

УДК 621.315.592

Проблема лазерной генерации в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов

© П.А. Калинин*, В.В. Кочаровский**+, Вл.В. Кочаровский*¶

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

+ Department of Physics & Astronomy, Texas A&M University, College Station,
Texas, 77843-4242, USA

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Выясняются условия возникновения и особенности лазерной генерации поляритонных мод в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов. Обсуждаются вопросы ширины спектра генерируемых мод и роль неоднородного (пространственного и спектрального) распределения экситонов. Подробно исследуется возможность генерации мод в условиях, близких к порогу бозе-конденсации экситонов. Анализируется влияние неоднородного уширения линии экситонов на устойчивость стационарной генерации. Предлагаются эксперименты, позволяющие выявить вклады различных физических процессов в лазерную генерацию мод в полупроводниковых структурах, которые предназначены для бозе-конденсации экситонов.

1. Введение

Экситоны — связанные состояния электрона и дырки в полупроводнике — являются бозонами и потому подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна. Установлению термо-динамического равновесия в системе экситонов препятствует их рекомбинация с излучением фотона. Однако при приложении к образцу постоянного электрического поля электрон и дырка в экситоне смещаются друг относительно друга (образуется диполярный экситон), что ослабляет рекомбинацию и позволяет сделать время жизни таких экситонов больше времени их термализации. В результате можно ожидать образования квазиравновесного бозе-конденсата экситонов. Благодаря малой массе экситонов конденсация должна происходить при намного более высоких температурах (порядка единиц кельвин), чем для атомных и молекулярных систем [1,2]. Поэтому последнее время активно экспериментально исследуется возможность получения бозе-конденсации экситонов в специальных ловушках на базе полупроводниковых структур с квантовыми ямами [1–5]. При этом в экспериментах, проводимых с диполярными экситонами в одиночных и двойных квантовых ямах, в условиях постоянной нерезонансной оптической накачки наблюдались оптические явления (интерференционные эффекты [6], линейная поляризация [7], двухфотонные корреляции [8]), свидетельствующие о возможности стимулированных процессов излучения света при рекомбинации экситонов в ловушке.

Ловушки, подобные использованным в указанных экспериментах, могут служить низкодобротными резонаторами для электромагнитного поля [9,10] (см. также обсуждение в разд. 6). Поэтому в них, благодаря индуцированному излучению фотонов при рекомбинации экситонов, могут происходить процессы лазерной генерации на частоте рекомбинационного перехода послед-

них, а именно в них могут эффективно возбуждаться поляритонные моды — самосогласованные колебания электромагнитного поля и поляризации экситонов. При достаточно большой концентрации экситонов и достаточно малой скорости затухания их высокочастотной поляризации (учитывающей как неоднородное, так и однородное уширение экситонной линии) эти моды могут становиться неустойчивыми и обеспечивать лазерную генерацию. Поскольку в процессе конденсации следует ожидать увеличения спектральной плотности экситонов и сужения линии их резонанса, подобную неустойчивость можно ожидать в экспериментах по конденсации экситонов. При этом порог конденсации и порог генерации не обязаны совпадать, и возможны системы, в которых генерация начнется и до достижения порога конденсации.

Подобная лазерная генерация представляет интерес не только благодаря необычной активной среде (бозе-конденсату экситонов), обладающей чрезвычайно большой спектральной и пространственной плотностью активных частиц, но и благодаря уникальному сочетанию параметров лазера. Как будет видно далее, в подобных системах время жизни поляризации на лазерном переходе много больше, чем время жизни фотона в резонаторе, что соответствует лазерам класса *D* [11,12]. В отличие от обычных лазеров классов *A* и *B*, в которых поляризацию активной среды как самостоятельную переменную можно адиабатически исключить, перейдя к балансным уравнениям, в подобных лазерах необходим учет самостоятельной динамики поляризации, что приводит к ряду существенных новых эффектов. На данный момент лазеры класса *D* слабо исследованы теоретически и экспериментально еще не реализованы, так что рассматриваемая экситонная система представляет интерес и с точки зрения лазерной физики.

Данной проблеме лазерной генерации поляритонных мод в ловушках для конденсации диполярных экситонов

¶ E-mail: kochar@appl.sci-nnov.ru

и посвящена настоящая статья. В разд. 2 даны уравнения модели; в разд. 3 анализируется зависимость порога лазерной генерации от параметров спектрального распределения экситонов; в разд. 4 приводятся основные возможные режимы лазерной генерации и обсуждается ширина спектра генерации; в разд. 5 аналитически исследуется влияние неоднородного уширения спектральной линии экситонов на порог устойчивости стационарной лазерной генерации; в разд. 6 излагаются некоторые открытые проблемы и дается заключение.

