

ИНВЕРСНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ОДНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

Алешкин В. Я., Романов Ю. А.

Исследованы условия возникновения инверсных распределений электронов между подзонами квантовой ямы в двухбарьерной структуре с учетом реальных механизмов рассеяния. Инверсия в таких системах возникает, если вероятность ухода электронов из нижней подзоны в контакт (коллектор) превышает вероятность их прихода из верхней подзоны. Найдены условия, при которых инверсия населенностей приводит к генерации электромагнитных колебаний.

В последнее время значительный интерес вызывают исследования двухбарьерных квантовых структур (ДБКС), содержащих одиночную квантовую яму (см., например, обзор [1]). Основные их свойства определяются явлением резонансного туннелирования электронов. В частности, эти структуры обладают отрицательной динамической проводимостью и в силу малой инерционности туннельных процессов могут быть использованы для создания генераторов и усилителей субмиллиметрового и дальнего ИК диапазонов электромагнитных волн.

Отрицательная динамическая проводимость указанных структур — следствие возникновения при пропускании через них электрического тока инверсных по энергии населенностей квазиуровней (подзон), между которыми происходят излучательные переходы. Возможны два случая.

1. Состояния, между которыми происходят излучательные переходы, пространственно разделены потенциальным барьером. Это нелокальные излучательные переходы. Их называют также туннельными излучательными переходами (туннелирование через потенциальный барьер с испусканием фотона). Вероятность таких переходов сравнительно мала в силу малости коэффициента прозрачности соответствующего барьера. Мощность излучения можно повысить путем увеличения концентрации «инверсных электронов» и плотности их начального и конечного состояний, уменьшая, например, размерность электронной системы (квазидвумерный, одномерный или нуль-мерный электронный газ) [1].

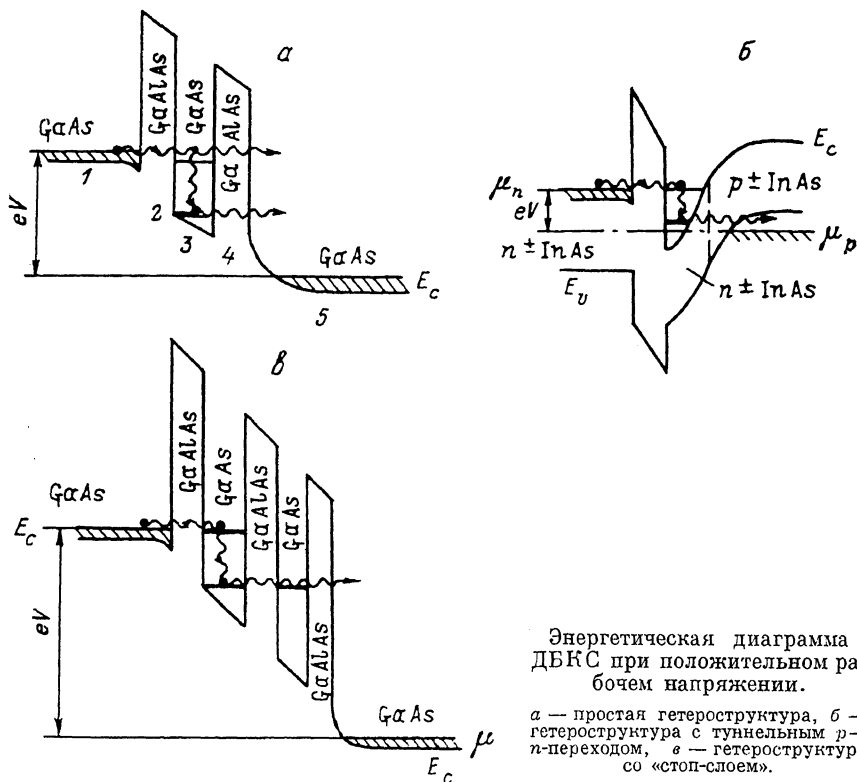
В [2, 3] показана возможность использования таких переходов для усиления и генерации электромагнитного излучения в полупроводниковых сверхрешетках, помещенных в сильное электрическое поле. При этом реализуются инверсные распределения электронов между основным и возбужденным состояниями соседних потенциальных ям (полупроводниковых слоев). В [4, 5] показано, что этот процесс эффективно идет и в ДБКС, где инверсия реализуется между пространственно разделенными состояниями электрона в эмиттере и на квазиуровне ямы.

