии электронов заселенности первой и второй подзон монотонно снижаются, а степень их инверсии возрастает, достигая при $\varepsilon/\varepsilon_c = 3.5$ значения $|\psi_2|_{II}^2/|\psi_1|_{II}^2 \approx 2$.

Инверсная заселенность может реализоваться и при движении электронов вдоль волновода постоянного поперечного сечения, если на их пути резко изменяется поперечный профиль потенциала $V(x, y)$. Примером может служить однородная $2D$ гетероструктура с прямоугольным профилем квантовой ямы, образующая электронный волновод шириной a , к которому на некотором участке II приложена поперечная разность потенциалов U , формирующая внутри волновода потенциальный профиль, близкий к треугольному. Электроны с энергией ε , движущиеся вдоль волновода I по нижней подзоне $V_{1,I}^*$, при переходе в волновод II распределяются по подзонам $V_{1,II}^* < V_{2,II}^* < V_{3,II}^* \dots < \varepsilon, U$. Их концентрации в этих подзонах пропорциональны интегралам перекрытия волновых функций соответствующих состояний с волновой функцией состояния $V_{1,I}^*$.

Поскольку последняя имеет вид полукосинусоиды $\cos \frac{\pi x}{2a}$, а волновые функции треугольной ямы (функции Эйри) близки по форме к полукосинусоидам $\cos \left[\frac{\pi x}{2a} (V_{n,II}^*/U) \right]$, то интегралы перекрытия возрастают с увеличением $V_{n,II}^*$. Поэтому на участке, к которому приложена поперечная разность потенциалов, будет наблюдаться инверсное распределение электронов. Авторы признательны И.В.Беляевой и Р.А.Силину за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 94-02-04449.

Список литературы

- [1] Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. // ФТП. 1972. Т. 6. С. 148-162.
- [2] Силин Р.А., Чепурных И.П. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 2. С. 287-294.

Поступило в Редакцию
13 июня 1994 г.