Отметим, что наша работа не имеет непосредственного отношения к серии работ по так называемым поляритонным лазерам [13–17]. В этих работах также изучается рекомбинационное излучение экситонов в гетероструктурах с квантовыми ямами, но при этом исследуется их спонтанное излучение [13,15] (в отличие от стимулированного излучения фотонов, на котором основаны все процессы лазерной генерации) и используются сравнительно короткоживущие прямые экситоны, для которых проблематично получение распределения, близкого к равновесному бозе-эйнштейновскому. Связь между поляритонными лазерами и лазерами на рекомбинационном переходе экситонов, рассматриваемыми в этой работе, не будет обсуждаться здесь.

2. Уравнения динамики лазера

В качестве типичных укажем эксперименты [1,4,6–8], где полупроводниковая гетероструктура содержала широкую (толщиной $l = 25$ нм) квантовую яму GaAs в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.33$). Этот слой имел высоту $H = 220$ нм и был выращен на подложке, верхний слой которой был сделан высокопроводящим. Гетероструктура сверху была покрыта металлической пленкой, в которой протравливались круглые окна диаметром $D = 5$ мкм. Вся структура была помещена в постоянное электрическое поле, приложенное между высокопроводящей подложкой и металлической пленкой.

Постоянная оптическая накачка создавала свободные электроны и дырки в толще структуры, откуда они дрейфовали в квантовую яму, где и объединялись в экситоны. Благодаря наличию постоянного электрического поля электрон и дырка в экситоне смещались друг относительно друга поперек ямы, экситон приобретал постоянный дипольный момент (становился дипольным), и время его жизни увеличивалось до единиц-десятков наносекунд. Последнее превышает время термализации экситонов, в итоге обуславливая конденсацию. В экспериментах наблюдалось излучение из окон в металлической пленке на частоте рекомбинационного перехода непрямых экситонов.

Для простейшего описания достаточно медленной динамики экситонов в резонансном электромагнитном поле (на частоте, соответствующей рекомбинации электрона и дырки в экситоне, т.е. переходу между состояниями „экситон есть“ и „экситона нет“) мы будем

считать экситон двухчастичной двухуровневой системой, т.е. описывать динамику экситонного слоя стандартными уравнениями Блоха как динамику его поляризации и плотности населенности (равной концентрации экситонов) [11,12]. В такой модели поляритоны — это нормальные моды системы „поляризация экситонов + электромагнитное поле“ в приближении постоянной концентрации экситонов. Для определения их спектра можно воспользоваться граничными условиями на поверхности резонатора и уравнениями Максвелла в объеме полупроводника, не занятого экситонами, а наличие экситонов учесть посредством граничных условий на поля по обеим сторонам квантовой ямы (подробнее см. [9]). Однако можно также ограничиться учетом лишь нескольких парциальных мод электромагнитного резонатора, описывая экситоны методом возмущений как токи, возбуждающие резонатор; в таком подходе оказывается возможным получить не только условие неустойчивости поляритонных мод, но и построить элементарную модель нелинейной динамики их лазерной генерации [12,18].

Таким образом, мы описываем электромагнитное поле в резонаторе комплексными коэффициентами возбуждения $C_m(t)$ и пространственной структурой нескольких ($m = 1 - m_{\text{max}}$) парциальных мод, а экситоны — плотностями их числа $N = N(\mathbf{r}_\perp, \Delta, t)$ и комплексной амплитуды оптического дипольного момента $\mathbf{d} = \mathbf{d}(\mathbf{r}_\perp, \Delta, t)$ в расчете на единицу площади поверхности гетероструктуры и на единичный интервал частот рекомбинации экситонов (здесь t — время, \mathbf{r}_\perp — радиус-вектор в плоскости ловушки, Δ — отстройка резонансной частоты экситонов от наименьшей частоты ω_0 их неоднородной спектральной линии). В итоге получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{d}} &= -(\nu_2 + i\Delta)\mathbf{d} + i\chi N \sum_m C_m \mathbf{E}_m, \\ \dot{N} &= \frac{N_p - N}{T_1} + \frac{2}{\hbar} \cdot \text{Im}(\mathbf{d} \sum_m C_m^* \mathbf{E}_m^*), \\ \dot{C}_m &= -i\delta_m C_m + i \frac{2\pi\omega_0}{M_m} \int d\mathbf{E}_m^* d\Delta d^2 \mathbf{r}_T, \end{aligned} \quad (1)$$

