

Межподзонная инверсия населенностей в системе уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям с асимметричным двухямным периодом

М. П. Теленков^{+*1)}, Ю. А. Митягин^{+×}, А. А. Куцевол^{*}, В. В. Агафонов⁺, К. К. Нагараджа^{*2)}

⁺ Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^{*} Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

[×] Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2014 г.

Предложена резонансно-туннельная каскадная структура из квантовых ям с асимметричным двухямным периодом, позволяющая добиться инверсии населенностей и генерации перестраиваемого по частоте терагерцового излучения на переходах между уровнями Ландау различных подзон в наклонном магнитном поле. За счет относительного сдвига волновых функций различных подзон, обусловленного асимметричной конструкцией периода, удалось достичь как существенного увеличения степени инверсии, так и значительной величины дипольного матричного элемента излучательного перехода между уровнями Ландау.

DOI: 10.7868/S0370274X14220093

Введение. Ранее [1–3] нами был предложен механизм вынужденной генерации когерентного терагерцового излучения в периодических резонансно-туннельных структурах из квантовых ям, основанный на переходах между уровнями Ландау различных подзон в условиях резонансно-туннельной накачки верхней подзоны. Было показано, что в широком непрерывном интервале магнитных полей можно достичь существенной инверсии населенностей основного (нулевого) уровня Ландау вышележащей подзоны и первого возбужденного уровня Ландау нижней подзоны при условии, что разность энергий подзон $\Delta\varepsilon_{1\nu}$ меньше энергии оптического фона. Частота инвертированного перехода определяется соотношением

$$\hbar\omega = \Delta\varepsilon_{1\nu} - \hbar\omega_C, \quad (1)$$

где ω_C – циклотронная частота. При этом основным механизмом рассеяния, определяющим населенность инвертированных уровней, является электрон-электронное рассеяние [2].

Основным препятствием на пути реализации предложенного механизма генерации явилось то обстоятельство, что указанный переход в структурах из квантовых ям с изотропным законом

дисперсии (таких, как GaAs/AlGaAs) при строго перпендикулярной слоям ориентации магнитного поля оптически запрещен. Однако был найден способ преодоления запрета посредством наклона магнитного поля по отношению к слоям структуры. Помимо этого, было показано [3], что для достижения существенных величин матричного элемента рассматриваемого перехода необходимо обеспечить асимметрию потенциала структуры вдоль оси роста. В качестве таковой в [3] было предложено использовать периодическую структуру, каждый период которой состоит из двух квантовых ям различной ширины, разделенных туннельно-прозрачным барьером. В таком двухямном периоде волновые функции верхней (второй) и нижней (первой) подзон сдвинуты друг относительно друга. В наклонном магнитном поле это приводит к снятию правила отбора для рассматриваемого оптического перехода [3].

Однако указанная пространственная передислокация волновых функций подзон в двухямной структуре должна повлечь за собой уменьшение степени их перекрытия и, соответственно, повлиять на интенсивности и времена межподзонного рассеяния в сторону увеличения последних. В наклонном же магнитном поле сдвиг волновых функций подзон вдоль оси роста структуры влечет за собой и относительный сдвиг осцилляторных функций уровней Ландау

¹⁾ e-mail: maxim_telenkov@mail.ru

²⁾ K.K. Nagaraja

в плоскости слоев. Таким образом, можно ожидать увеличения времени жизни верхнего лазерного уровня в асимметричных двухямных структурах по сравнению с ранее рассмотренными в [1, 2] одноямными. Поэтому представляло немалый интерес определить степень влияния асимметрии в пространственной дислокации волновых функций на интенсивности рассеяния между уровнями Ландау верхней и нижней подзон и степень инверсии в предлагаемой лазерной схеме.

