

Безынерсное усиление излучения в полупроводниковых наноструктурах: путь к созданию частотно-перестраиваемого лазера дальнего инфракрасного и терагерцового излучения

© В.А. Кукушкин[†]

Институт прикладной физики Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 8 апреля 2010 г. Принята к печати 8 апреля 2010 г.)

Предложена схема усилителя или лазера дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона на полупроводниковой наноструктуре — сверхрешетке из двойных квантовых ям определенной архитектуры, помещенной в планарный металлический волновод и накачиваемой излучением CO₂-лазера. Данная схема основана на безынерсном механизме усиления электромагнитного поля, который позволяет перейти к работе при комнатной температуре (в импульсном режиме) и значительно (более чем в 1.7 раза) менять частоту выходного излучения с помощью простого варьирования интенсивности накачки. Основанный на такой схеме лазер может стать удобным и легко перестраиваемым источником дальнего инфракрасного и терагерцового излучения как для фундаментальных исследований, так и для различных практических приложений.

1. Введение

В настоящее время электромагнитное излучение дальнего инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) диапазона находит все более широкое применение как в фундаментальных научных исследованиях, так и в многочисленных приложениях. Однако относительно дешевые, способные работать при комнатной температуре и легко перестраиваемые по частоте его источники до сих пор не созданы. Одними из наиболее перспективных кандидатов на их роль являются лазеры на полупроводниковых наноструктурах (в частности на квантовых ямах). В традиционных устройствах такого типа, работающих в средней ИК области, усиление электромагнитного поля обуславливается инверсией населенностей между подзонами размерного квантования, лежащими в зоне проводимости полупроводника. Она создается с помощью токовой (квантовые каскадные лазеры [1]) или оптической (фонтанные лазеры [2]) накачки. Однако продвижение подобных схем в более длинноволновый (дальний ИК и ТГц) диапазон при рабочей температуре, равной комнатной, наталкивается на ряд серьезных проблем. Они связаны, в том числе, с трудностью создания инверсии населенностей между подзонами с близкими энергиями и малым временем жизни электронов в верхней подзоне вследствие излучения оптических фононов. Эти проблемы могут быть решены путем применения так называемых безынерсных схем (см., например, [3]), в которых в присутствии сильного поля накачки становится возможным усиление пробной электромагнитной волны на неинвертированном переходе. Впервые такие схемы были реализованы в газообразных средах [4], а затем и в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами (КЯ) [5,6].

Известно, что отличительной чертой некоторых безынерсных лазеров является возможность простого управления частотой их генерации путем изменения интенсивности накачивающего поля [7] вследствие динамического эффекта Штарка. Наблюдение последнего на межподзонных переходах зоны проводимости в КЯ [8,9] позволяет надеяться на реализацию подобного безынерсного частотно-перестраиваемого лазера в этих структурах. В настоящей работе предложена и рассчитана одна из таких схем, способная работать при комнатной температуре и обеспечивающая значительную (более чем в 1.7 раза) перестройку частоты генерации в дальнем ИК и ТГц диапазоне путем простого изменения интенсивности накачки в средней ИК области (источником которой может являться, например, CO₂-лазер). В разд. 2 приведены основные уравнения, описывающие взаимодействие электронов КЯ с электромагнитным полем. На основе их решения в разд. 3 вычислен коэффициент усиления дальнего ИК и ТГц излучения и найдено оптимальное расположение подзон размерного квантования, при котором он максимален. В разд. 4 предложена архитектура КЯ, обеспечивающая такое расположение подзон, и продемонстрирован эффект изменения частоты генерации с помощью вариации интенсивности накачивающего излучения. В Заключении кратко сформулированы основные результаты данной работы.

2. Взаимодействие электронов квантовой ямы с электромагнитным полем

Рассмотрим сверхрешетку, состоящую из КЯ, разделенных столь широкими барьерами, что каждую из них

[†] E-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

можно рассматривать независимо. Пренебрегая небольшой анизотропией в плоскости КЯ [10], энергию электрона в подзонах размерного квантования, возникающих в зоне проводимости такой структуры, можно представить в виде $\mathcal{E}_j \equiv \mathcal{E}_{j0} + p^2/2m_j$, где p — величина квазиимпульса электрона в плоскости КЯ, а \mathcal{E}_{j0} и m_j — энергия дна и эффективная масса электрона для j -й подзоны соответственно. Вследствие эффектов непараболичности в зоне проводимости объемного полупроводника величины m_j слегка отличаются друг от друга [10], что ведет к слабой зависимости частот межподзонных переходов $\omega_{js}(p) \equiv [\mathcal{E}_j(p) - \mathcal{E}_s(p)]/\hbar$ от p , т.е. к их неоднородному уширению. Будем считать КЯ симметричной и рассмотрим три наиболее близкие к ее дну подзоны 1, 2 и 3. Дипольные моменты переходов между ними, \mathbf{d}_{js} , направлены вдоль оси роста структуры z и вследствие симметрии КЯ отличны от нуля только для переходов $1 \leftrightarrow 2$ и $2 \leftrightarrow 3$.

