

06:07

## **Двойная бозонная стимуляция терагерцовой эмиссии в поляритонном каскадном лазере**

© М.А. Калитеевский, К.А. Иванов

Санкт-Петербургский Академический университет  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: m.kaliteevski@mail.ru

Поступило в Редакцию 3 сентября 2012 г.

Рассмотрена система эквидистантных поляритонных состояний, взаимодействующих с электромагнитным полем терагерцовой частоты, локализованным в резонаторе для терагерцового излучения. Аккумуляция терагерцовых фотонов в резонаторе вместе с бозонной стимуляцией переходов между поляритонными уровнями приводит к интенсивным излучательным переходам между терагерцовыми уровнями. Предложена концепция двойной бозонной стимуляции переходов между поляритонными уровнями в бозонном каскадном лазере. Исследована возможность использования бозонного каскадного лазера для генерации терагерцового излучения. Система демонстрирует пороговую зависимость интенсивности терагерцового излучения от накачки. При накачке выше пороговой квантовая эффективность бозонного каскадного лазера может превышать единицу.

Взаимодействие поляритонов с резервуаром ведет к повышению пороговой накачки и снижению квантовой эффективности.

Создание эффективных твердотельных источников излучения терагерцового диапазона является важной задачей современной физики и технологии [1].

Недавно было предложено несколько конструкций поляритонных эмиттеров терагерцового излучения, в которых вероятность спонтанной эмиссии терагерцовых фотонов увеличена за счет бозонной стимуляции, когда излучательный переход осуществляется в состоянии, в котором имела место конденсация бозонов [2,3]. Взаимодействие терагерцовых фотонов и поляритонов в микрорезонаторах является предметом интенсивных экспериментальных исследований [4,5]. Предложенные конструкции поляритонных эмиттеров обладают серьезным недостатком:

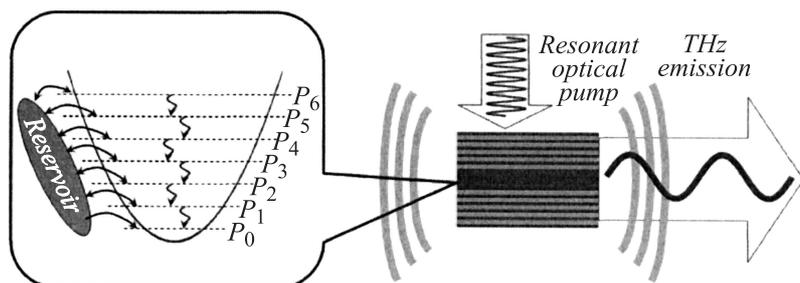
поскольку поляритон (с энергией 1 eV) производит один терагерцовый фотон (с энергией порядка 10 meV), большая часть закачиваемой в систему энергии теряется и эффективность прибора остается малой. Квантовая эффективность системы может быть увеличена в случае, когда поляритон испускает несколько одинаковых терагерцовых фотонов. Подобный эффект для электронов в сверхрешетках [6] используется в квантовых каскадных лазерах [7].

Система эквидистантных поляритонных уровней может быть реализована, когда поляритоны квантованы в параболическом потенциале [8]. В случае параболических квантовых ям переходы между эквидистантными уровнями размерного квантования электронов (межподзонные переходы) проявляют себя как пики в поглощении и люминесценции для ТМ-поляризованного света (экспериментально наблюдаемого даже при комнатной температуре), и спектральное положение пиков соответствует интервалу между уровнями размерного квантования. Система эквидистантных бозонных уровней может служить основой для бозонного каскадного лазера (БКЛ) [9].

Целью данной работы является изучение эффекта двойной бозонной стимуляции эмиссии терагерцового излучения бозонным каскадным лазером: при помещении БКЛ в резонатор для терагерцового излучения вероятность спонтанной эмиссии терагерцовых фотонов будет увеличиваться пропорционально населенности бозонных состояний и населенности терагерцовой моды. Количественный анализ будет представлен для набора параметров, характеризующих реалистичный микрорезонатор, взаимодействующий с терагерцовым излучением, хотя качественные выводы будут справедливы для БКЛ произвольной природы.