В данной работе эти задачи были решены путем непосредственного расчета вероятностей рассеяния электронов в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям с асимметричным двухямным периодом, помещенных в наклонное по отношению к слоям структуры магнитное поле. Показано, что обусловленный асимметрией периода относительный сдвиг волновых функций различных подзон приводит к существенному увеличению времени межподзонного электрон-электронного рассеяния по сравнению с простой симметричной квантовой ямой. Интенсивность же внутривязонного рассеяния практически не меняется. Это позволяет существенно увеличить степень межподзонной инверсии населенностей уровней Ландау при резонансно-туннельной накачке верхних подзон.

Показано также, что используя в качестве периодов резонансно-туннельных структур две туннельно-связанные квантовые ямы различной ширины, можно добиться существенного повышения эффективности генерации терагерцового излучения как за счет повышения величины оптического матричного элемента, так и за счет увеличения степени инверсии.

Метод расчета. Будем рассматривать процессы электрон-электронного рассеяния в системе квантовых ям GaAs/AlGaAs в магнитном поле $\mathbf{B} = B_{\perp} \mathbf{e}_z + B_{\parallel} \mathbf{e}_y$, наклоненном под углом θ к оси z роста структуры. В ситуации, когда расстояние между подзонами больше энергии Ландау, уровни энергии и волновые функции состояний Ландау электрона определяются выражениями [3–6]

$$E_{(\nu,n)} = \varepsilon_{\nu} + \hbar\omega_{\perp} (n + 1/2) + \frac{m_w\omega_{\parallel}^2}{2} \left(\langle z^2 \rangle_{\nu} - \langle z \rangle_{\nu}^2 \right) \quad (2)$$

и

$$\psi_{(\nu,n,k)}(\mathbf{r}) = \frac{\exp(ikx)}{\sqrt{L}} \varphi_{\nu}(z) \Phi_n(y - k\ell_{\perp}^2 - \langle z \rangle_{\nu} \operatorname{tg} \theta). \quad (3)$$

Здесь ε_{ν} и $\varphi_{\nu}(z)$ – ν -й уровень энергии размерного квантования и его волновая функция, $\omega_{\perp} = eB_{\perp}/(m_w c)$ и $\omega_{\parallel} = eB_{\parallel}/(m_w c)$ – циклотронные

частоты для перпендикулярной (B_{\perp}) и параллельной (B_{\parallel}) слоям структуры компонент магнитного поля, e – заряд электрона, m_w – эффективная масса электрона в яме, c – скорость света, $\Phi_n(y)$ – волновая функция n -го ($n = 0, 1, 2, \dots$) уровня энергии линейного гармонического осциллятора с циклотронной частотой ω_{\perp} , $\ell_{\perp} = \sqrt{\hbar c/eB_{\perp}}$ – магнитная длина для компоненты магнитного поля, перпендикулярной слоям, L – поперечный размер структуры,

$$\langle z^{\beta} \rangle_{\nu} = \int dz |\varphi_{\nu}(z)|^2 z^{\beta}. \quad (4)$$

Вклад переходов $(i, j) \rightarrow (g, f)$ в плотность потока J и, соответственно, в кинетическое время рассеяния τ с уровня Ландау $i = (\nu_i, n_i)$ согласно правилу Ферми дается выражением [1, 2, 7]

$$\begin{aligned} J_{(i,j) \rightarrow (f,g)} &= \frac{N_i}{\tau_{(i,j) \rightarrow (f,g)}} = \\ &= \frac{1}{L^2} \frac{8\pi}{\hbar} \sum_{k_i, k_j, k_g, k_f} |V_{i,j,g,f}(k_i, k_j, k_g, k_f)|^2 \times \\ &\times F_{i,j,g,f}(k_i, k_j, k_g, k_g) \frac{N_i N_j}{\alpha \alpha} \left(1 - \frac{N_g}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{N_f}{\alpha}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\alpha = 1/(\pi\ell_{\perp}^2)$ – кратность вырождения уровня Ландау, N – двумерная концентрация электронов на соответствующем уровне Ландау,

$$\begin{aligned} V_{i,j,g,f}(k_i, k_j, k_g, k_f) &= \\ &= \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \psi_{f,k_f}^*(\mathbf{r}_1) \psi_{i,k_i}(\mathbf{r}_1) \frac{e^2}{\varepsilon_s |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \psi_{g,k_g}^*(\mathbf{r}_2) \psi_{j,k_j}(\mathbf{r}_2) \end{aligned} \quad (6)$$

