

КОГЕРЕНТНЫЙ ЛАЗЕР НА ДВУХЪЯМНОЙ СТРУКТУРЕ С ПОДАВЛЕННОЙ МЕЖПОДЗОННОЙ РЕЛАКСАЦИЕЙ

*В.Ф.Елесин**, *В.В.Капаев*, *Ю.В.Копаев¹⁾*, *А.В.Цуканов**

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН
117924 Москва, Россия*

** Московский государственный инженерно-физический институт
115409 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 31 октября 1997 г.

Построена теория когерентной генерации на двухъямной структуре с несимметричными барьерами. Такой структурный элемент позволяет существенно подавить межподзонную релаксацию, связанную с испусканием оптического фона, за счет появления точки окончания нижней подзоны. Показано, что такой лазер обладает низкими пороговыми токами, высокой мощностью генерации и может работать без инверсной заселенности.

PACS: 71.50.+t, 73.20.Dx

1. Спустя почти двадцать лет после предложения Казаринова и Суриса [1] новый тип полупроводникового лазера – квантовый каскадный лазер (ККЛ) – был создан Капассо с сотрудниками [2]. Лазер работал на диагональных переходах между уровнями в двух соседних ямах. В работах [3,4], посвященных теории ККЛ, была рассмотрена модель с вертикальными переходами в одной яме. Как оказалось [5], лазер на вертикальных переходах обладает определенными достоинствами. Реализованные в [2,5] структуры подвержены процессам сильной диссипации за счет межподзонных переходов с испусканием оптических фононов с малым временем τ_{ph} .

Однако лазеры на квантовых ямах (точках) способны работать и в принципиально другом режиме, так как время нахождения электрона в них может быть меньше τ_{ph} . Когерентный по электронной подсистеме режим генерации на вертикальных переходах в одной яме был рассмотрен в [6] и было показано, что ему присущи низкие пороговые токи, большая мощность и возможность работы без инверсной населенности. Но реальные условия осуществления когерентного режима являются жесткими из-за малости τ_{ph} . Величину τ_{ph} можно существенно увеличить за счет использования структуры из двух квантовых ям, одна из которых имеет несимметричные барьеры [7].

2. Рассмотрим следующую модель. Генерация идет на диагональных переходах между уровнями в двух квантовых ямах (см. рис.1а). Параметры ям подобраны таким образом, что уровни энергии ϵ_2 и ϵ_1 имеют разность, примерно равную частоте электромагнитного поля $\hbar\omega = \epsilon_2 - \epsilon_1$. Слева на систему падает стационарный поток электронов с плотностью, пропорциональной q , и энергией ϵ , приблизительно равной ϵ_2 .

Электромагнитное поле

$$E_x(z, t) = E(t) \sin(kz) \cos(\omega t + \phi(t)) \quad (1)$$

¹⁾ e-mail: kopaev@sci.lpi.ac.ru

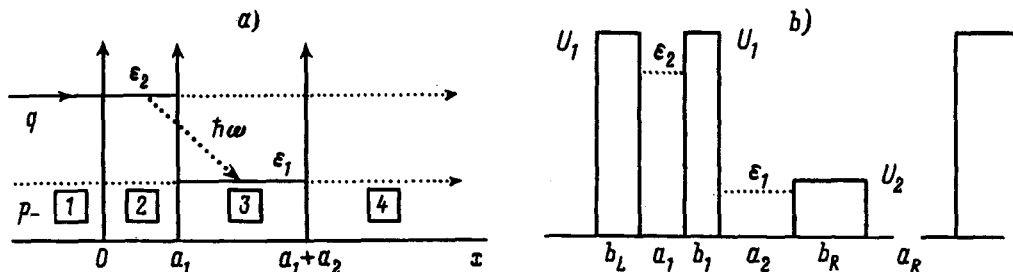


Рис.1. Схема структуры с барьерами в виде δ -функций, используемой при расчете когерентного режима генерации (а) и геометрия реальной структуры с асимметричными барьерами (б)

поляризовано перпендикулярно плоскости ям (то есть по оси x), а волновой вектор направлен вдоль плоскости (по оси z). В одномодовом стационарном режиме уравнения для поля имеют вид (см. подробнее [6,8])

$$\frac{E}{2\tau_0} = -\frac{2\pi}{\kappa} J_c(k), \quad (\omega - \Omega)E = -\frac{2\pi}{\kappa} J_s(k), \quad (2)$$

где $J_c(k)$ и $J_s(k)$ – фурье-компоненты токов поляризации, совпадающей по фазе с полем (J_c) и сдвинутой на $\pi/2$ (J_s), описывают межуровневые переходы; τ_0 – время жизни фотона в резонаторе; Ω – частота резонатора; κ – диэлектрическая постоянная.