Принципиальная схема структуры показана на рис. 1: микрорезонатор с несколькими эквидистантными поляритонными уровнями помещен в резонатор для терагерцового излучения [10,11] с собственной частотой  $\omega_0$ , и интервал между поляритонными уровнями также соответствует  $\omega_0$ .

Экситон локализован как целое в квантовой яме с параболической формой потенциала. Данная структура может функционировать в двух возможных режимах: в режиме сильной связи между экситонами в параболической квантовой яме и оптической модой микрорезонатора, или в режиме слабой связи. В обоих случаях поляритоны, обладающие целым спином, подчиняются статистике Бозе. Бозе-конденсация поляритонов



**Рис. 1.** Схема структуры — микрорезонатор с квантовой ямой в резонаторе для терагерцового излучения (показано не в масштабе). Справа: радиационные терагерцовые переходы в системе с эквидистантными поляритонными уровнями.

в микрорезонаторах была продемонстрирована экспериментально [12]. Недавно были опубликованы экспериментальные результаты [13], которые могут быть интерпретированы как бозе-конденсация экситонов, несмотря на то, что эффективная масса экситонов значительно больше эффективной массы поляритонов. И для экситонов, и для поляритонов вероятность спонтанной эмиссии имеет порядок  $10^3 \text{ s}^{-1}$ .

В случае сильной связи  $N$  экситонных состояний  $(X_1, X_2, \dots, X_N)$  с модой микрорезонатора  $C$ , гамильтониан системы в базе  $(C, X_1, X_2, \dots, X_N)$  может быть записан как

$$H = \begin{pmatrix} E_C & \Omega_1 & \Omega_2 & \dots & \Omega_N \\ \Omega_1 & E_1 & 0 & \dots & 0 \\ \Omega_2 & 0 & E_2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \Omega_N & 0 & 0 & 0 & E_N \end{pmatrix},$$

где  $(E_C, E_1, E_2, \dots, E_N)$  — энергии оптической моды микрорезонатора и экситонных состояний, а  $\Omega_i$  — величины расщепления Раби для оптической моды микрорезонатора и экситонного состояния с индексом  $i$ . Эквидистантные экситонные состояния взаимодействуют с оптической модой микрорезонатора и формируют  $N+1$  поляритонных состояний с населенностями  $(P_0, P_1, P_2, \dots, P_N)$ . Энергии поляритонных состояний, которые можно найти с помощью диагонализации матрицы (1), не будут разделены одинаковыми интервалами. В то же

время энергии поляритонных состояний могут быть получены эквидистантным путем численной оптимизации энергий экситонных уровней ( $E_C, E_1, E_2, \dots, E_N$ ), достигаемым соответствующим изменением пространственного профиля потенциала квантовой ямы. В случае режима слабой связи может быть использована простая параболическая форма потенциала и микрорезонатор может служить для более эффективной накачки верхнего экситонного уровня в каскаде.

Динамика населенности поляритонных уровней, моды терагерцового резонатора и поляритонного резервуара в ситуации, когда верхний поляритонный уровень накачивается с интенсивностью  $I$ , может быть описана системой уравнений Больцмана:

$$\begin{aligned} \dot{P}_i = & I\delta_{iN} - \frac{P_i}{\tau_i} \\ & + W_i(Q)(1 - \delta_{iN})[P_{i+1}(P_i + 1)(T + 1) - P_i(P_{i+1} + 1)T] \\ & + W_i(Q)(1 - \delta_{i0})[P_{i-1}(P_i + 1)T - P_i(P_{i-1} + 1)(T + 1)] \\ & - (1 - \delta_{i0})\frac{P_i}{\tau_i^-} + (P_i + 1)\frac{R}{\tau_i^+}, \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\dot{T} = -T/\tau(Q) + \sum_{i=0}^{N-1} W_i(Q)[-P_{i+1}(P_i + 1)T + P_i(P_{i+1} + 1)(T + 1)], \quad (2b)$$

$$\dot{R} = \sum_{i=0}^N \left[ \frac{P_i}{\tau_i^-} - (P_i + 1)\frac{R}{\tau_i^+} \right] - \frac{R}{\tau_R}, \quad (2c)$$