Взаимодействие такой системы с электрическим полем накачки $\mathbf{E} \equiv [\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) + \mathbf{E}_0^* \exp(i\omega t)]/2$ и с усиливаемым дальним ИК или ТГц полем $\mathbf{E}' \equiv [\mathbf{E}'_0 \exp(-i\omega' t) + \mathbf{E}'_0^* \exp(i\omega' t)]/2$ описывается уравнением фон Неймана [11] для матрицы плотности электронов $\rho_{js}(t, p) \equiv \rho_{sj}^*(t, p)$, $j, s = 1, 2, 3$.¹ Далее будет считаться, что частоты переходов $\omega_{21} \ll \omega_{32}$, так что высокочастотное поле накачки (средний диапазон) эффективно взаимодействует лишь с переходом $2 \leftrightarrow 3$, а низкочастотное поле дальнего ИК или ТГц излучения — лишь с переходом $2 \leftrightarrow 1$. Вводя новые переменные согласно соотношениям $\rho_{31} \equiv \tilde{\rho}_{31} \exp(-i\omega t)$, $\rho_{32} \equiv \tilde{\rho}_{32} \exp(-i\omega t)$, $\rho_{12} \equiv \tilde{\rho}_{12}$ и пренебрегая членами, пропорциональными $\exp(\pm 2i\omega t)$ (резонансное приближение для накачки [12]), легко получить следующую систему для недиагональных элементов матрицы плотности:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{32} + \left[i(\omega_{32} - \omega) + \frac{1}{t_{23}} \right] \tilde{\rho}_{32} \\ = -\frac{i\mathbf{d}_{12}\mathbf{E}'}{\hbar} \tilde{\rho}_{31} - \frac{i\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_0}{2\hbar} (\rho_{33} - \rho_{22}), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{31} + \left[i(\omega_{31} - \omega) + \frac{1}{t_{13}} \right] \tilde{\rho}_{31} = -\frac{i\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}'}{\hbar} \tilde{\rho}_{32} + \frac{i\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_0}{2\hbar} \tilde{\rho}_{21}, \quad (2)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{21} + \left(i\omega_{21} + \frac{1}{t_{12}} \right) \tilde{\rho}_{21} = -\frac{i\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}'}{\hbar} (\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{i\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}_0^*}{2\hbar} \tilde{\rho}_{31}. \quad (3)$$

Здесь t_{31} , t_{21} и t_{33} — феноменологические времена релаксации $\tilde{\rho}_{31}$, $\tilde{\rho}_{21}$ и $\tilde{\rho}_{32}$ к нулю вследствие процессов дефазировки, обусловленных электрон-фононным

¹ Здесь для краткости опущен спиновый индекс, описывающий двукратную вырожденность подзон по проекциям электронного спина. Так как все рассматриваемые здесь процессы не зависят от спинов, двукратная вырожденность подзон учитывается путем введения дополнительного множителя 2 в соответствующие формулы (см. далее).

и электрон-электронным взаимодействием.² Как теоретические [13], так и экспериментальные [14] исследования показывают, что для AlGaAs-гетеросистемы (рассматриваемой далее как основа для изготовления сверхрешетки из КЯ) при используемых параметрах и комнатной температуре $t_{31} \sim t_{21} \sim t_{32} \sim 0.1$ пс.³ Величины ρ_{jj} имеют смысл распределений населенностей подзон. Вследствие внутривидового электрон-фононного и электрон-электронного рассеяния они релаксируют к распределениям Ферми, определяемым температурой структуры $T = 300$ К и квазиравновесными химическими потенциалами μ_j , которые в свою очередь определяются мгновенными плотностями (на единицу поверхности КЯ) электронов в подзонах $N_j \equiv 2\pi \int_0^{+\infty} \rho_{jj} p dp / (2\pi\hbar)^2$ (здесь верхний предел интегрирования положен равным бесконечности вследствие быстрого убывания подинтегральной функции при больших p). Так как времена внутривидового перераспределения электронов, как правило, значительно меньше времен обмена электронами между подзонами [17], то далее для оценок будет считаться, что $\rho_{jj} = \rho_{jje}$.