есть матричный элемент электрон-электронного взаимодействия, ε_s – статическая диэлектрическая проницаемость,

$$\begin{aligned} F_{i,j,g,f}(k_i, k_j, k_g, k_j) &= \\ &= \int d\varepsilon_1 d\varepsilon_2 d\varepsilon_3 d\varepsilon_4 \delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \varepsilon_4) \times \\ &\times \rho_{i,k_i}(\varepsilon_1) \rho_{j,k_j}(\varepsilon_2) \rho_{g,k_g}(\varepsilon_3) \rho_{f,k_f}(\varepsilon_4) \end{aligned} \quad (7)$$

есть форм-фактор, учитывающий конечную ширину уровней Ландау. При проведении расчетов плотность одноэлектронных состояний $\rho_{(\nu,n,k)}(\varepsilon)$ аппроксимировалась лоренцианом:

$$\rho_{(\nu,n,k)}(\varepsilon) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{(\varepsilon - E_{(\nu,n)})^2 + \Gamma^2}, \quad (8)$$

с типичной для рассматриваемых структур полушириной $\Gamma = 0.5$ мэВ.

Данная модель была применена к расчету времени электрон-электронного рассеяния с уровнями

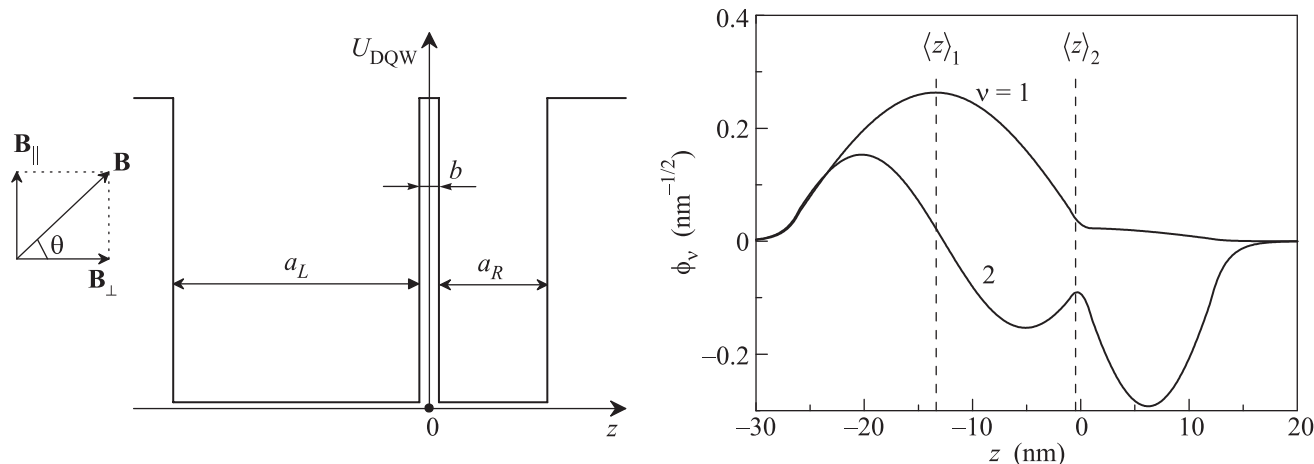


Рис. 1. (а) – Потенциальный профиль структуры из двух туннельно-связанных квантовых ям GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As. (б) – Рассчитанные волновые функции 1-й и 2-й подзон (ширина ям 25 и 11 нм, ширина барьера 2 нм)

Ландау (2,0) и (1,1) в структуре, состоящей из двух туннельно-связанных квантовых ям с ширинами $a_L = 25$ нм и $a_R = 11$ нм при ширине промежуточного барьера $b = 2$ нм (рис. 1а). В такой структуре величина дипольного матричного элемента рассматриваемого оптического перехода достигает весьма существенных значений [3]. Параметры структуры были выбраны таким образом, чтобы энергии двух нижних подзон, а также волновая функция нижней подзоны были близки к соответствующим величинам в одиночной квантовой яме с шириной 25 нм, рассмотренной в работах [1, 2]. При этом волновая функция второй подзоны в двойной квантовой яме смещена в направлении более узкой квантовой ямы, т.е. $\langle z \rangle_2 > \langle z \rangle_1$ (рис. 1б).