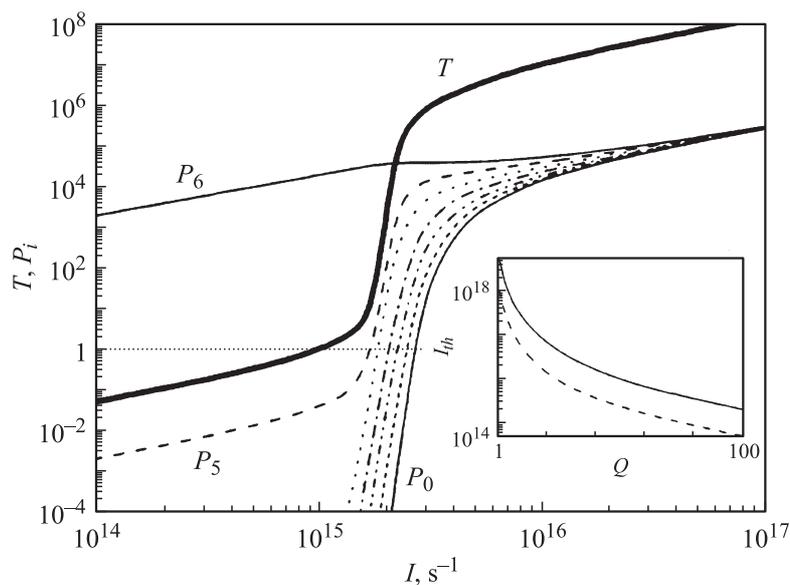
где  $I$  — интенсивность накачки;  $T$ ,  $R$  и  $P_i$  ( $i$  от 0 до  $N$ ) — населенности терагерцовой моды, резервуара и поляритонных уровней;  $W_i(Q)is$  — вероятность излучательного перехода с уровня с номером  $i$  на уровень с номером  $i-1$  (рис. 1);  $1/\tau_i^+$  и  $1/\tau_i^-$  — вероятности переходов с поляритонного уровня с номером „ $i$ “ в резервуар и обратно;  $\tau$ ,  $\tau_R$ ,  $\tau_i$  — времена жизни терагерцовых фотонов, поляритонов в резервуаре и поляритонов на уровнях с номером „ $i$ “ соответственно;  $Q$  — добротность резонатора для терагерцового излучения. Резонатор для терагерцового излучения, во-первых, обеспечивает увеличение времени жизни терагерцовых фотонов  $\tau = \tilde{\tau}Q$  (где  $\tilde{\tau}$  — время жизни

терагерцовых фотонов без микрорезонатора) и, во-вторых, увеличивает вероятность спонтанной эмиссии  $W_i$  вследствие эффекта Парселла:  $W_i(Q) = W_{i0}F_p$  [14]. Поскольку обратное время жизни поляритонов сравнимо с частотой моды терагерцового резонатора  $\omega_0$ , фактор Парселла можно записать как  $F_p \approx \xi\omega_0(\omega_0/Q + \tau^{-1} + \tau_f^{-1})^{-1}$ , где  $\xi$  — некоторый геометрический множитель порядка единицы, а  $\tau_i$  и  $\tau_f$  — времена жизни начального и конечного поляритонных состояний [2]. Для реалистичных значений времен жизни поляритонов и частоты  $\omega_0$  соответствующей терагерцовой области спектра величина  $F_p$  имеет порядок  $10^2$ .

Подсистемы поляритонов и терагерцовых фотонов взаимно влияют друг на друга: с одной стороны, излучательные переходы между поляритонными уровнями приводят к заполнению терагерцовой моды, с другой — заполнение терагерцовой моды ведет к увеличению скорости стимулированных излучательных переходов между поляритонными уровнями. Другими словами, в системе имеет место „двойная бозонная стимуляция излучательных переходов“.

На рис. 2 показана зависимость чисел заполнения  $T$ ,  $R$  и  $P_i$  от накачки  $I$  в стационарном режиме (когда  $\dot{T} = \dot{P}_i = 0$ ) при отсутствии взаимодействия поляритонов, а также переходов поляритонов с уровней каскада в резервуар и обратно для значения добротности [1]  $Q = 50$ . Для моделирования использовался такой же набор параметров, как в работе [2]:  $W_{0i} = 10^3 \text{ s}^{-1}$ ,  $\tilde{\tau} = 10 \text{ ps}$ ,  $\tau_i = 20 \text{ ps}$ , времена рассеяния  $\tau_i^+$ ,  $\tau_i^-$  и  $\tau_R$ , описывающие взаимодействие с резервуаром, имели значение  $100 \text{ ps}$  [2].