2. Инверсно заселенные состояния, между которыми происходят излучательные переходы, локализованы в одной и той же области пространства (в одной потенциальной яме или слое). Поэтому вероятности этих переходов не содержат малого коэффициента прозрачности барьера. Если приход электрона (из эмиттера) на верхний квазиуровень осуществляется путем резонансного туннелирования, вероятность которого близка к единице, то и вероятность всего про-

цесса в отличие от первого случая (несмотря на наличие потенциального барьера) не содержит малого коэффициента.

На второй тип инверсии в сверхрешетках, содержащих в квантовых ямах не менее трех квазиуровней, указывалось в [2]. Однако условия реализации инверсных распределений в них не были исследованы.

В настоящей работе исследованы условия возникновения инверсных распределений электронов между двумя двумерными подзонами квантовой ямы в ДБКС с учетом реальных механизмов рассеяния. Инверсия в таких системах, соответствующая второму типу, возникает, если вероятность ухода электронов из нижней подзоны ямы в контакт (коллектор) превышает вероятность их прихода из верхней подзоны. Найдены параметры структуры, при которых это реализуется.



Рассмотрим ДБКС, энергетическая диаграмма которой при рабочем напряжении $V > 0$ приведена на рисунке. Области 1 и 5 (контакты) сильно легированы, остальные по возможности «чистые».

Необходимым является наличие двух (или более) двумерных подзон в квантовой яме структуры. Как видно из рисунка, электроны не могут попасть в нижнюю подзону непосредственно из контактов, так как зона проводимости в левом контакте выше дна первой подзоны, а в правом — уровень Ферми ниже резонансных подзон. Основным каналом прихода электронов в нижнюю подзону ямы является их рассеяние из верхней подзоны, куда они приходят путем резонансного туннелирования из левого контакта.

Распределение электронов между подзонами определяется процессами их рассеяния. Возможны два предельных случая.

1. Переход электронов между подзонами происходит в результате упругих столкновений с частотой ν . Уравнение для населенности N_1 в нижней подзоне имеет вид

$$\frac{dN_1}{dt} = \nu(N_2 - N_1) - \nu_r N_1, \quad (1)$$

где $N_{1,2}$ — поверхностная концентрация электронов в первой и второй подзонах соответственно, ν_T — частота ухода электрона из первой подзоны в правый контакт.

В стационарном состоянии

$$N_1 = N_2 \frac{\nu}{\nu + \nu_T} < N_2. \quad (2)$$

т. е. инверсия возникает при любом $\nu_T > 0$.

II. Столкновения электрона существенно неупругие (например, испускание оптического фонона), так что он не может возвратиться из нижней подзоны в верхнюю. Уравнение для N_1 имеет вид

$$\frac{dN_1}{dt} = \nu_n N_2 - \nu_T N_1, \quad (3)$$

ν_n — частота неупругих столкновений. В стационарном состоянии

$$N_1 = N_2 (\nu_n / \nu_T), \quad (4)$$

т. е. инверсия возникает лишь при

$$\nu_n < \nu_T. \quad (5)$$

Отметим, что в обоих случаях условие возникновения инверсии сводится просто к требованию превышения частоты ухода электронов с нижней подзоны над частотой их прихода на нее и не зависит от интенсивности обмена электронами верхней подзоны с контактами. При упругом обмене электронами между двумерными параболическими подзонами это требование всегда выполняется, поскольку частота ухода электрона с нижней подзоны равна сумме частот его прихода из верхней подзоны и туннельного ухода в контакт. Таким образом, только неупругие рассеяния препятствуют созданию инверсной заселенности подзон. Далее будут подробно рассмотрены три типа неупругого рассеяния: 1) испускание оптических фононов, 2) межэлектронное рассеяние, 3) рассеяние на акустических фононах.

Рассмотрим сначала первый тип рассеяния. В материалах типа GaAs энергия оптического фонона ~ 400 К, т. е. его испускание при не очень высокой температуре — сильно неупругий процесс. Частоты рассеяния электрона на них [6]

$$\nu_{\text{оф}} \approx \frac{\pi e^2 \omega_0}{\kappa \hbar} \sqrt{\frac{2m}{\epsilon_2 - \hbar \omega_0}} \alpha_{21}, \quad \epsilon_2 \gg \hbar \omega_0, \quad (6)$$

где α_{21} — безразмерный множитель, меньший единицы (для прямоугольной ямы с бесконечно высокими стенками $\alpha_{21} = 0.18$), κ — эффективная диэлектрическая проницаемость структуры, ϵ_2 — расстояние между первой и второй подзонами, m, e — эффективная масса и заряд электрона. Поэтому если закон сохранения энергии разрешает испускание оптических фононов, то условие инверсного распределения электронов имеет вид (испускание оптических фононов самый быстрый процесс)

$$\nu_{\text{оф}} < \nu_T. \quad (7)$$

Для оценок можно использовать следующее приближение:

$$\nu_T \approx \frac{\epsilon_2}{2\pi \hbar} D_1, \quad (8)$$

где D_1 — прозрачность правого барьера для электронов нижней подзоны.