где N_p есть источник экситонов (спектральная плотность мощности эффективной накачки); T_1 и $T_2 = \nu_2^{-1}$ — времена жизни плотности экситонов и их поляризации соответственно; $\chi = |p_0|^2/\hbar$, p_0 — дипольный момент рекомбинационного перехода экситонов; $M_m = \int \epsilon |E_m|^2 d^3 \mathbf{r}$ — нормировочный коэффициент m -й моды, определяемый интегралом по объему ловушки; δ_m — комплексная отстройка частоты m -й моды от ω_0 (мнимая часть которой отвечает за затухание моды); p_0 — дипольный момент рекомбинационного перехода экситонов, ϵ — диэлектрическая проницаемость объемного полупроводника без экситонов.

Существенной особенностью ловушек, использующихся в экспериментах, является весьма низкая их добротность как электромагнитных резонаторов. Поэтому

мнимые части парциальных частот электромагнитных мод $\text{Im } \delta_m$ можно считать превышающими обратное время жизни поляризации экситонов ν_2 , что соответствует так называемым лазерам класса D [11,12]. Отметим, что ожидаемое (исходя из типичных размеров ловушки) среднее спектральное расстояние по частоте между парциальными электромагнитными модами лежит в интервале между двумя указанными величинами ν_2 и $\text{Im } \delta_m$.

3. Порог лазерной генерации с учетом бозе-эйнштейновского спектрального распределения экситонов

В рамках указанной модели нами был определен порог лазерной генерации (порог неустойчивости поляритонных мод) и исследована его зависимость от температуры и количества экситонов в ловушке с учетом специфического распределения экситонов по спектру (распределение Бозе–Эйнштейна). В данном разделе мы сосредоточимся на влиянии неоднородного спектрального распределения экситонов на порог генерации и потому будем пренебрегать эффектами, связанными с неоднородным пространственным распределением экситонов (будем рассматривать сосредоточенную модель). Заметим лишь, что эти пространственные эффекты должны будут входить в окончательные формулы дополнительным множителем — интегралом перекрытия распределения экситонов со структурой моды.

В простейшем случае, когда все экситоны имеют одну и ту же частоту рекомбинации (т.е. неоднородное уширение экситонной спектральной линии отсутствует), условие неустойчивости поляритонных мод имеет вид [9]

$$\tilde{\omega}_c^2 = \nu_2 \nu_c, \tag{2}$$

где $\tilde{\omega}_c = \sqrt{2\pi|p_0|^2 N^\Sigma \omega_0 / \hbar \epsilon H}$ — эффективная кооперативная частота экситонов, определяемая их суммарной пространственной плотностью $N^\Sigma = \int N d\Delta$, а $\nu_c \equiv \text{Im } \delta_m$ — декремент затухания рассматриваемой парциальной моды.

Если порог конденсации существенно превышен, т.е. количество экситонов в ловушке достаточно велико, а температура достаточно низка, то значительная часть экситонов находится в бозе-конденсате и имеет одну и ту же частоту рекомбинации. В условиях достаточно большого количества сконденсировавшихся экситонов можно пренебречь несконденсировавшимися, и в таком случае условие неустойчивости экситонов будет описываться формулой (2). Однако в условиях малого количества экситонов в конденсате, а также в ситуации, когда количества экситонов недостаточно для конденсации, необходим учет спектрального распределения экситонов. В таком случае легко показать [19], что условие неустойчивости по-прежнему описывается

формулой (2), только в ней при вычислении кооперативной частоты вместо общего количества экситонов $N_{\text{tot}} = \int N^\Sigma d\mathbf{r}_\perp$ необходимо брать эффективное количество экситонов, учитывающее отстройку различных групп экситонов от резонанса:

$$\tilde{N}_{\text{tot}} = \sum_k \frac{\nu_2^2}{\nu_2^2 + \Delta_k^2} N_k, \tag{3}$$

где индекс k нумерует возможные энергетические уровни ловушки, Δ_k — отстройка этого уровня от нижнего энергетического уровня, а N_k — количество экситонов на этом уровне.

