

ПОРОГОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ В РЕЗОНАНСНОЙ МОДЕЛИ МИКРОЛАЗЕРА НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Юревич Ю.В., Тимошенко Е.В., Пусовская Т.И.

Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий
г. Могилёв, Беларусь

Развитие нанотехнологий позволило создавать так называемые метаматериалы (объекты с оптическими свойствами, отсутствующими у составляющих их веществ). Среди них – объекты, матрица которых включает регулярную структуру квантовых точек (КТ) с относительно высокой концентрацией. КТ обычно представляет область в решётке материала, в которой может происходить локализация носителей заряда (электронов и/или дырок), обладающая столь малыми размерами, что в ней имеет место квантование носителей. Подобный кластер представляет собой островок узкозонного полупроводникового материала, помещённый в более широкозонную матрицу [1]. Первые активные среды из КТ, используемые в лазерах, были созданы на основе $In(Ga)As$ в матрице $GaAs$. Эти лазеры излучают, в частности, в ИК-диапазоне (~ 1.25... 1.30 мкм) и перспективны для дистанционного контроля состава вредных примесей в атмосфере.

Полупроводниковые КТ, формирующие инверсный слой с квантоворазмерными эффектами, стали естественным продолжением идеи полупроводниковых гетероструктур, сформулированной в начале 60-х годов Ж.И. Алфёровым. КТ удобно моделировать дипольными «мета-атомами», значительно превышающими размер собственно атома, но с наличием дискретной энергетической структуры состояний. Реакция образуемых ими квазикристаллов в наноразмерном планарном формате на резонансное оптическое излучение существенно нелинейна – нелинейность носит низкопороговый характер, поскольку порождена именно резонансным характером взаимодействия поля и среды. Это делает их привлекательными для разработки крайне компактных автоколебательных источников когерентного светового поля, применяемых в нанофотонике и способных излучать без внешних синхронизированных с током накачки модуляторов.

В настоящем сообщении представлены результаты оценки хода пороговых кривых, характеризующих способность микролазеров излучать в режиме автоколебаний. Поле, действующее на активные КТ, в приближении тонкого слоя допускается однородным. Баланс его энергообмена с ансамблем КТ аналогично [2] описывается модифицированной кинетической системой, образованной условиями Максвелла совместно с квантовомеханическими уравнениями Блоха для момента элементарного диполя:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{d\tau} &= Ane_i + (\kappa n - 1)(R - \Delta S), \quad \frac{dS}{d\tau} = -(\kappa n - 1)(\beta ne_i - \Delta R - S), \\ \frac{1}{\tau_{12}} \frac{dn}{d\tau} &= 1 - n - [AR - \beta(\kappa n - 1)S]e_i - \kappa(R^2 + S^2), \\ A &= 1 - \beta\gamma(\kappa n - 1), \quad \Delta = \gamma - \beta(1 + \gamma^2)\kappa n. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь e_i – нормированное световое поле спонтанного излучения, $R+iS$ и n – комплексная амплитуда резонансной поляризуемости и вероятность инверсии, κ – коэффициент усиления, достижимый при данном уровне тока накачки, β – параметр нелинейной рефракции (*Henry factor*), γ – нормирующий коэффициент в локальной поправке (*Lorenz local field*), τ_{12} – отношение характерных времён внутризонной и межзонной релаксации. Нормированная по уровню мощности насыщения усиления выходная мощность лазера в рассматриваемом приближении определяется из выражения:

$$U_{\text{out}} = \{ [\kappa(R - GS) - \gamma\beta(\kappa n - 1)e_i]^2 + [\kappa(GR + S) - \beta(\kappa n - 1)e_i]^2 \} / (1 + \gamma^2), \quad (2)$$

$$G = \gamma - \beta(1 + \gamma^2)(\kappa n - 1)$$

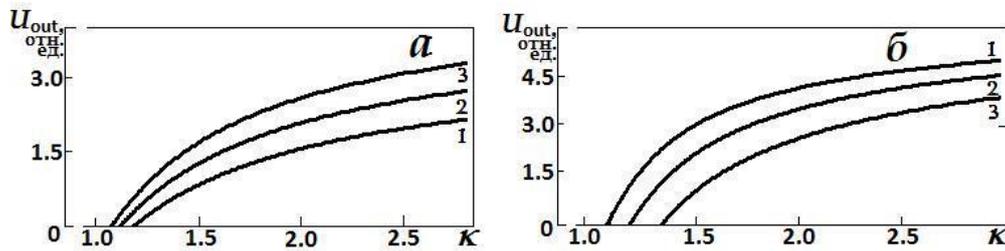
В отличие от известных аналогов расчёта лазерных систем, где рассматривается присущее резонансному взаимодействию насыщение усиления, схема (1), (2) учитывает типичные для материалов с высокой плотностью дипольных активных центров механизмы резонансной фазовой нелинейности. К ним относится влияние ближних полей диполей на диэлектрическую восприимчивость и резонансная нелинейная рефракция.

Пороговые кривые при условии постоянного уровня тока накачки представляют собой зависимости значений установившейся мощности U_{out} от уровня возбуждения (достижимого коэффициента усиления κ). Их определяют из дисперсионных соотношений и стационарных решений, получаемых в сингулярных пределах (1) (индексом S отмечены стационарные величины n , R и S , а также A и частотной отстройки Δ):

$$\frac{1 - n_s}{n_s} = \frac{A_s^2 + \beta^2(\kappa n_s - 1)^2}{(\kappa n_s - 1)^2(1 + \Delta_s^2)} e_i^2, \quad (3)$$

$$R_s = -\frac{1 - \beta(\kappa n_s - 1)(\gamma + \Delta_s)}{(1 + \Delta_s^2)(\kappa n_s - 1)} n_s e_i, \quad S_s = \frac{\beta(\kappa n_s - 1)(1 - \gamma\Delta_s) + \Delta_s}{(1 + \Delta_s^2)(\kappa n_s - 1)} n_s e_i,$$

Вычисление приведенных на рисунке пороговых зависимостей с учетом фазовых эффектов проводился параметрическим расчетом (2), (3) в диапазоне изменения коэффициентов (1), которые соответствовали их реальным значениям, приведенным в [1].



$\beta = 0.05$ (кривая 1), 0.10 (2), 0.12 (3), $\gamma = 3.0$ (а); $\gamma = 2.0$ (1), 2.2 (2), 2.5 (3), $\beta = 0.15$ (б); $e_i = 0.025$

Рисунок – Пороговые зависимости стационарной выходной мощности лазера

Следует особо отметить, что рассмотрение в (1) – (3) фазовой нелинейности устанавливает реально наблюдаемую особенность поведения пороговых кривых – с ростом тока накачки увеличение выходной мощности выходит на насыщение. В пренебрежении фактором нелинейности при учете только насыщения инверсии в расчетах воспроизводится тривиальная линейная зависимость $U_{\text{out}}(\kappa)$ с началом в точке $\kappa = 1.0$.

Список использованных источников

1. Жуков, А.Е. Лазеры и микролазеры на основе квантовых точек. Учебное пособие. / А.Е. Жуков // С.- Пб.: Политехпресс. – 2019. – 42 с.
2. Тимощенко, Е.В. Резонансная модель регулярных режимов излучения лазеров на полупроводниковых квантоворазмерных структурах / Е.В. Тимощенко, В.А. Юревич // 12 Бел. – Росс. Семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе»: сборник статей. Минск: ИФ им. Б.И. Степанова НАН Беларуси. – 2019. – С.137-140.