

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛАЗЕРОВ С АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ В ВИДЕ МАССИВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Введение

Гетероструктуры с пространственным ограничением носителей заряда во всех трех измерениях реализуют предельный случай размерного квантования в полупроводниках, когда модификация электронных свойств материала наиболее выражена. Такие структуры представляют собой наноразмерные (1-100 нм) кластерные включения узкозонного полупроводника на поверхности или внутри широкозонной матрицы, создающие локализирующий потенциал для носителей заряда [1]. Малые геометрические размеры потенциальных ям, сравнимые с размерами экситонов в полупроводниковом материале, приводят к кардинальным изменениям его параметров, которые влекут за собой существенные изменения в характеристиках и поведении лазерных структур, созданных на основе квантовых точек.

Как объекты исследования квантовые точки требуют для своего описания применения математического аппарата квантовой механики, который не отличается простотой и наглядностью. Поэтому для оценки характеристик и поведения гетеролазеров на основе квантовых точек (ГЛКТ) представляется необходимым создание достаточно простой и адекватной модели динамики процессов в этих приборах. Возможным решением проблемы является модель, основанная на скоростных уравнениях, которая с успехом применяется для описания динамики лазеров на основе структур с квантовыми ямами. Целью данной работы является адаптация скоростных уравнений для описания динамических процессов в ГЛКТ и численный анализ на их основе.

1 Скоростные уравнения

Начнем с того, что перечислим те предпосылки, которые положим в основу динамической модели ГЛКТ. Лазер работает в одномодовом режиме. Это позволяет упростить выражение для учета процесса усиления. Во время процесса генерации сохраняется условие квазиравновесия. Эта предпосылка позволяет не учитывать влияние дырок на динамические процессы в ГЛКТ. Положим также, что параметры активной среды и динамика процессов внутри лазера не зависят от температуры. То есть выброс носителей из квантовых точек при произвольных вариациях температурного поля в активной среде отсутствует, а скорости процессов рекомбинации при этом постоянны. Свойства активной среды (такие как плотность массива КТ, неоднородность КТ по размерам), появляющиеся при переходе к нанокластерам (рис. 1), учитываются неявно посредством применения типичных экспериментальных значений коэффициента усиления, времени рекомбинации.



Рис. 1

Сделанные предположения позволяют принять скоростные уравнения в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{I}{q \cdot V} - G_p(n, S) \cdot S - \frac{n}{\tau_{eff}}, \\ \frac{dS}{dt} = \Gamma \cdot G_p(n, S) \cdot S + \Gamma \cdot \beta \cdot \frac{n}{\tau_{eff}} - \frac{S}{\tau_{ph}}, \end{array} \right. \quad (1a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = \frac{I}{q \cdot V} - G_p(n, S) \cdot S - \frac{n}{\tau_{eff}}, \\ \frac{dS}{dt} = \Gamma \cdot G_p(n, S) \cdot S + \Gamma \cdot \beta \cdot \frac{n}{\tau_{eff}} - \frac{S}{\tau_{ph}}, \end{array} \right. \quad (16)$$

где n и S концентрации электронов и фотонов соответственно, I - ток накачки, V - объем волноводной области, $G_p(n, S)$ - пиковое усиление, τ_{eff} - эффективное время жизни электрона, τ_{ph} - среднее время жизни фотона в резонаторе, Γ - коэффициент оптического ограничения, β - доля спонтанного излучения, входящая в оптическую моду. Система (1) не учитывает ряд особенностей квантовых точек как активной среды, поэтому в нее необходимо внести изменения.

Массив квантовых точек представляет собой дискретную в пространстве структуру, элементы которой имеют очень малые геометрические размеры. Отсюда следует, что не все инжектированные носители попадают в активный объем и, следовательно, фактическая скорость инжекции меньше, чем представленная в (1a). Чтобы учесть этот момент, введем в слабое для скорости инжекции коэффициент, характеризующий эффективность процесса инжекции и равный отношению объема реально занимаемого квантовыми точками к объему волноводной области $\eta_{inj} = V_{QD}/V_{OCL} = V_{QD} \cdot N_{QD}$, здесь N_{QD} - объемная концентрация квантовых точек в области оптического ограничения, V_{QD} - средний объем квантовой точки. Таким образом, вместо выражения $I/(q \cdot V)$ в (1a) следует записать $\eta_{inj} \cdot I/(q \cdot V)$.