Величины N_j находятся из системы

$$\begin{aligned} \dot{N}_3 = -4\pi \int_0^{+\infty} \text{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_0}{2\hbar} \tilde{\rho}_{23} \right) p dp / (2\pi\hbar)^2 \\ - \frac{N_3 - N_2 N_{3e} / N_{2e}}{T_{23}} - \frac{N_3 - N_1 N_{3e} / N_{1e}}{T_{13}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}_2 = 4\pi \int_0^{+\infty} \text{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_0}{2\hbar} \tilde{\rho}_{23} \right) p dp / (2\pi\hbar)^2 \\ - 4\pi \int_0^{+\infty} \text{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}'}{\hbar} \tilde{\rho}_{12} \right) p dp / (2\pi\hbar)^2 \\ - \frac{N_2 - N_1 N_{2e} / N_{1e}}{T_{21}} + \frac{N_3 - N_2 N_{3e} / N_{2e}}{T_{23}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}_1 = 4\pi \int_0^{+\infty} \text{Im} \left(\frac{\mathbf{d}_{21}\mathbf{E}'}{\hbar} \tilde{\rho}_{12} \right) p dp / (2\pi\hbar)^2 \\ + \frac{N_3 - N_1 N_{3e} / N_{1e}}{T_{13}} + \frac{N_2 - N_1 N_{2e} / N_{1e}}{T_{21}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь интегральные члены отвечают за индуцированные излучением межподзонные переходы [11], величины T_{21} ,

² Рассеяние на ионизованных примесях при использованных далее параметрах системы дает значительно меньший вклад в $1/t_{js}$, чем электрон-фононное и электрон-электронное взаимодействие (см. разд. 4).

³ Для высококачественных гетероструктур уширение межподзонных переходов за счет рассеяния на шероховатостях границ КЯ и флуктуациях химического состава (сплавное рассеяние) оказывается значительно меньшим, чем $1/t_{31,21,32} \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$ и частота усиливаемого длинноволнового ИК или ТГц поля $\gtrsim 2\pi \cdot 10^{12} \text{ рад/с}$ [15,16], и поэтому может не учитываться.

T_{13} и T_{23} — времена межподзонного рассеяния вследствие электрон-фононного и электрон-электронного взаимодействия⁴ и использованы стандартные феноменологические выражения для членов, описывающих межподзонный обмен электронами [3]. Согласно [17], при использованных далее параметрах $T_{21} \approx T_{13} \approx T_{23} \approx 1$ пс. Величины N_{je} — равновесные значения N_j в отсутствие внешних электромагнитных полей. Они находятся из распределений Ферми, определяемых температурой структуры и равновесным химическим потенциалом μ , который в свою очередь определяется суммарной плотностью электронов в трех подзонах $N \equiv 2(N_{1e} + N_{2e} + N_{3e})$ (множитель 2 в правой части учитывает двукратную вырожденность подзон по проекциям электронного спина). Как легко видеть из (4)–(6), $\dot{N}_1 + \dot{N}_2 + \dot{N}_3 = 0$, что отражает факт сохранения суммарной плотности электронов $2(N_1 + N_2 + N_3) \equiv N = \text{const}$. Таким образом, только любые два из уравнений (4)–(6) являются линейно независимыми. Они вместе с условием $2(N_1 + N_2 + N_3) \equiv N$ составляют систему для нахождения N_j .

3. Коэффициент усиления дальнего инфракрасного и терагерцового излучения

Легко видеть, что стационарное решение (1)–(3) и (4)–(6) при $\mathbf{E}' = 0$ (обозначенное далее чертой над элементами матрицы плотности) есть $\bar{\rho}_{31} = \bar{\rho}_{21} = 0$ и

$$\bar{\rho}_{32} = -\frac{i\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_0(\bar{\rho}_{33e} - \bar{\rho}_{22e})}{2\hbar[i(\omega_{32} - \omega) + 1/t_{23}]}, \quad (7)$$

где $\bar{\rho}_{33e}$ и $\bar{\rho}_{22e}$ определяются, согласно сказанному выше, величинами $\bar{\mu}_3$ и $\bar{\mu}_2$ соответственно. Величины $\bar{\mu}_3$ и $\bar{\mu}_2$ в свою очередь определяются \bar{N}_3 и \bar{N}_2 в соответствии с описанной в конце разд. 2 процедурой. Величины же \bar{N}_3 и \bar{N}_2 находятся как стационарное решение (4)–(6) при $\mathbf{E}' = 0$ с учетом равенства $2(N_1 + N_2 + N_3) \equiv N$.