Токи J обычным образом выражаются через волновую функцию системы $\psi(x, t)$, которая удовлетворяет следующему уравнению:

$$i\frac{2m^*}{\hbar} \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \psi(x, t)}{\partial x^2} + U(x)\psi(x, t) + \hat{V}(x, t)\psi(x, t), \quad (3)$$

где m^* – эффективная масса электрона,

$$U(x) = \alpha [\delta(x) + \gamma\delta(x - a_1) + \beta\delta(x - a_1 - a_2)]$$

– потенциальная энергия барьеров (γ, δ – относительные мощности барьеров),

$$\hat{V}(x, t) = V (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \frac{\partial}{\partial x}, \quad V = -\frac{eE}{\omega},$$

– взаимодействие с электромагнитным полем. В дальнейшем $eE/\omega p$ считается малым параметром.

Установившееся решение уравнения (3) будем искать в виде (см. [6])

$$\psi(x, t) = \begin{cases} e^{-i\epsilon t} [q e^{ipx} + D_0 e^{-ipx}] + D_{-1} e^{-i(\epsilon - \omega)t - ip_- x}, & x < 0 \\ e^{-i\epsilon t} \psi_0(x) + \psi_{-1}(x) e^{-i(\epsilon - \omega)t}, & 0 < x < a_1 \\ e^{-i\epsilon t} \bar{\psi}_0(x) + \bar{\psi}_{-1}(x) e^{-i(\epsilon - \omega)t}, & a_1 < x < a_1 + a_2 \\ C_0 e^{-i\epsilon t + ip(x - a_1 - a_2)} + C_{-1} e^{-it(\epsilon - \omega) + ip_-(x - a_1 - a_2)}, & x > a_1 + a_2, \end{cases} \quad (4)$$

где $p = (2m^*\epsilon)^{1/2}$, $p_- = (2m^*(\epsilon - \omega))^{1/2}$, причем функции $\psi_0(x)$, $\psi_{-1}(x)$ удовлетворяют уравнениям

$$\epsilon\psi_0 + \psi_0'' = V\psi_{-1}', \quad (\epsilon - \omega)\psi_{-1} + \psi_{-1}'' = -V\psi_0'. \quad (5)$$

Решения уравнений (5) имеют вид

$$\psi_n(x) = A_n e^{\delta x}, \quad \tilde{\psi}_n(x) = \tilde{A}_n e^{\delta x}, \quad n = 0, -1. \quad (6)$$

Коэффициенты $D_n, C_n, A_n, \tilde{A}_n$ определяем из граничных условий, получающихся из требования непрерывности функций (4), и условий, накладываемых на производные (см. [6]). Подставляя найденные волновые функции в выражения для токов

$$J_c(x) = -\frac{ie}{2m^*} [(\psi_0^* \psi_{-1}' + \psi_{-1}^* \psi_0') - \text{к.с.}], \quad (7)$$

$$J_s(x) = \frac{e}{2m^*} [(\psi_{-1}^* \psi_0' - \psi_0^* \psi_{-1}') + \text{к.с.}]$$

(аналогично для $\tilde{\psi}_n$), находим из (2) после некоторых вычислений уравнения для поля и частоты генерации имеет вид:

$$\begin{aligned} \tilde{Q} \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{|\tilde{\Delta}(\lambda)|^2} \frac{p^2}{\alpha^2} &= 1, \\ \tilde{Q} \frac{\Gamma_2(\epsilon - \omega - \epsilon_1)}{\tau_0 |\tilde{\Delta}(\lambda)|^2} \frac{p^2}{\alpha^2} &= \omega - \Omega, \end{aligned} \quad (8)$$