Распределение экситонов по спектру частот рекомбинации задается распределением Бозе–Эйнштейна

$$N_k = \frac{1}{e^{(\Delta_k - \xi)/\theta} - 1}, \tag{4}$$

где $\xi = \mu/\hbar$ и $\theta = T/\hbar$ — частоты, соответствующие химическому потенциалу μ и температуре T соответственно; химический потенциал будем отсчитывать от нижнего уровня ловушки (таким образом, всегда $\xi \leq 0$). Отметим, что после достижения порога конденсации распределение надконденсатных экситонов (при $k > 0$) фиксируется на уровне, задаваемом выражением (4) при $\xi = 0$, а все оставшиеся экситоны скапливаются на основном уровне $k = 0$. Теперь мы будем рассматривать противоположный обсуждавшемуся в начале предыдущего абзаца случай, т.е. предел малого количества экситонов в конденсате (или вообще отсутствия конденсата), и будем считать, что распределение экситонов на всех уровнях $k \geq 0$ определяется выражением (4).

В таком случае сумму (3) можно аналитически вычислить в двух предельных случаях: вдали от порога конденсации (при малом количестве экситонов и/или высоких температурах) и в непосредственной окрестности порога конденсации. Для дальнейших выкладок нам потребуется величина $\gamma = \Delta_1 \approx \hbar \pi^2 / (2mS)$ — отстройка первого уровня от основного уровня (здесь m — масса экситона, S — площадь ловушки); для типичных параметров экспериментов [1,4,6–8] имеем $\gamma \ll \nu_2$.

Первый случай отвечает условиям $\gamma - \xi \gg \theta$, ν_2 ; это соответствует бальмановскому пределу, когда распределение экситонов по спектру определяется просто распределением Больцмана $N_k \propto \exp(-\Delta_k/\theta)$. Тогда эффективное количество экситонов имеет вид

$$\tilde{N}_{\text{tot}} = \frac{\pi \nu_2}{2\theta} N_{\text{tot}}, \tag{5}$$

т.е. отличается об общего количества экситонов в ловушке множителем порядка $\nu_2/\theta \ll 1$. Это логично, поскольку экситоны распределены по спектральному интервалу шириной порядка θ , а в генерации участвуют лишь находящиеся в узкой полосе шириной порядка ν_2 . Таким образом, порог генерации в этом пределе много выше, чем в случае, если бы все экситоны собрались в конденсате.

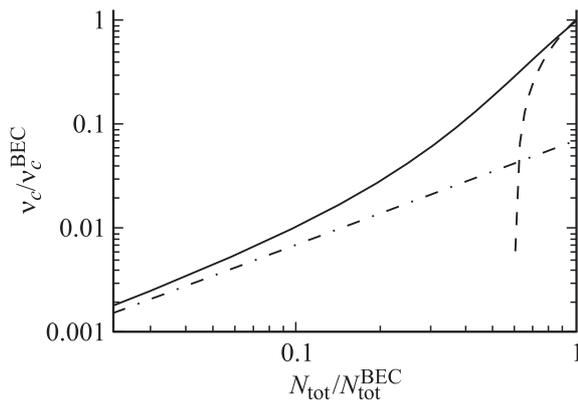


Рис. 1. Изменение порога лазерной генерации: пороговое значение декремента затухания поляритонных мод v_c как функция количества экситонов в конденсате N_{tot} . Обе величины отнесены к их значению на пороге конденсации (v_c^{BEC} и $N_{\text{tot}}^{\text{BEC}}$ соответственно). Сплошная линия — точное значение, полученное численным суммированием по формуле (3). Штриховая линия — аналитическая формула в окрестности порога конденсации (6). Штрихпунктирная линия — аналитическая формула вдали от порога конденсации (5).

Случай окрестности порога конденсации отвечает условию $\gamma - \xi \ll v_2, \theta$. В этом случае значительная часть двумерного бозе-эйнштейновского распределения (4) имеет гиперболический характер $N_k \propto 1/(\Delta_k - \xi)$ и эффективное количество экситонов в конденсате равно

$$\tilde{N}_{\text{tot}} = N_{\text{tot}} \frac{\ln[v_2/(\gamma - \xi)]}{\ln[\theta/(\gamma - \xi)]} \quad (6)$$

и отличается от общего количества экситонов лишь множителем, равным отношению двух логарифмов. Это отношение для типичных параметров экспериментов равно примерно 2–3, т.е. в генерации участвуют почти все экситоны и порог генерации не сильно выше, чем если бы все эти экситоны присутствовали в конденсате. Данный результат связан с тем обстоятельством, что еще до конденсации экситоны начинают аккумулироваться в окрестности низшего уровня, за счет чего их спектральная плотность возрастает и порог генерации снижается.