Для прямоугольной ямы GaAs при $\epsilon_2 = 14 \hbar \omega_0$ из (6)–(8) получаем условие инверсии

$$D_1 > 0.01. \quad (9)$$

Это условие легко выполнить, например, используя в качестве правого барьера слой AlAs толщиной 17 \AA (три периода решетки), у которого разрыв зоны проводимости с GaAs составляет 1 эВ [7]. В этом случае прозрачность пра-

вого барьера для электронов нижней (первой) подзоны составляет $D_1 \approx 1/77$, а для верхней (второй) — $D_2 \approx 1/16$.

Если закон сохранения энергии запрещает испускание оптических фононов, то энергия электрона релаксирует при межэлектронных столкновениях и при рассеянии на акустических фононах. Для грубых оценок частоты межэлектронных столкновений можно воспользоваться формулой [8]

$$\nu_{ee} \approx (0.2 \div 0.5) N \text{ (с}^{-1}\text{)}, \quad (10)$$

где N — поверхностная концентрация электронов в яме (в см^{-2}).

Частота релаксации энергии на акустических фононах для электронов с энергией $\varepsilon_2 \gg T$ имеет вид

$$\nu_{ак}(\varepsilon_2) = \frac{2E^2 m^2}{\rho \hbar^3 l}, \quad (11)$$

где E — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, l — ширина ямы.

Электрон-электронное столкновение в двумерном газе в отличие от трехмерного существенно неупругое [9]. Мы рассматриваем несимметричные ямы, поэтому запрета на переходы между соседними подзонами не существует [8]. Для слоя GaAs с $l=100 \text{ \AA}$ $\nu_{ак}(\varepsilon_2) \approx 2.2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Поэтому при $N > 10^9 \text{ см}^{-2}$ имеем $\nu_{ee} > \nu_{ак}(\varepsilon_2)$, основным механизмом релаксации энергии и населенностей подзон является межэлектронное столкновение. Величиной N можно управлять, меняя прозрачность левого и правого потенциальных барьеров.

Пусть $\nu_{ee} > \nu_{ак}$. Для нахождения $N_{1,2}$ необходимо корректное вычисление функции распределения по импульсам в каждой подзоне. Это очень сложная задача [9]. Приведем результаты приближенного рассмотрения. Пусть основной механизм неупругого рассеяния — электрон-электронные столкновения, которые будем описывать интегралом столкновений в τ -приближении

$$\left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{ee} = (f_i^0 - f_i) \nu_{ee}, \quad i = 1, 2, \quad (12)$$

где f_i^0 — равновесные функции распределения с эффективной электронной температурой T_e . Решая соответствующие кинетические уравнения с учетом и упругих столкновений, получим условия инверсной населенности подзон

$$\begin{aligned} \nu_\tau > \nu_{ee} & \quad \text{при } \nu_{ee} > \nu_{упр}, \\ \nu_\tau > \sqrt{2\nu_{ee}\nu_{упр}} & \quad \text{при } \nu_{ee} < \nu_{упр}. \end{aligned} \quad (13)$$

Например, в структуре GaAs/AlAs с толщиной правого барьера 11.3 \AA (2 периода), $2\pi c\hbar/\varepsilon_2 \approx 0.1 \text{ мм}$ имеем $D_1 \approx D_2 \approx 0.05$ и условие (13) выполняется при $N < 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\nu_{упр} < 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

При $\nu_{ee} < \nu_{ак}$ рассеяние квазиупруго для $T < \sqrt{ms^2\varepsilon_2}$ [10], s — скорость звука (при $\varepsilon_2 < \hbar\omega_0$ в GaAs $\sqrt{ms^2\varepsilon_2} < 7 \text{ К}$). Уравнения для функций распределения электронов в подзонах имеют вид уравнений Фоккера—Планка. Решая их, получаем условие инверсии

$$\nu_\tau > \nu (B/T\nu)^{1/2}, \quad (14)$$

где

$$B = \frac{11}{9} \frac{E^2 m T \pi^2}{\rho \hbar l^3}, \quad \nu = \nu_{упр} + \nu_{аф}, \quad \nu_{аф} = \frac{E^2 T m}{\rho \hbar^3 s^2 l}, \quad (15)$$

$\nu_{аф}$ — частота межподзонных переходов электрона за счет квазиупругого испускания акустических фононов, $\nu_{упр}$ — частота рассеяния на примеси, T — температура кристалла.