где безразмерный ток когерентной накачки имеет вид

$$\tilde{Q} = \frac{4\pi\tau_0}{\kappa} Q\eta, \quad Q = \frac{q^2 p}{m^*}, \quad \eta = \frac{32p_-^3 p_-^2 e^2}{\gamma^2 a_1 a_2 \omega^3} \nu_1, \quad (9)$$

$$\lambda^2 = \frac{4p_-^2 p_-^2}{\alpha^2 a_1 a_2} \tilde{V}^2 \nu_2, \quad \tilde{V}^2 = \frac{2p_-^2 V^2}{\omega^2} \ll 1,$$

$\Gamma_1 = 2p_-^3/\alpha^2 \beta^2 a_2$, $\Gamma_2 = 2p^3/\alpha^2 a_1$ – ширины уровней, ν_1 и ν_2 – величины порядка единицы.

Уравнения (8), (9) аналогичны соответствующим уравнениям для одноямной структуры [6]. Поэтому остаются справедливыми выводы об оптимальном режиме генерации с энергетической подстройкой без инверсной заселенности, линейной зависимости мощности генерации от тока когерентной накачки и др. Существенным отличием является наличие малого множителя p^2/α^2 при \tilde{Q} . Это приводит к значению порогового тока ($\lambda = 0$ в (8))

$$\tilde{Q}_{th} = \Gamma_1 \Gamma_2 \frac{\alpha^2}{p^2}, \quad (10)$$

формально превосходящего значение в одноямной структуре [6]. Однако из-за подавления релаксации в двухъямной структуре фактическое значение \tilde{Q}_{th} можно сделать весьма малым (см. ниже).

3. Для реализации рассмотренного механизма генерации необходима двухъямная структура, в которой нижняя подзона соответствует яме с несимметричными барьерами (рис.1б). При этом линия окончания двумерной подзоны должна соответствовать энергии ниже минимума верхней подзоны, отвечающей симметричной яме.

В качестве первого шага в выборе необходимых для подавления межзонной релаксации параметров структуры будем считать ширины крайних барьеров b_L и b_R бесконечными. На рис. 2 представлены зависимости вероятности W_2 обнаружить электрон с энергией ϵ_1 в яме 2 от волнового вектора k вдоль слоев структуры для разных значений ширины ямы a_2 . Вероятность релаксационного межподзонного перехода пропорциональна вероятности W_2 при k , удовлетворяющем условию $\epsilon_1(k) \approx \epsilon_2(0)$. При этом для эффективности генерации значение W_2 при $k = 0$ должно быть по возможности большим. Расчеты выполнялись для системы $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, когда в правом барьере $x=0,05$ ($U_2=0.043$ эВ), в левом и центральном $x=0,40$ ($U_1=0.346$ эВ). Начиная с ширины барьера $b_1 > 30$ Å, величины W_2 и W_1 практически не зависят от b_1 . Обращение W_2 в нуль соответствует точке окончания двумерного состояния k_f [7]. На вставке к рис.2 представлены зависимости энергии ϵ_{1f} , соответствующей k_f , от ширины ямы a_2 (кривая 1), $\epsilon_1(0)$ (кривая 2) и энергии $\epsilon_2(0)$ – минимума верхней подзоны от ширины симметричной ямы a_1 (кривая 3). Как следует из рисунка, для данной системы подавление релаксации возможно, если ширина симметричной ямы $a_1 < a_{1c} = 20$ Å, а ширина асимметричной $a_2 < a_{2c} = 49$ Å.

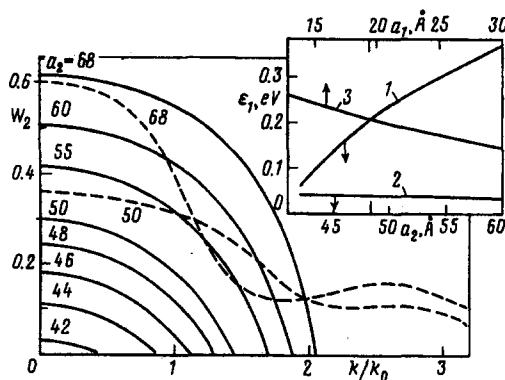


Рис.2. Зависимости вероятности нахождения электрона в асимметричной яме W_2 от k ($k_0 = \sqrt{2/\hbar^2 m^* U_0}$ – нормировочный волновой вектор, $U_0 = 0,1$ эВ) для ряда значений a_2 . На вставке – зависимости энергии дна верхней подзоны ϵ_2 от ширины симметричной ямы a_1 (3); энергии дна (2) и $\epsilon_1(k_f)$ -точки окончания (1) нижней подзоны от ширины ямы a_2 с асимметричными барьерами