Пиковое усиление в (1) записывается в виде [2]:

$$G_p(n, S) = \frac{g_0 \cdot (n - n_{tr})}{(1 + \epsilon_{ph} \cdot S)}, \quad (2)$$

где $g_0 = v_g \cdot \partial G / \partial n$, v_g - групповая скорость моды, $\partial G / \partial n$ - дифференциальное усиление в линейной аппроксимации зависимости пикового усиления от концентрации электронов; n_{tr} - концентрация электронов на пороге прозрачности материала; ϵ_{ph} - фотонный коэффициент нелинейности пикового усиления. Особенности квантовых точек как активных сред приводят к тому, что в функциональной зависимости пикового усиления от концентрации электронов $G_p(n, S)|_{S=const}$ наблюдается значительно более резкий переход к насыщенному состоянию, чем в лазерах на квантовых ямах [3]. Чтобы учесть эти особенности, на основе [3], выражение (2) перепишем в виде:

$$G_p(n, S) = (1 + \epsilon_{ph} \cdot S)^{-1} \cdot \begin{cases} g_0 \cdot (n - n_{tr}), & n < 2 \cdot n_{tr} \\ g_0 \cdot n_{tr} \equiv g_{sat}, & n \geq 2 \cdot n_{tr} \end{cases}, \quad (3)$$

где g_{sat} - насыщенное усиление.

Иногда удобно рассматривать динамические процессы в полупроводниковых лазерах, оперируя не концентрациями, а числом квазичастиц. Это, в частности, позволяет на несколько порядков снизить значения величин, которыми приходится оперировать в процессе расчета. Переход от концентраций к числам можно осуществить по известным формулам $n = N_e/V$, $S = \Gamma \cdot N_{ph}/V$, где N_e и N_{ph} числа электронов и фотонов соответственно. Подставляя (4) в (1) и учитывая пространственную дискретность активной среды (коэффициент η_{inj}), получим систему скоростных уравнений для чисел фотонов и электронов в активной области:

$$\begin{cases} \frac{dN_e}{dt} = \eta_{inj} \cdot \frac{I}{q} - \frac{N_e}{\tau_{eff}} - G_p(N_e, N_{ph}) \cdot N_{ph}, \\ \frac{dN_{ph}}{dt} = G_p(N_e, N_{ph}) \cdot N_{ph} + \beta \cdot \frac{N_e}{\tau_{eff}} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}}. \end{cases} \quad (4a)$$

$$\begin{cases} \frac{dN_e}{dt} = \eta_{inj} \cdot \frac{I}{q} - \frac{N_e}{\tau_{eff}} - G_p(N_e, N_{ph}) \cdot N_{ph}, \\ \frac{dN_{ph}}{dt} = G_p(N_e, N_{ph}) \cdot N_{ph} + \beta \cdot \frac{N_e}{\tau_{eff}} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}}. \end{cases} \quad (46)$$

В уравнениях (4) $G_p(N_e, N_{ph})$, с учетом (4), определяется выражением:

$$G_p(N_e, N_{ph}) = (1 + \epsilon_{norm} \cdot N_{ph})^{-1} \cdot \begin{cases} g_{norm} \cdot (N_e - N_{tr}), & N_e < 2 \cdot N_{tr}; \\ g_{norm} \cdot N_{tr} \equiv g_{sat}, & N_e \geq 2 \cdot N_{tr} \end{cases} \quad (5)$$

где $g_{norm} = g_0 \cdot \Gamma / V$ - нормированное дифференциальное усиление; $\epsilon_{norm} = \epsilon_{ph} \cdot \Gamma / V$ - нормированный коэффициент нелинейности усиления. Система уравнений (4), учитывающая пространственную дискретность активной среды и нелинейность усиления стала основой для получения динамических и модуляционных характеристик ГЛКТ, которые обсуждаются в следующем пункте.