Для вычисления коэффициента усиления дальнего ИК и ТГц поля на пороге его генерации необходимо найти решение (1)–(3) и (4)–(6) с точностью до линейных по \mathbf{E}' членов с учетом сохранения N . Обозначим его символом Δ перед элементами матрицы плотности. Легко видеть, что только $\Delta\bar{\rho}_{12,13} \neq 0$. Вводя новые величины согласно $\Delta\bar{\rho}_{12,13} \equiv \Delta\bar{\rho}_{12,13}^- \exp(-i\omega't) + \Delta\bar{\rho}_{12,13}^+ \exp(i\omega't)$,

$\Delta\bar{\rho}_{21}^\mp \equiv \Delta\bar{\rho}_{12}^{\pm*}$, из (1)–(3) можно найти:

$$\Delta\bar{\rho}_{12}^\mp = \frac{\mathbf{d}_{12}}{2\hbar} \begin{Bmatrix} \mathbf{E}'_0 \\ \mathbf{E}'_0^* \end{Bmatrix} \left[i(\bar{\rho}_{22} - \bar{\rho}_{11}) + \frac{\bar{\rho}_{32}^*(\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_0)/2\hbar}{i(\mp\omega' + \omega_{13} + \omega) + t_{13}^{-1}} \right] \times \left[i(\mp\omega' + \omega_{12}) + \frac{1}{t_{12}} + \frac{|\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}_0|^2/4\hbar^2}{i(\mp\omega' + \omega_{13} + \omega) + t_{13}^{-1}} \right]^{-1}. \quad (8)$$

Нули мнимой части знаменателя в выражении для $\Delta\bar{\rho}_{12}^\mp$ (т.е. положения резонансов) лежат при $\omega' = \omega'_\pm$, где (в пренебрежении t_{13}^{-1} по сравнению с $(\mp\omega' + \omega_{13} + \omega)$ для оценок)⁵

$$\omega'_\pm = \frac{1}{2} \left\{ \omega - \omega_{31} - \omega_{21} \pm \left[(\omega_{31} - \omega - \omega_{21})^2 + \frac{|\mathbf{d}_{23}\mathbf{E}_0|^2}{\hbar^2} \right]^{1/2} \right\}. \quad (9)$$

Как будет показано далее (см. разд. 4), максимум коэффициента усиления дальнего ИК или ТГц поля лежит при частоте, близкой к ω'_+ . Из (9) следует, что при использованных далее параметрах ω'_+ сильно зависит от \mathbf{E}_0 . Это и объясняет возможность значительного варьирования положения максимума коэффициента усиления дальнего ИК или ТГц поля с помощью изменения интенсивности накачки, т.е. управления частотой генерации рассматриваемого безынерционного лазера [7].

Используя теорему Пойнтинга, легко показать, что коэффициент усиления дальнего ИК или ТГц поля по мощности, g' , дается формулой

$$g' = -\frac{\int \text{Re}(-i\omega'\mathbf{P}'_0\mathbf{E}'_0^*)dz/2}{c\text{Re} \int [\mathbf{E}'_0\mathbf{B}'_0^*]\mathbf{z}^0 dz/8\pi}, \quad (10)$$

где подынтегральная функция в числителе описывает обмен энергией между средой и полем в единичном объеме в единицу времени, а подынтегральная функция в знаменателе — его интенсивность. Здесь c — скорость света в вакууме, \mathbf{z}^0 — единичный вектор вдоль оси z , \mathbf{B}'_0 и \mathbf{P}'_0 — комплексные амплитуды дальнего ИК или ТГц магнитного поля $\mathbf{B}' \equiv [\mathbf{B}'_0 \exp(-i\omega't) + \mathbf{B}'_0^* \exp(i\omega't)]/2$ и поляризации $\mathbf{P}' \equiv [\mathbf{P}'_0 \exp(-i\omega't) + \mathbf{P}'_0^* \exp(i\omega't)]/2$ соответственно. Величина \mathbf{P}'_0 дается формулой

$$\mathbf{P}'_0 = \frac{(\varepsilon' - 1)\mathbf{E}'_0}{4\pi} - \frac{l_{\text{QW}}}{l} \frac{(\mathbf{r}^0\mathbf{E}'_0)\mathbf{r}^0\sigma'}{i\omega t} + (2/l)2 \int (\mathbf{d}_{21}\Delta\bar{\rho}_{12}^- + \mathbf{d}_{12}\Delta\bar{\rho}_{21}^-)2\pi p dp / (2\pi\hbar)^2. \quad (11)$$

Первое слагаемое в (11) описывает поляризацию за счет объемной диэлектрической проницаемости структуры ε' . Второе слагаемое отвечает за поляризацию (усредненную по периоду структуры l), возникающую вследствие

⁵ Положения нулей мнимой части знаменателя в выражении для $\Delta\bar{\rho}_{12}^\mp$ не дают какой-либо новой информации, так как соответствуют $-\omega'_\pm$.