Выше мы рассматривали один элемент квантового каскадного лазера. Учет конечности величины b_L практически не влияет на положение уровней в ямах, но определяет вероятность туннелирования в яму 2. Для понижения критического значения k_f (а следовательно, и ϵ_{1f}) следует выбирать a_2 таким, чтобы минимум подзоны находился вблизи U_2 . В этом случае волновая функция существенно проникает в правый барьер и, следовательно, для локализации состояния в яме ширина барьера b_R должна быть достаточно большой. Кроме того, реальная структура лазера должна содержать несколько (до 50) таких элементов, то есть рассмотренная нами структура справа ограничена барьером U_1 от следующего элемента. Таким образом, для описания реальной структуры необходимо рассмотренную выше систему дополнить по крайней мере барьером b_R и ямой a_R (см. рис.1б). В такой структуре формально теряется понятие точки окончания в асимметричной яме 2. Но фактически при k ,

близком к k_f , в предыдущей структуре происходит передислокация волновой функции из ямы 2 в яму a_R . Вероятность W_2 при этом уже не обращается строго в нуль, а остается конечной величиной, определяемой отношением $a_2/(a_R + b_R + a_2)$. В принципе, при конечном k уровни в яме a_R могут попадать в резонанс с уровнями ямы a_2 . В результате вероятность W_2 остается высокой в существенно большем диапазоне k , ослабляя эффект подавления релаксации. Оптимизацией параметров b_R и a_R этого можно избежать. Более того, удастся подобрать параметры, когда зависимость $\epsilon_1(k)$ становится более резкой в области малых k по сравнению со случаем $b_R \rightarrow \infty$, а значение вероятности W_2 при $k=0$ остается большим. Для примера на рис.2 пунктиром изображены величины $W_2(k)$ при $a_2=50$ и 68 \AA для оптимальных значениях $b_R=200 \text{ \AA}$ и $a_R=340 \text{ \AA}$. Расчеты показывают, что для существенной локализации состояния в яме 2 при $k=0$ величина барьера b_R должна превышать 100 \AA .

4. Условия существования когерентного режима $\Gamma_i > 1/\tau_{ph}$ или $\alpha^2/p^2 < \epsilon\tau_{ph}$ существенно ослабляются из-за подавления релаксации ($\tau_{ph} \rightarrow \infty$), так что Γ и α^2/p^2 могут быть сделаны весьма малыми. Поэтому пороговый ток (10) в рассматриваемой двухъямной структуре

$$\tilde{Q} = \frac{4p_-^2 p_2^2}{\alpha^2 a_1 a_2 \beta^2} \sim \frac{1}{\alpha^2}$$

может быть сделан малым в меру малости α^2/p^2 . Это достигается выбором барьеров достаточно толстыми. Нетрудно проверить, что параметры структуры, необходимые для подавления релаксации (см. выше) согласуются с требованием малости величины α^2/p^2 .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Российской МНТП "Физика твердотельных наноструктур".

-
1. R.Kazarinov and R.Suris, Sov. Phys. Semicond. **6**, 120 (1972).
 2. J.Faist, F.Capasso, and D.L.Sivco, Science **264**, 553 (1994).
 3. V.F.Elesin and Yu.V.Kopaev, Solid State Comm. **96**, 987 (1995).
 4. В.Ф.Елесин, Ю.В.Копеев, ЖЭТФ **108**, 2186 (1995).
 5. J.Faist, F.Capasso, C.Sirtori, Appl. Phys. Lett. **66**, 538 (1995).
 6. В.Ф.Елесин, ЖЭТФ **112**, 483 (1997).
 7. В.В.Капаев, Ю.В.Копеев, Письма в ЖЭТФ **65**, 188 (1997).
 8. W.E.Lamb, Phys. Rev. **134**, 1429 (1964).