Результаты и их обсуждение. На рис. 2а приведены рассчитанные полные времена электрон-электронного рассеяния с уровня Ландау (2,0) для рассматриваемой двухямной структуры в зависимости от напряженности магнитного поля (его перпендикулярной слоям компоненты). Здесь же приведена полученная ранее аналогичная зависимость для одноямной структуры с шириной ямы 25 нм. Как видно, время рассеяния с верхнего уровня (2,0) в двойной квантовой яме существенно возросло по сравнению с одиночной ямой. Таким образом, передислокация волновых функций подзон в двухямной структуре существенно понизила вероятность межподзонного электрон-электронного рассеяния с верхнего лазерного уровня (2,0).

В то же время, как видно из данных, представленных на рис. 2б, время рассеяния с нижнего уровня Ландау (1,1) в двухямной структуре практиче-

ски не изменилось по сравнению со временем рассеяния в одноямной. Таким образом, степень инверсии в двухямной структуре существенно возрастает.

Обнаруженный эффект можно объяснить, воспользовавшись выражениями (2) и (3). Действительно, параллельная слоям компонента магнитного поля B_{\parallel} вызывает сдвиг подзоны как целого на величину $\frac{m_w \omega_{\parallel}^2}{2} (\langle z^2 \rangle_{\nu} - \langle z \rangle_{\nu}^2)$, пропорциональную B_{\parallel}^2 . Для волновой функции (3) состояния Ландау влияние компоненты B_{\parallel} проявляется в сдвиге центра линейного гармонического осциллятора в плоскости слоев на величину, пропорциональную тангенсу угла наклона θ магнитного поля и средней координате $\langle z \rangle_{\nu}$ электрона вдоль оси роста. Для всех уровней Ландау одной подзоны этот сдвиг является одним и тем же. Поэтому параллельная компонента магнитного поля слабо влияет на внутривидное рассеяние. Кроме того, параметры рассматриваемой двойной квантовой ямы подобраны таким образом, что энергия ε_1 и волновая функция φ_1 размерного квантования в состояниях Ландау первой подзоны весьма близки к энергии ε_1 и волновой функции φ_1 рассмотренной одиночной квантовой ямы. Поэтому скорость внутривидного рассеяния в нижней подзоне двухямной структуры в наклонном магнитном поле остается практически такой же, как и в одиночной яме. Поскольку рассеяние с уровня (1,1) является внутривидным [1], его скорость в двойной квантовой яме практически совпадает со скоростью в одиночной квантовой яме.

Для рассеяния же с уровня (2,0) ситуация совершенно иная. С этого уровня электроны рассеиваются в основном в первую подзону [1]. В рассматриваемой