Как указывалось выше, инверсия населенности подзон в ДБКС приводит к отрицательной высокочастотной проводимости. Исследуем эту возможность. Без учета потерь в контактах мощность излучения (поглощения) на частоте межподзонных переходов ω равна

$$P = - \frac{2e^2 \omega^4}{3c^3} |X_{12}|^2 \{ (N_1 - N_2) N(\omega) - N_2 \}, \quad (16)$$

где X_{12} — соответствующий матричный элемент координаты электрона, c — скорость света, $N(\omega)$ — число квантов с частотой ω . Соответствующее сопротивление структуры единичной площади

$$r = \frac{\hbar \Delta\nu / 2}{e^2 \omega |X_{12}|^2 (N_1 - N_2)}, \quad (17)$$

где $\Delta\nu$ — сумма обратных времен жизни (ширин подзон) электронов в обеих подзонах. Как и должно быть, $r < 0$ при $N_1 < N_2$.

В общем сопротивлении структуры дают вклад сопротивление контактов R , имеющее в основном активную составляющую, и реактивное (емкостное) сопротивление ДБКС $i/\omega C$, где $C = \epsilon/4\pi l$ — емкость ДБКС, ϵ — величина диэлектрической проницаемости. Мы считаем, что толщина барьеров много меньше ширины ямы. Поэтому полная поглощаемая структурой мощность

$$P' = P \left[1 + \frac{R}{r} (1 + \omega^2 C^2 r^2) \right], \quad (18)$$

где P — мощность, поглощаемая только в ДБКС (без учета контактов). Наличие реактивной составляющей сопротивления контакта эффективно уменьшит R . Из (20) видно, что $P' < 0$ при

$$\omega CR < 1/2,$$

$$r_2 < r < r_1,$$

$$r_{1,2} = \frac{R}{2(\omega CR)^2} [-1 \pm \sqrt{1 - 4(\omega CR)^2}] < 0. \quad (19)$$

Для хороших контактов к GaAs $R \geq 10^{-6}$ Ом·см² [11], поэтому усиление возможно лишь при $l \geq 7 \cdot 10^{-6}$ см, что соответствует усиливаемым частотам $f = \omega/2\pi \leq 750$ ГГц.

В описанной структуре значительная часть электронов уходит в правый контакт прямо из второй зоны, не испустив фотон. Это приводит к малому КПД системы. Мощность излучения и КПД структуры могут быть увеличены путем увеличения количества квантовых ям в ней (это приводит также к желательному уменьшению емкости, т. е. к повышению рабочих частот), а также введением «стоп-слоя», запрещающего прямое туннелирование электронов с верхнего уровня квантовой ямы в правый контакт. Два варианта такой структуры приведены на рисунке, б, в.

В структуре 1, б, выполненной на основе узкозонного полупроводника (InAs), коэффициент межзонного туннелирования может быть $> 10^{-2}$, что позволяет выполнить необходимые условия инверсии, рассмотренные выше.

Авторы выражают благодарность А. А. Андронову, В. А. Козлову, А. А. Игнатову и другим участникам семинара ИПФ АН СССР за полезное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Тагер А. С. // Электрон. техн. Сер. 1. 1987. № 9. С. 19—32; 1988. № 2. С. 17—33.
- [2] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 4. С. 797—800.
- [3] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 1. С. 148—162.
- [4] Беленов Э. М., Лускинович П. Н., Романенко В. И. и др. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 8. С. 491—496.
- [5] Беленов Э. М., Ораевский А. Н., Соболев А. Г. и др. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988. Т. 2. С. 288.
- [6] Магарилл Л. И., Романов А. А., Шик А. Я. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 404—410.
- [7] Goodhue W. D., Sollner T. C. L. G., Le H. Q., Brown W. R., Vojak V. A. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 17. P. 1086—1088.
- [8] Мартисов М. Ю., Шик А. Я. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1075—1079.
- [9] Есипов С. Э., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. В. 1. С. 330—345.
- [10] Карпус В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 12—19.
- [11] Allen L. H., Hung L. S., Kavanagh K. L., Phillips I. R., Yu A. L., Mayer I. W. // Appl. Phys. Lett. 1987. N 5. P. 326—327.