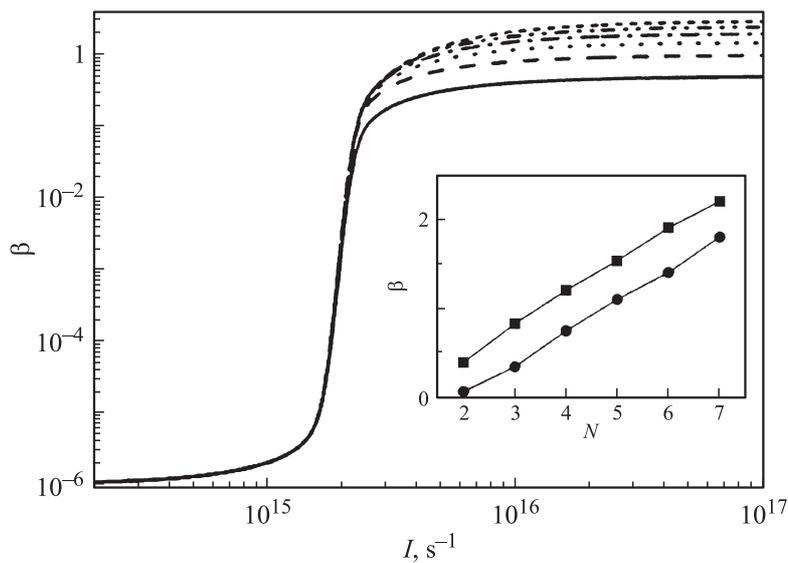
Зависимость чисел заполнения от накачки имеет пороговый характер: до порога релаксация поляритонов не стимулируется терагерцовыми фотонами, и для верхнего уровня  $P_N \approx I\tau$ ; для второго сверху  $P_{N-1} \approx WI\tau_i^2$ , и для каждого последующего уровня число заполнения уменьшается в  $W\tau_i$  раз. Заселенность терагерцовой моды до порога может быть оценена как  $T \approx WI\tau_i\tau$ . Когда интенсивность накачки достигает порогового значения  $I_{th} \approx (W\tau_i\tau)^{-1}$ ,  $T$  достигает единицы, и имеет место порог:  $T$  и все  $P_i$ , кроме  $P_N$ , демонстрируют быстрый рост. Увеличение  $T$  после порога ведет к стимуляции излучательных переходов между поляритонными уровнями, что, в свою очередь, ведет к выравниванию заселенностей, но не к аккумуляции поляритонов в основном состоянии, как в случае обычной бозе-конденсации поляритонов [12].



**Рис. 2.** Заселенности поляритонных уровней  $P_i$  и терагерцовой моды  $T$  как функция накачки при отсутствии взаимодействия поляритонных уровней с резервуаром для каскада с  $N = 7$ . На вставке показана величина пороговой накачки как функция добротности резонатора для терагерцового излучения  $Q$  при взаимодействии с резервуаром (сплошная линия) и без такого взаимодействия (штриховая линия).

Аккумуляция терагерцовых фотонов является основным механизмом, определяющим работу бозонного каскадного лазера; зависимость пороговой накачки от добротности резонатора терагерцового излучения  $Q$  показана на вставке к рис. 2. Можно видеть, что пороговая накачка  $I_{th}$  существенно уменьшается при увеличении  $Q$ . Если поляритоны взаимодействуют с резервуаром, поляритоны с верхнего уровня могут переходить на нижние уровни без испускания терагерцовых фотонов, как показано на рис. 1. В этом случае пороговое значение  $I_{th}$  увеличивается, как показано на вставке к рисунку.

На рис. 3 показана зависимость внешней квантовой эффективности (определенной как  $\beta \approx T/(\tau I)$ ) от накачки для серии структур с разным числом поляритонных уровней в каскаде  $N = 2, 3, 4, 5, 6$  и  $7$ .