На рис. 1 для типичных параметров экспериментов [1,4,6–8] приведено поведение порога генерации (порогового значения величины декремента затухания парциальных электромагнитных мод v_c) при приближении к порогу конденсации с увеличением количества экситонов в конденсате при фиксированной температуре. Виден дополнительный рост порогового значения v_c (что соответствует уменьшению требуемой добротности оптического резонатора).

При дальнейшем увеличении количества экситонов в ловушке после преодоления порога конденсации распределение надконденсатных экситонов останется неизменным (и будет описываться формулой (4) с $\xi = 0$),

а все дополнительные экситоны будут скапливаться в конденсате. Чтобы определить порог генерации в этом случае, необходимо вычислять сумму (3) с указанным распределением экситонов. Несложно видеть, что тогда эффективное количество экситонов будет равно эффективному количеству экситонов на пороге конденсации плюс общий избыток экситонов сверх порога:

$$\tilde{N}_{\text{tot}} = N_{\text{tot}}^{\text{BEC}} \frac{\ln(v_2/\gamma)}{\ln(\theta/\gamma)} + (N_{\text{tot}} - N_{\text{tot}}^{\text{BEC}}). \quad (7)$$

Первое слагаемое в типичных условиях составляет величину порядка 30–50% от общего количества надконденсатных экситонов, равного $N_{\text{tot}}^{\text{BEC}}$. Поэтому второе слагаемое (учитывающее сконденсировавшиеся экситоны) не будет оказывать существенного влияния на генерацию, пока количество экситонов в конденсате много меньше количества надконденсатных экситонов. Лишь когда в конденсате скопится существенная часть всех экситонов, конденсат будет оказывать влияние на генерацию.

Отметим, что аналогичные результаты получаются и для случая уменьшения температуры при фиксированном количестве экситонов; мы не будем приводить их здесь.

4. Режимы лазерной генерации

Приведем результаты численного исследования возможных установившихся режимов лазерной генерации в рамках различных приближений [18]. Моделирование проводилось для случаев сосредоточенной и распределенной моделей для однородно и неоднородно уширенной спектральной линии экситонов для типичных параметров экспериментов [1,4,6–8].

Без учета пространственной структуры распределения экситонов (т.е. в рамках модели среднего поля) при однородно уширенной линии в диапазоне накачек, соответствующем типичному эксперименту, был найден лишь один очевидный режим — стационарная генерация одной моды (наиболее близкой по частоте к экситонам или имеющей наименьшие парциальные потери $\text{Im} \delta_m$). При очень высоких накачках (при превышении порога более чем на 3 порядка) стационарный режим сменяется на многомодовый импульсный. Такие уровни накачки вряд ли реализуемы в экспериментах и, кроме того, выходят за рамки применимости рассматриваемой модели как модели лазера на экситонах.

При учете неоднородного уширения спектральной линии экситонов сразу после преодоления порога генерации по-прежнему наблюдается стационарная генерация, но она сменяется на импульсную уже при небольшом превышении порога (в типичных условиях — на 30%). Этот режим отвечает многочастотной генерации (по числу вошедших в генерацию мод) в узкой области спектра шириной порядка v_2 , малой по сравнению с межмодовым интервалом частот для парциальных мод

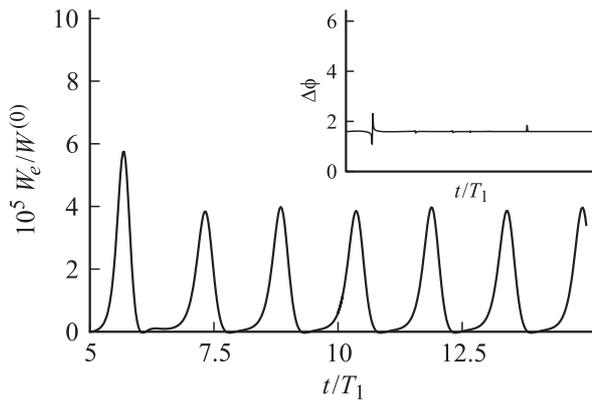


Рис. 2. Двухмодовый импульсный режим с упрощенным учетом спектральной неоднородности экситонов и пространственной структуры мод. Также частично показана начальная переходная динамика. На вставке — разность фаз $\Delta\phi$ между модами в том же моделировании. Показана динамика энергии W_e , запасенной в модах (одинаковой для обеих мод), как функция времени. Энергия нормирована на $W^{(0)}$ — энергию экситонного слоя, которая установилась бы накачкой в отсутствие генерации; время t нормировано на время жизни населенности экситонов T_1 .