возбуждения тока в плоскости КЯ. В нем вектор \mathbf{r}^0 — двумерный единичный радиус-вектор в плоскости КЯ, σ' — проводимость в модели Друде [18] и l_{QW} — толщина КЯ. Последнее слагаемое в (11) отвечает за поляризацию (усредненную по l), создаваемую КЯ, а множитель 2 перед интегралом учитывает двукратную вырожденность подзон по проекциям электронного спина. Таким образом, первое слагаемое в (11) отвечает за поглощение дальнего ИК и ТГц излучения за счет волноводных потерь, второе — за его омическое поглощение вследствие возбуждения тока в плоскости КЯ и последнее — за его усиление благодаря взаимодействию с КЯ.

Численные расчеты показывают, что коэффициент усиления g' максимален для концентрации $N \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, которая может быть обеспечена соответствующим легированием КЯ. При данных достаточно высоких концентрациях электронов существенными могут оказаться процессы электрон-электронного взаимодействия. Вследствие эффекта деполяризации [19] они приводят к отличию локального электрического поля в КЯ от внешнего поля как для накачивающего, так для усиливаемого дальнего ИК или ТГц излучения. Оценки показывают, что для поля накачки этот эффект пренебрежимо мал. Однако для дальнего ИК или ТГц поля он может оказаться более важным благодаря влиянию, оказываемому им на положение максимума g' [19]. Можно показать, что учет эффекта деполяризации для дальнего ИК или ТГц излучения осуществляется путем введения дополнительного множителя

$$(E'_{01z}/E'_{0z})^2 \equiv \varepsilon_b'^2 / \left[\varepsilon'_{QW} + 4\pi(2/l_{QW})2 \times \int_0^{+\infty} (\mathbf{E}_0^* \mathbf{d}_{21} \Delta \tilde{\rho}_{12}^- + \mathbf{E}_0^* \mathbf{d}_{12} \Delta \tilde{\rho}_{21}^-) 2\pi p dp / (2\pi \hbar |E'_{0z}|)^2 \right]^2 \quad (12)$$

в слагаемое, возникающее под знаком Re в числителе (10) из скалярного произведения \mathbf{E}_0^* и последнего слагаемого в правой части (11). Здесь $\varepsilon'_{b,QW}$ — диэлектрические проницаемости барьеров и КЯ при частоте дальнего ИК или ТГц поля и $\varepsilon'_{QW} + 4\pi(2/l_{QW})2 \times \int_0^{+\infty} (\mathbf{E}_0^* \mathbf{d}_{21} \Delta \tilde{\rho}_{12}^- + \mathbf{E}_0^* \mathbf{d}_{12} \Delta \tilde{\rho}_{21}^-) 2\pi p dp / (2\pi \hbar |E_{0z}|)^2$ — диэлектрическая проницаемость КЯ с учетом вклада находящихся в ней электронов.

Далее будет считаться, что ω соответствует вакуумной длине волны CO_2 -лазера (10.6 мкм), который и предполагается использовать в качестве источника накачки. Численный анализ показывает, что при данной ω усиление дальнего ИК или ТГц поля за счет взаимодействия с КЯ имеет пик при частоте ~ 1 ТГц и его значение в этом пике максимально, если при нулевом квазиимпульсе электрона $\hbar\omega_{21} \approx \hbar/t_{21} \approx 6.6$ мэВ, $\hbar(\omega_{32} - \omega) \approx 2$ мэВ и частота Раби для поля накачки $|\mathbf{d}_{32}\mathbf{E}_0|/2\hbar \approx 1.45 \cdot 10^{13}$ рад/с. При этих параметрах

$\omega_{21}/\omega_{32} \approx 0.06$ и указанное выше условие $\omega_{21}/\omega_{32} \ll 1$ выполняется.