2 Результаты численного эксперимента

Полученные в предыдущем разделе уравнения (4) представляют собой систему нелинейных дифференциальных уравнений. Аналитическое решение такой системы в явном виде затруднительно. Поэтому для получения решения необходимо применять численные методы исследования систем ОДУ. В данной работе был применен метод Рунге – Кутты [4, 5]. Выбор обусловлен тем, что этот метод решения систем ОДУ сочетает в себе скорость и точность счета. Кроме этого существует большое количество подпрограмм, реализующих данный метод на ЭВМ. Для исследования характеристик были использованы следующие численные значения параметров: $\eta_{inj} = 0.8$, $\tau_{eff} = 10^{-9} \text{ с}$, $g_{norm} = 5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\epsilon_{norm} = 8 \cdot 10^{-8}$, $N_{tr} = 10^7$, $\tau_{ph} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $\beta = 10^{-5}$. При проведении численного эксперимента были исследованы динамические и модуляционные характеристики ГЛКТ. Наибольший интерес представляет поведение характеристик ГЛКТ при изменении силы тока накачки и эффективности инжекции. Поэтому основное внимание уделялось именно этому вопросу.

На рисунке 2 изображены электронный и оптический отклики ГЛКТ, полученные с учетом и без учета эффекта насыщения усиления. Можно видеть, что пока число электронов не достигает величины $2 \cdot N_{tr}$, насыщение не играет никакой роли и поэтому динамические характеристики ГЛКТ имеют совершенно идентичный вид как при учете, так и учета эффекта насыщения. Срыв роста числа электронов является реакцией на начало процесса генерации. Когда усиление насыщается, то для достижения необходимого уровня инверсии населенности

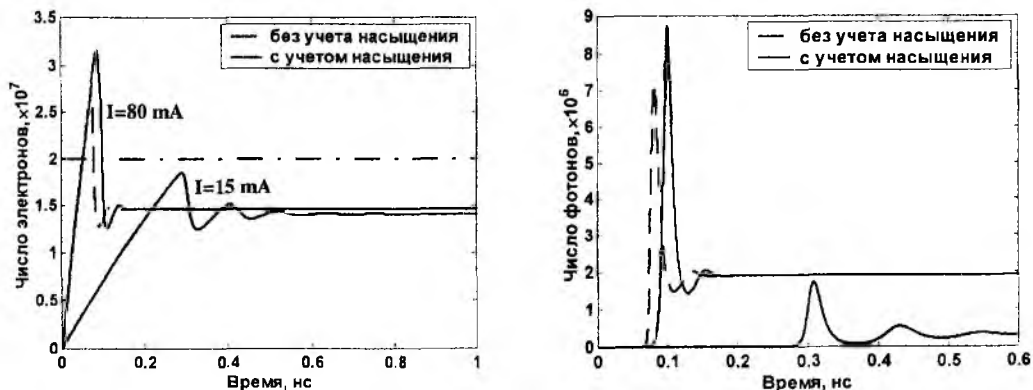


Рис. 2

системе нужно больше времени, что приводит к увеличению времени задержки оптического отклика. Последнее является причиной роста инверсной населенности.

На рисунке 3 показано влияние эффективности инжекции η_{inj} на вид динамической характеристики. Как видно, с увеличением эффективности инжекции уменьшается время задержки и возрастает число фотонов в стационарном режиме. Механизм такого поведения сводится к следующему: эффективность инжекции характеризует количество электронов,

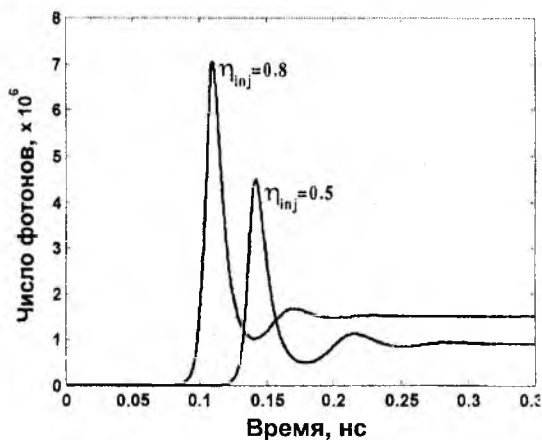


Рис. 3

представляется в виде:

$$I = I_0 \left(1 + \Omega \sum_{k=1}^m \sin(k\omega_{mt}) \right), \quad (7)$$

где Ω - глубина модуляции, k - номер гармоники.