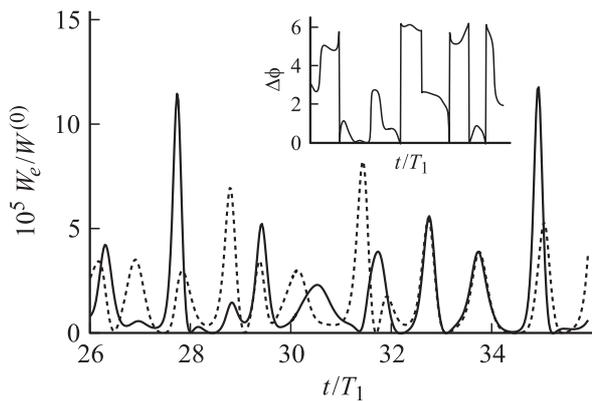


Рис. 3. Двухмодовый квазихаотический режим с упрощенным учетом спектральной неоднородности экситонов и пространственной структуры мод в случае невырожденных мод. Сплошная линия — W_{e1} , пунктир — W_{e2} . На вставке — разность фаз $\Delta\phi$ между модами в том же моделировании. Нормировка энергий такая же, как и на рис. 2.

ловушки. При дальнейшем увеличении мощности накачки имеют место более сложные режимы генерации, вплоть до нерегулярных и квазихаотических.

При учете простейшей пространственной структуры мод возникают новые эффекты. В случае однородного или слабого неоднородного уширения линии разность фаз комплексных амплитуд мод, вошедших в генерацию, оказывается фиксированной на определенном значении, указывая на то, что генерация является фактически одночастотной. Это явление частотной синхронизации наблюдается вплоть до достаточно больших межмодовых отстройок парциальных электромагнитных мод,

учитываемых в модели. При существенном неоднородном уширении экситонной линии возникают режимы регулярной пиковой (автомодуляционной) генерации, в том числе с частотной синхронизацией мод, а также (при не слишком малых парциальных отстройках электромагнитных мод друг от друга) режим квазихаотической импульсной генерации.

На рис. 2 приведен пример импульсного режима, наблюдаемого при небольшом превышении порога генерации. В моделировании участвовали две моды, дававшие синхронные пикки. На рисунке приведена энергия, запасенная в модах (она одинакова для обеих мод), как функция времени. На рис. 3 приведен пример квазихаотических пульсаций при сравнительно большой разности между парциальными частотами электромагнитных мод.

Во всех случаях спектр генерации по ширине не превосходит скорости релаксации поляризации экситонов ν_2 и имеет вид либо одной или нескольких узких линий (с шириной много меньше расстояния между ними) в случае регулярной пиковой генерации, либо достаточно широкого непрерывного спектра в случае хаотической генерации.

5. Влияние неоднородного уширения спектральной линии экситонов на второй лазерный порог

В численном моделировании было обнаружено, что при увеличении неоднородного уширения спектральной линии экситонов порог устойчивости стационарной лазерной генерации (второй лазерный порог) существенно снижается: при нулевом неоднородном уширении он на 3 порядка превышает порог генерации (первый лазерный порог), но при увеличении неоднородного уширения до величин порядка или превышающих однородную ширину линии второй порог снижается до значений, лишь на несколько десятков процентов превышающих первый. В связи с этим было проведено аналитическое исследование влияния неоднородного уширения на второй порог.

Исследование проводилось в простейшей „модели двух линий“, в рамках которой считается, что одна половина экситонов имеет одну частоту рекомбинации, другая половина — другую, слегка отличающуюся, а единственная электромагнитная мода имеет парциальную частоту строго посередине между этими экситонными компонентами. Эта модель достаточно проста, чтобы можно было получить аналитические результаты. В частном случае равенства времен жизни поляризации и населенности она исследовалась и ранее [20]; мы провели исследование для произвольного соотношения указанных времен. В качестве параметра накачки удобно рассматривать значение C_0 коэффициента возбуждения электромагнитной моды, устанавливающееся в стационарном режиме. При этом в пределе малого времени жизни фотона в резонаторе условие второго