4. Оптимальная структура квантовых ям и перестройка частоты генерации

Указанные условия на оптимальные значения частот межподзонных переходов удовлетворяются в сверхрешетке, состоящей из повторений симметричных двойных КЯ (ДКЯ) с толщинами $l_{QW} = 18$ нм и барьеров из $\text{Al}_{0.44}\text{Ga}_{0.56}\text{As}$ с толщинами 11 нм. Каждая ДКЯ состоит из центрального барьера из $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{As}$ толщиной 3.4 нм и двух КЯ из GaAs толщиной 7.4 нм каждая. Используя параметры AlGaAs-гетеросистемы, приведенные в [20], и граничные условия на скачках энергии дна зоны проводимости из [21], с помощью численных расчетов легко найти, что при $p = 0$ три низшие подзоны (1,2,3) в зоне проводимости такой гетероструктуры имеют энергии (отсчитываемые от дна зоны проводимости GaAs) $\mathcal{E}_{10} = 43.4$ мэВ, $\mathcal{E}_{20} = 50.3$ мэВ и $\mathcal{E}_{30} = 167.4$ мэВ (рис. 1). Эффективные массы для квазисвободного движения электронов в плоскости ДКЯ оцениваются с помощью полученных в [10] формул, что дает $m_1 \approx 0.073m_e$, $m_2 \approx 0.074m_e$ и $m_3 \approx 0.089m_e$, где $m_e = 9.11 \cdot 10^{-28}$ г — масса свободного электрона. Ненулевые дипольные моменты переходов между рассматриваемыми подзонами есть $\mathbf{d}_{12,23} \equiv e\mathbf{z}_{12,23}$, где $e > 0$ — элементарный заряд; матричные элементы переходов есть $\mathbf{z}_{12,23} \equiv \mathbf{z}^0 z_{12,23}$, $z_{12} \approx -5.2$ нм и $z_{23} \approx -2.5$ нм, как следует из численных расчетов.

Поперечное ограничение дальнего ИК и ТГц излучения может быть обеспечено с помощью планарной волноводной структуры, представляющей собой модификацию волноводов, широко используемых в обычных ТГц квантовых каскадных лазерах [22] и характеризующихся большим коэффициентом перекрытия активной

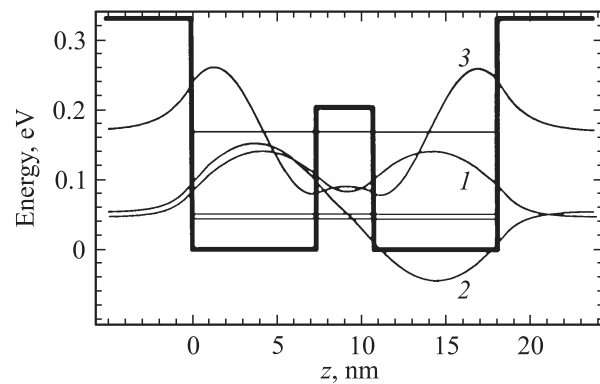


Рис. 1. Дно зоны проводимости в одном из периодов сверхрешетки как функция координаты z вдоль направления роста структуры. Показаны положения энергий подзон при $p = 0$ и формы соответствующих огибающих волновых функций. Нумерация последних 1, 2, 3 соответствует нумерации подзон.

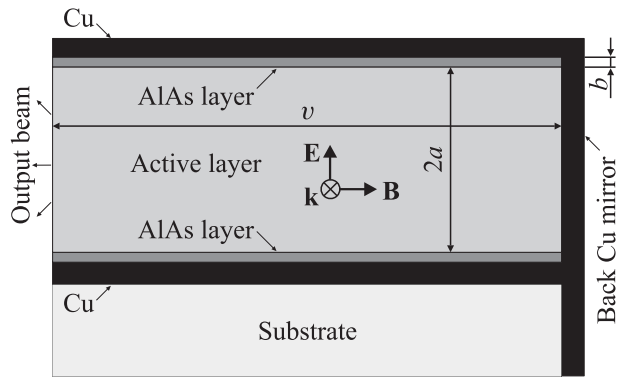


Рис. 2. Схема поперечного сечения волновода для дальнего ИК и ТГц поля. Показан способ введения излучения накачки среднего ИК диапазона (k — волновой вектор) в волновод через боковую грань.

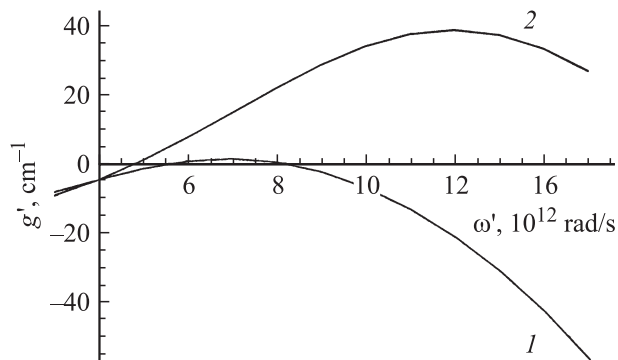


Рис. 3. Коэффициент усиления (по мощности) дальнего ИК или ТГц поля как функция его частоты для $I = 2.9 \cdot 10^7$ (1) и $5.8 \cdot 10^7$ Вт/см² (2).