Изображения модуляционных характеристик при изменении различных параметров приведены на рисунке 4. Их поведение тесным образом связано с влиянием одноименных параметров на динамические характеристики. На рисунке 2 видно, что с увеличением тока смещения уменьшается длительность переходного процесса. Это влечет за собой уширение спектра сигнала, следствием чего является увеличение полосы модуляции. Механизм влияния η_{inj} на модуляционные характеристики аналогичен, но менее ярко выражен, поскольку η_{inj} меньше влияет на динамические характеристики ГЛКТ.

Увеличение полосы модуляции сопровождается уменьшением и уширением резонансного пика на модуляционных характеристиках. Механизм этого явления представляется следующим. При уменьшении длительности переходного процесса спектр релаксационных колебаний обогащается, то есть уменьшается степень их гармоничности. Это приводит к расплыванию резонансного пика в частотной области. А так как энергия, сосредоточенная в узком спектральном диапазоне, распределяется между возрастающим числом гармоник, то резонансный пик уменьшается по высоте. Таким образом, причиной исчезновения резонансного пика на

инжектируемых непосредственно в активную среду. Поэтому рост η_{inj} приводит к тому, что количество электронов, участвующих в процессе рекомбинации, увеличивается. Как следствие этого наблюдается большая интенсивность излучения в стационарном режиме. Увеличение числа рекомбинирующих носителей заряда означает возрастание скорости накачки, а, следовательно, уменьшение времени задержки оптического отклика.

Расчет модуляционных характеристик проводился с учетом насыщения усиления и основан на разложении отклика лазера на гармонические составляющие при помощи быстрого преобразования Фурье. При этом сигнал тока накачки

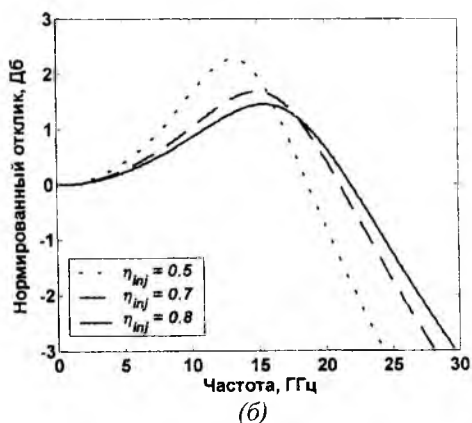
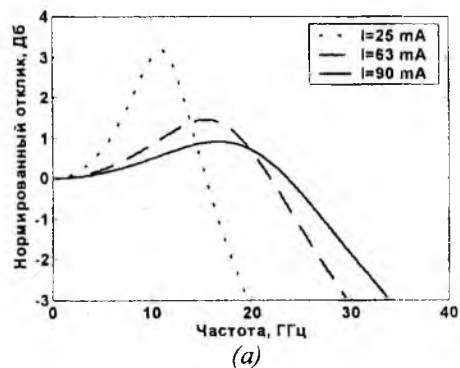


Рис. 4

модуляционных характеристиках является сильный ангармонизм релаксационных колебаний.

Заключение

Таким образом, в данной работе сформулирована одномерная динамическая модель ГЛКТ, основанная на кусочно-линейной аппроксимации функциональной зависимости пикового усиления от числа электронов в активной области. Был проведен анализ скоростных уравнений, аналогичных применяемым при моделировании лазеров на квантовых ямах, для описания динамических процессов в ГЛКТ. В рамках одноуровневой модели получены динамические и модуляционные характеристики ГЛКТ. Численное моделирование динамики ГЛКТ показало, что насыщение усиления приводит к росту времени задержки оптического отклика лазера. Последнее свидетельствует о необходимости учета нелинейных эффектов насыщения в ГЛКТ, как и в лазерах с квантовыми ямами. Численная оценка полосы модуляции ГЛКТ составляет величину порядка 30 ГГц, что говорит о потенциальных возможностях создания сверхширокополосных телекоммуникационных систем на базе ГЛКТ.

Список литературы: 1. Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Щукин В. А. и др. // Физика и техника полупроводников. 1998. Т.32. № 4. С.385-410. 2. Tsai C. - Y., Tsai C. - Y., Spenser R. M., Lo Y. - H., Eastman L. F. // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1996. vol. 32. p. 201. 3. Ковш А. Р., Жуков А. Е., Егоров А. Ю. и др. // Физика и техника полупроводников. 1999. Т.33. вып.2. С. 215-223. 4. Шун Т. Е. Прикладные численные методы в физике и технике. М.: Высшая школа, 1990. 254 с. 5. Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 20.12.2001