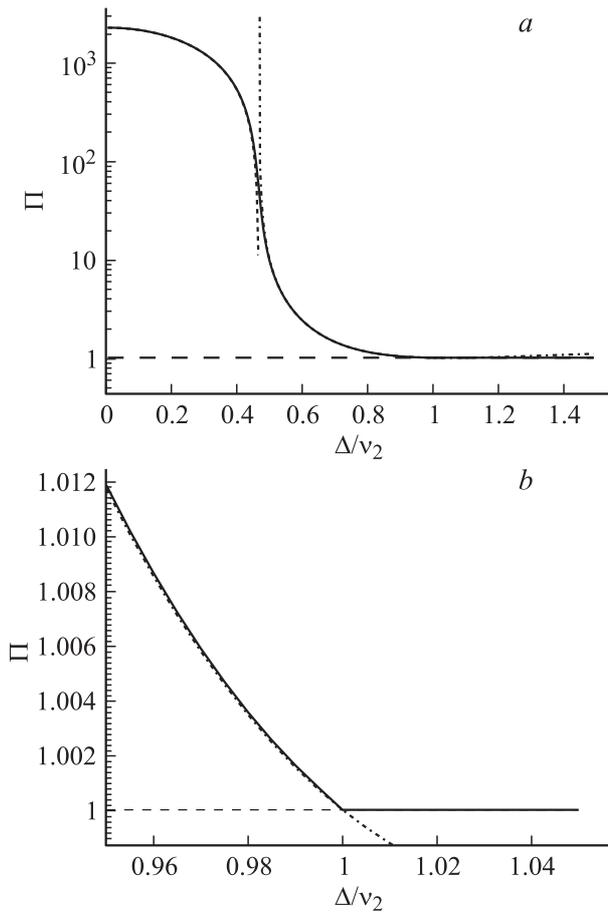


Рис. 4. Падение второго лазерного порога с увеличением неоднородной ширины экситонной линии. Сплошная линия — точное значение порога, жирный пунктир — приближение (8а), жирный штрихпунктир — приближение (8б), тонкий пунктир — линия $\Pi = 1$ (8в). *a* — общий график падения второго порога; *b* — окрестность точки $\Delta = v_2$.

порога имеет вид

$$|C_0|^2 = \frac{v_c}{v_2} (v_1 v_2 - \Delta^2), \quad \Delta < \sqrt{v_1 v_2}, \quad (8a)$$

$$|C_0|^2 = \frac{v_1 (\Delta^2 - v_c^2) (\Delta^2 - v_1 v_2 - v_2^2)}{2v_2 (\Delta^2 - v_1 v_2)}, \quad \sqrt{v_1 v_2} < \Delta < v_2, \quad (8б)$$

$$|C_0|^2 = 0, \quad \Delta > v_2 \quad (8в)$$

(строго говоря, второе выражение неверно в небольшой окрестности точки $\Delta = \sqrt{v_1 v_2}$). Здесь Δ — модуль спектральной отстройки обеих экситонных компонент от парциальной электромагнитной моды.

На рис. 4 приведен график второго порога (пересчитанного к значению превышения накачки N_p над ее значением N_{p1} на первом лазерном пороге, $\Pi = N_p/N_{p1}$) в зависимости от отстройки Δ : на рис. 4, *a* приведен общий вид падения второго порога с увеличением Δ , на рис. 4, *b* — окрестность значения $\Delta = v_2$. Видно,

что, хотя при отсутствии неоднородного уширения второй порог соответствует превышению первого порога на 3 порядка, при увеличении неоднородной ширины до значений порядка $\sqrt{v_1 v_2}$ второй порог резко падает, а при увеличении ширины до значений порядка v_2 вообще в рамках рассматриваемой модели сравнивается с первым.

6. Заключение

Результаты проведенного исследования свидетельствуют о том, что лазерная генерация поляритонных мод на рекомбинационном переходе диполярных экситонов вполне возможна на современном уровне экспериментальных технологий. Конкретные расчеты показывают, что для достижения порога генерации достаточно добротности резонатора $Q \approx 200-400$. Несмотря на то что подобные добротности, по-видимому, не достигаются в существующих экспериментах по бозе-конденсации экситонов, не составляет проблемы специально создать подобные резонаторы. Действительно, для ограничения мод в направлении, перпендикулярном плоскости квантовых ям, можно использовать брэгговские зеркала (аналогично так называемым vertical cavity surface-emitting lasers, VCSELs) или металлическое напыление над и под квантовой ямой (последнее отчасти реализовано в существующих экспериментах). Помимо этого, можно предусмотреть существование электромагнитных мод достаточной добротности за счет полного внутреннего отражения волн на границе полупроводника с воздухом над слоем другого материала под квантовыми ямами. Кроме того, при достаточно высокой плотности экситонов за счет изменения коэффициента преломления экситонного слоя возможно существование мод, прижатых к слою и экспоненциально спадающих по обе стороны от него. Для ограничения мод в направлении вдоль квантовой ямы (для тех мод, для которых это требуется) можно использовать скачок волноведущих свойств структуры (например, границу металлического покрытия), создавать латеральные брэгговские отражения по периметру ловушки или формировать трехмерные структуры, например, протравливая вне ловушки гетероструктуру вплоть до подложки. Мы не будем здесь обсуждать конкретные детали подобных структур, но ясно, что их создание не представляет принципиальных проблем (одним из доказательств служат многочисленные полупроводниковые гетеролазеры на модах шепчущей галереи).