области с усиливаемым полем. Она состоит из двух металлических слоев, помещенных сверху и снизу двух слоев из AlAs (толщиной $b \approx 0.2$ мкм каждый), между которыми заключена активная область (рис. 2). Толщина последней $2a \approx 10$ мкм, и она состоит из 347 повторений периода сверхрешетки с толщиной $l = 29$ нм, показанного на рис. 1. Длина и ширина такой волноведущей структуры равны $v \approx 4$ мм и $w = 20-30$ мкм соответственно. Дальнее ИК или ТГц поле распространяется в ней в форме низшей ТМ-моды.⁶ Пространственное распределение полей в последней может быть найдено, например, в [23].

Коэффициент поглощения дальнего ИК или ТГц поля (по мощности) в рассматриваемом волноводе, обусловленный первым слагаемым в (11) (волноводные потери), для металлических слоев, выполненных из меди [24], при частоте 1 ТГц оказывается ≈ 11.4 см⁻¹. При указанной выше длине волновода v и увеличенном коэффициенте отражения на его выходной торцевой грани [25] (дру-

⁶ Численный анализ показывает, что ТМ-моды более высоких порядков характеризуются большими коэффициентами поглощения, чем низшая ТМ-мода, и поэтому на пороге генерации последней не возбуждаются.

гая грань покрыта слоем меди, обеспечивающим почти полное отражение, — см. рис. 2) потери дальнего ИК или ТГц излучения за счет его частичного выхода из резонатора примерно равны 0.28 см⁻¹ и, следовательно, значительно меньше найденных далее максимальных g' (рис. 3).

Второе слагаемое в (11) связано с компонентой электрического поля дальней ИК или ТГц моды в плоскости ДКЯ. Вычисления показывают, что для рассматриваемого волновода эта компонента более чем в 100 раз меньше, чем компонента вдоль оси роста z . В результате потери дальнего ИК или ТГц излучения за счет омической проводимости в плоскости ДКЯ оказываются значительно меньше, чем приведенные выше волноводные потери.

Поле накачки вводится в волновод через одну из его боковых граней (рис. 2), причем два тонких слоя AlAs изолируют его от поглощающих металлических слоев. Оценки показывают, что при обсуждаемых здесь интенсивностях накачки оно распространяется по активной области в режиме насыщения и его поглощение на всей ширине волновода w пренебрежимо мало.

Коэффициент усиления дальнего ИК или ТГц поля g' как функция частоты ω' показан на рис. 3. Из рисунка видно, что для интенсивности накачки в активной области $I \equiv |E_{0z}|^2 cn/8\pi = 2.9 \cdot 10^7$ Вт/см² (где $n \approx 3.2$ — показатель преломления активной области в среднем ИК диапазоне, вычисленный с использованием данных из [26]),⁷ соответствующей частоте Раби, близкой к указанному в конце разд. 3 оптимальному значению, частота ω'_{\max} , при которой g' максимален, примерно равна 1.1 ТГц. Для вдвое большей интенсивности, $I = 5.8 \cdot 10^7$ Вт/см², величина $\omega'_{\max} \approx 1.9$ ТГц, т. е. увеличивается в 1.7 раза. Из сравнения этих результатов с теми, которые получились бы без учета эффекта деполяризации, следует, что последний приводит к сдвигу положения максимума g' к более низким частотам примерно на 10%. Величина g' в максимуме быстро растет с увеличением I : $g'_{\max} \approx 1.3$ см⁻¹ при $I = 2.9 \cdot 10^7$ Вт/см² и $g'_{\max} \approx 38$ см⁻¹ при $I = 5.8 \cdot 10^7$ Вт/см². Дальнейшее повышение I (если это является технически возможным) ведет к еще большему увеличению ω'_{\max} и g'_{\max} . Вычисления показывают, что указанные ω'_{\max} лежат близко к частотам ω'_+ , которые соответствуют тем же I при $p = 0$. Таким образом, сильная зависимость одной из резонансных частот возбуждения $\Delta\tilde{\rho}_{12}^+$ от интенсивности поля накачки (отмеченная после (9)) и объясняет причину значительной вариации положений максимумов g' с изменением I .

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе найдены параметры активной области и волновода для безынервного

⁷ Для избежания разрушения структуры при данных и больших I необходимо использовать импульсный режим накачки.