**Рис. 3.** Внешняя квантовая эффективность  $\beta$  как функция накачки  $I$  для различного числа поляритонных уровней в каскаде  $N = 2, 3, 4, 5, 6, 7$  при отсутствии взаимодействия с конденсатом. На вставке показана зависимость квантовой эффективности  $\beta$  при накачке много больше пороговой как функции числа уровней в каскаде  $N$  при отсутствии взаимодействия с конденсатом (квадраты) и при наличии такого взаимодействия (круги).

Как и заселенность терагерцовой моды  $T$ , квантовая эффективность  $\beta$  демонстрирует пороговую зависимость от накачки. До порога  $\beta$  имеет величину порядка  $W\tau_i$ , которая очень мала. Нужно отметить, что до порога величины  $\beta$  для каскадов с различными значениями  $N$  одинаковы: поскольку вероятность спонтанной эмиссии терагерцовых фотонов  $W$  существенно меньше обратного времени жизни поляритонных мод, каждый поляритон испускает только один терагерцовый фотон вне зависимости от числа уровней в каскаде. При достижении порога величина  $\beta$  увеличивается в  $(W\tau_i)^{-1}$  раз и становится порядка единицы. Выше порога квантовая эффективность линейно пропорциональна числу поляритонных уровней в каскаде, как показано на вставке к рис. 3. Когда поляритонный каскад взаимодействует с резервуаром,

открываются нерадиационные каналы релаксации поляритонов и  $\beta$  уменьшается, но остается линейно пропорциональной числу уровней в каскаде.

Необходимо отметить, что повышение квантовой эффективности в БКЛ объясняется не только увеличением числа фотонов, испускаемых каждым поляритоном, инжектированным на верхний уровень каскада, но и двойной бозонной стимуляцией излучательных переходов.

Таким образом, в работе предложена концепция бозонного каскадного лазера. В качестве модельной структуры рассмотрен полупроводниковый микрорезонатор с эквидистантными поляритонными уровнями, помещенный в резонатор для терагерцового излучения. Предложенная структура может быть использована в качестве эмиттера терагерцового излучения с квантовой эффективностью, превосходящей единицу.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и грантом FP7 IRSES POLATER.

## Список литературы

- [1] *Tonouchi M.* // Nature Photonics. 2007. V. 1. P. 97.
- [2] *Kavokin K.V., Kaliteevski M.A., Abram R.A., Kavokin A.V., Sharkova S., Shelykh I.A.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 201 111.
- [3] *Savenko I.G., Shelykh I.A., Kaliteevsky M.A.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 027 401.
- [4] *Dini D., Kohler R., Tredicucci A., Biasiol G., Sorba L.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 116 401.
- [5] *Todorov Y., Andrews A.M., Colombelli R., De Liberato S., Ciuti C., Klang P., Strasser G., Sirtori C.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 196 402.
- [6] *Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А.* // ФТП. 1971. Т. 5. С. 797–800.
- [7] *Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* // Science. 1994. V. 264. P. 553.
- [8] *Ulrich J., Zobl R., Unterrainer K., Strasser G., Gornik E., Maranowski K.D., Gossard A.C.* // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 3158.
- [9] *Liew T.C.H., Glazov M.M., Kavokin K.V., Shelykh I.A., Kaliteevski M.A., Kavokin A.V.* // arXiv.org. 1205.2527, submitted to Phys. Rev. Lett. 2012.
- [10] *Chassagneux Y., Colombelli R., Mauneult W., Barbieri S., Berre H.E., Ritchie D.A., Khanna S.P., Linfield E.H., Davies A.G.* // Nature. 2009. V. 457. P. 174.

- [11] *Gallant A.J., Kaliteevskii M.A., Wood D., Petty M.C., Abram R.A., Brand S., Swift G.P., Zeze D.A., Chamberlain J.M.* // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. P. 161 115.
- [12] *Kasprzak J., Richard M., Kundermann S., Baas A., Jeambrun P., Keeling J.M.J., Marchetti F.M., Szymánska M.H., André R., Staehli J.L., Savona V., Littlewood P.B., Deveaud B., Le Si Dang* // *Nature*. 2006. V. 443. P. 409.
- [13] *Yoshioka K., Chae E., Kuwata-Gonokami M.* // *Nature Communications*. 2011. V. 2. P. 328.
- [14] *Purcell E.M.* // *Phys. Rev.* 1946. V. 69. P. 37.