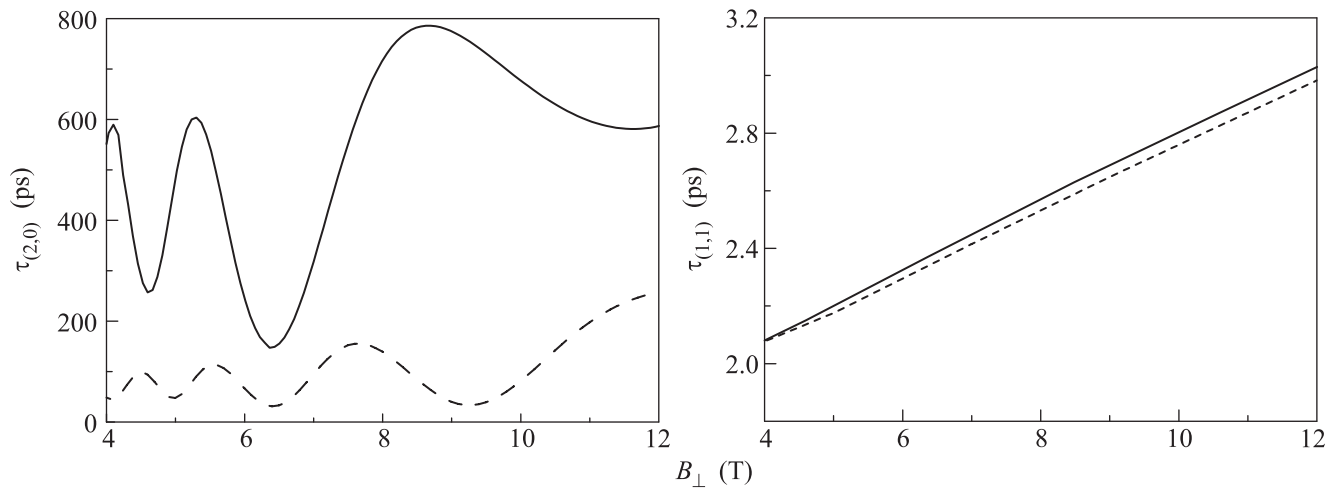


Рис. 2. (а) – Рассчитанные зависимости времени электрон-электронного рассеяния с верхнего уровня $(2, 0)$ от напряженности перпендикулярной слоям компоненты магнитного поля для двухямной структуры (сплошная кривая) и для одиночной квантовой ямы (штриховая кривая). (б) – Аналогичные зависимости времен рассеяния с нижнего уровня $(1, 1)$ ($N_{(2,0)} = N_{(1,1)} = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, угол наклона магнитного поля $\theta = 45^\circ$)

мой двухямной структуре волновые функции первой и второй подзон сдвинуты друг относительно друга вдоль оси роста. Это уже само по себе должно приводить к ослаблению рассеяния с уровня $(2, 0)$. Кроме того, из-за сдвига волновых функций размерного квантования средние координаты вдоль оси роста в состояниях первой ($\langle z \rangle_1$) и второй ($\langle z \rangle_2$) подзон существенно различаются. Поэтому волновые функции (3) состояний Ландау первой и второй подзон оказываются сдвинутыми друг относительно друга также и в плоскости слоев. Это тоже должно приводить к ослаблению вероятности межподзонного рассеяния. Оба указанных фактора и приводят к полученному прямом расчетом возрастанию времени рассеяния с уровня $(2, 0)$.

Таким образом, нами показано, что использование двух туннельно-связанных квантовых ям в качестве периодов каскадных резонансно туннельных структур не только позволяет добиться существенной величины дипольного матричного элемента для рассматриваемых переходов $(2, 0) \rightarrow (1, 1)$ между уровнями Ландау, но и дает возможность получить существенное усиление инверсии этого перехода по

сравнению с каскадной структурой с простым одноямным периодом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 12-02-00564) и Министерства образования и науки РФ по программе повышения конкурентоспособности НИТУ “МИСиС” среди ведущих мировых научно-образовательных центров (# К4-2014-073 и К2-2014-015).

1. М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, П. Ф. Карцев, Письма в ЖЭТФ **92**(6), 444 (2010).
2. M. P. Telenkov, Yu. A. Mityagin, and P. F. Kartsev, Opt. Quant. Electron. **46**(6), 759 (2014).
3. M. P. Telenkov, Yu. A. Mityagin, and P. F. Kartsev, Nan. Res. Lett. **7**, 491 (2012).
4. M. L. Leadbeater, F. W. Sheard, and L. Eaves, Semicond. Sci. Tech. **6**, 1021 (1991).
5. J. Hu and A. H. McDonald, Phys. Rev. B **46**, 12554 (1992).
6. S. K. Lyo, Phys. Rev. B **57**, 9114 (1998).
7. K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht, and P. Bakshi, Phys. Rev. B **68**, 085302 (2003).