лазера дальнего ИК и ТГц излучения, накачиваемого излучением среднего ИК диапазона. Показано, что в отличие от обычных полупроводниковых лазеров этой области спектра он способен работать при комнатной температуре (в импульсном режиме), а частота его генерации может перестраиваться почти в 2 раза с помощью простого изменения интенсивности накачки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 08-02-00163-а, 09-02-00909-а и 09-02-97043-р_поволжье_а) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

Список литературы

- [1] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994).
- [2] O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel. *Appl. Phys. Lett.*, **71** (25), 3619 (1997).
- [3] O. Kocharovskaya, P. Mandel, Y.V. Radeonychev. *Phys. Rev. A*, **45** (3), 1997 (1992).
- [4] A.S. Zibrov, M.D. Lukin, D.E. Nikonov, L. Hollberg, M.O. Scully, V.L. Velichansky, H.G. Robinson. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (8), 1499 (1995).
- [5] M. Troccoli, A. Belyanin, F. Capasso, E. Cubukcu, D.L. Sivco, A.Y. Cho. *Nature*, **433** (7028), 845 (2005).
- [6] M.D. Frogley, J.F. Dynes, M. Beck, J. Faist, C.C. Phillips. *Nature Mater.*, **5**, 175 (2006).
- [7] O. Kocharovskaya, Y.V. Radeonychev, P. Mandel, M.O. Scully. *Phys. Rev. A*, **60** (4), 3091 (1999).
- [8] C.W. Luo, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, R. Hey, K.H. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **92** (4), 047402 (2004).
- [9] J.F. Dynes, M.D. Frogley, M. Beck, J. Faist, C.C. Phillips. *Phys. Rev. Lett.*, **94** (15), 157403 (2005).
- [10] U. Ekenberg. *Phys. Rev. B*, **40** (11), 7714 (1989).
- [11] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, 1999) гл. 2, с. 66 [Англ. пер.: Ya.I. Khanin. *Fundamentals of Laser Dynamics* (Cambridge, Cambridge International Science Publishing, 2004) chap. 2].
- [12] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М., Мир, 1978) гл. 2 [Пер. с англ.: L. Allen, J.H. Eberly. *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (N.Y., John Wiley & Sons, 1975) chap. 2].
- [13] A. Moskova, M. Mosko. *Phys. Rev. B*, **61** (4), 3048 (2000).
- [14] Q.-S. Zhu, X.B. Wang, Z.T. Zhong, X.C. Zhou, Y.P. He, Z.P. Cao, G.Z. Zhang, J. Xiao, X.H. Sun, H.Z. Yang, Q.C. Du. *Phys. Rev. B*, **57** (19), 12388 (1998).
- [15] T. Unuma, M. Yoshita, T. Noda, H. Sakaki, H. Akiyama. *J. Appl. Phys.*, **93** (3), 1586 (2003).
- [16] L. Sirigu, A. Rudra, E. Kapon, M.I. Amanti, G. Scalari, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.*, **92** (18), 181111 (2008).
- [17] L.E. Vorobjev, V.Yu. Panevin, N.K. Fedosov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A. Seilmeier, S.R. Schmidt, E.A. Zibik, E. Towe, V.V. Kapraev. *Semicond. Sci. Technol.*, **21** (9), 1267 (2006).
- [18] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Мир, 1979) т. 1, гл. 1, с. 18 [Пер. с англ.: N.W. Ashcroft, N.D. Mermin. *Solid State Physics* (N.Y., Holt, Rinehart and Winston, 1976) v. 1, chap. 1].
- [19] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.*, **54** (2), 437 (1982).
- [20] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58** (3), R1 (1985).
- [21] G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **24** (10), 5693 (1981).
- [22] C. Walther, G. Scalari, J. Faist, H. Beere, D. Ritchie. *Appl. Phys. Lett.*, **89** (23), 231121 (2006).
- [23] Л.А. Вайнштейн. *Электромагнитные волны* (М., Сов. радио, 1988) с. 221.
- [24] M.A. Belkin, J.A. Fan, S. Hormoz, F. Capasso, S.P. Khanna, M. Lachab, A.G. Davies, E.H. Linfield. *Opt. Express*, **16** (5), 3242 (2008).
- [25] S. Kohen, B.S. Williams, Q. Hu. *J. Appl. Phys.*, **97** (5), 053106 (2005).
- [26] А.Н. Пихтин, А.Д. Яськов. *ФТП*, **12** (6), 1047 (1978) [A.N. Pikhin, A.D. Yas'kov. *Sov. Phys. Semicond.*, **12** (6), 622 (1978)].

Редактор Л.В. Шаронова

Inversionless amplification in semiconductor nanostructures: a way of creation a frequency-tunable laser of far-infrared and terahertz radiation

V.A. Kukushkin

Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract A scheme of a far-infrared and terahertz amplifier or laser based on a semiconductor nanostructure — a superlattice of double quantum wells of a special design, incorporated into a planar metal–metal waveguide and pumped by a CO₂ laser, is suggested. It employs the inversionless mechanism of electromagnetic field amplification, which allows to pass to the room-temperature operation (in the pulsed mode) and significantly change (by more than 1.7 times) the output radiation frequency by the simple variation of the pump intensity. The laser based on such scheme can become a convenient and easily tunable source of far-infrared and terahertz radiation both for fundamental studies and different applications.