В случае достижения достаточной добротности резонатора лазерная генерация поляритонных мод в ловушках для бозе-конденсации диполярных экситонов может служить эффективным средством диагностики энергетического распределения экситонов, их концентрации и ее неоднородности в ловушке. Поэтому представляет интерес как постановка дополнительных экспериментов для уже существующих ловушек, в которых реализа-

ция различных режимов генерации позволит расширить возможности диагностики процессов конденсации экситонов, так и постановка новых экспериментов с измененными параметрами, формой и структурой ловушки с целью осуществления и исследования фундаментального явления генерации поляритонных мод в бозе-конденсате.

Список литературы

- [1] V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov, A.V. Larionov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **19** (29), 295 209 (2007).
- [1] L.V. Butov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **16** (50), R1577 (2004).
- [3] L.V. Butov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **19** (29), 295 202 (2007).
- [4] V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov. *Physica Status Solidi C*, **5** (7), 2379 (2008).
- [5] Ю.Е. Лозовик. *УФН*, **179** (3), 309 (2009).
- [6] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **84** (6), 290 (2006).
- [7] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев. *Письма ЖЭТФ*, **87** (12), 797 (2008).
- [8] А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, Д.А. Демин, А.А. Дремин. *Письма ЖЭТФ*, **90** (2), 156 (2009).
- [9] П.А. Калинин, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский. *Квант. электрон.*, **39** (11), 1086 (2009).
- [10] P.A. Kalinin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky. *Laser Phys.*, **20** (12), 2011 (2010).
- [11] Я.И. Ханин. *Основы динамики лазеров* (М., Наука, Физматлит, 1999).
- [12] A.A. Belyanin, V.V. Kocharovsky, V.I.V. Kocharovsky. *Quant. Semiclass. Opt.: J. Eur. Opt. Soc. pt B*, **9** (1), 1 (1997).
- [13] A. Kavokin, G. Malpuech. *Cavity polaritons* (Elsevier, 2003).
- [14] A. Imamoglu, R.J. Ram. *Phys. Lett. A*, **214**, 193 (1996).
- [15] Hui Deng, Hartmut Haug, Yoshihisa Yamamoto. *Rev. Mod. Phys.*, **82** (2), 1489 (2010).
- [16] B. Nelsen, R. Balili, D.W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West. *J. Appl. Phys.*, **105** (12), 122 414 (2009).
- [17] Hui Deng, Gregor Weihs, David Snoke, Jacqueline Bloch, Yoshihisa Yamamoto. *PNAS*, **100** (26), 15 318 (2003).
- [18] П.А. Калинин, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский. *Изв. вузов. Радиофизика*, **54** (4), 291 (2011).
- [19] П.А. Калинин, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский. *Изв. вузов. Радиофизика*, **54** (5), 348 (2011).
- [20] A.N. Oraevskii, I.E. Protsenko, M.A. Safonova, V.Yu. Toronov. *Radiophys. Quant. Electron.*, **31**, 219 (1988).

Редактор Л.В. Беляков

Problem of lasing in traps for Bose-condensation of dipolar excitons

P.A. Kalinin*, V.V. Kocharovsky**+, V.I.V. Kocharovsky*

* Institute of Applied Physics,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia
+ Department of Physics & Astronomy,
Texas A&M University, College Station,
Texas, 77843-4242, USA

Abstract We find out the requirements and features of exciton recombination lasing in traps for Bose-condensation of excitons. We study the spectral width of polariton modes entering lasing and the role of inhomogeneity (spatial and spectral) of exciton distribution. The possibility of lasing in a system close to Bose-condensation threshold is investigated in details. The impact exciton spectral inhomogeneity on the stability of stationary lasing is also analyzed. We propose additional experiments aimed on obtaining specific information on various physical processes taking part in exciton recombination lasing in semiconductor structures capable of exciton Bose-condensation.