

## ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ЗА СЧЕТ РЕКОМБИНАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

A.H.Oраевский<sup>1)</sup>

Физический институт им. П.Н.Лебедева

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 февраля 1997 г.

Показано, что современное состояние экспериментальной техники позволяет генерировать когерентный бозе-конденсат экситонов в полупроводниках за счет прямой рекомбинации электронов из зоны проводимости и дырок из валентной зоны.

PACS: 71.35.Lk

Генерация когерентных состояний электромагнитного поля – процесс, хорошо освоенный лазерной техникой. Более экзотическим является получение когерентных состояний бозе-частиц с отличной от нуля массой покоя. Выпадение частиц в бозе-конденсат не достаточно для получения когерентного состояния. Так, в "недовозбужденном" лазере возможно накопление фотонов в одной моде резонатора за счет спонтанных переходов, но такое состояние электромагнитного поля не будет когерентным. Когерентное состояние электромагнитного поля в лазере рождается за счет индуцированных переходов при выполнении условия самовозбуждения. Создание аналогичных условий необходимо и для получения когерентного состояния любых бозе-частиц. В работе [1] показано, что для сверхпроводника при температуре ниже критической автоматически выполняется условие для индуцированного рождения куперовских пар, так что сверхпроводящий бозе-конденсат является когерентным. Другим примером получения когерентного бозе-конденсата могла бы быть индуцированная генерация экситонов в полупроводниках.

В работе [2] проведен эксперимент по индуцированной генерации экситонов в Cu<sub>2</sub>O. Лазером на красителе авторы [2] возбуждали экситонное орто-состояние и тем самым создавали инверсную населенность по отношению к пара-состоянию, имеющему меньшую энергию. Им удалось экспериментально наблюдать когерентное усиление экситонного пара-пакета за счет переходов из орто-состояния, индуцированных экситонным пара-пакетом.

Представляет интерес получение когерентных экситонных состояний за счет прямой рекомбинации электрона из зоны проводимости и дырки из валентной зоны. В этом случае естественно использовать любые из методов возбуждения, применяемых для накачки полупроводниковых лазеров. В частности, можно создать генератор когерентных экситонов на основе p-n-переходов в различных модификациях: гомопереходы, гетеропереходы, квантовые ямы, квантовые проволоки и даже квантовые точки. Можно надеяться на создание прибора, в котором лазерная генерация и генерация когерентных экситонных состояний являются конкурирующими или взаимно-последовательными процессами.

<sup>1)</sup>e-mail: oraevsky@sci.fian.msk.su

Выяснение возможности реализации механизма образования когерентного конденсата экситонов за счет прямой рекомбинации свободных носителей и является предметом анализа в данной заметке.

Если какой-либо канал реакции приводит к образованию другой частицы, то вновь созданная частица может распасться по взаимно-обратному каналу. Условие того, что образование частиц по определенному каналу превосходит скорость их распада по взаимно-обратному каналу, является необходимым для индуцированной генерации частиц и называется *условием инверсии*.

Рассмотрим процесс рекомбинации электрона из зоны проводимости с импульсом  $p$  с дыркой из валентной зоны с импульсом  $p'$  в экситон с импульсом  $P$ . Спонтанная рекомбинация пары носителей противоположного заряда в экситон происходит с испусканием или поглощением акустического фона [3,4]. Его участие в процессе рекомбинации обеспечивает выполнение закона сохранения импульса. Но акустический фонон берет на себя очень малую долю энергии. Поэтому сохранение энергии обеспечивается за счет перехода большей ее части в поступательную энергию образующегося экситона [3,4]. Если же речь идет об индуцированном образовании бозе-конденсата экситонов в состоянии с определенным значением импульса, то участие в этом процессе только акустического фонона не может обеспечить точного выполнения закона сохранения энергии. Однако точного сохранения энергии в процессе индуцированной рекомбинации не требуется из-за конечного времени жизни свободных носителей в состоянии с конкретным значением энергии (импульса). Условие инверсии может быть записано следующим образом:

$$W(p, p'; P; N_p) n_p^e n_{p'}^h - W(N_p; P; p, p')(1 - n_p^e)(1 - n_{p'}^h) > 0 \quad (1)$$

где  $W(p, p'; P; N_p)$  и  $W(N_p; P; p, p')$  – кинетические коэффициенты реакции рекомбинации носителей в экситон и обратной реакции, соответственно,  $N_p$  – концентрация экситонов в состоянии с импульсом  $P$ .

Предположим, что каждый тип свободных носителей имеет квазиравновесное распределение в своей зоне и находится в температурном равновесии с решеткой. Тогда

$$n_p^e = [\exp(\epsilon_p - \mu_e) + 1]^{-1}, \quad n_{p'}^h = [\exp(\epsilon_{p'} - \mu_h) + 1]^{-1}, \quad (2)$$

где  $\mu_{e,h}$  – химические потенциалы носителей в зоне проводимости и в валентной зоне, соответственно. Кинетические коэффициенты прямого и обратного процессов связаны между собой известным соотношением [5]

$$\frac{W(p, p'; P; N_p)}{W(N_p; P; p, p')} = \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $\Delta E = \epsilon_p + \epsilon_{p'} - (E_g - \epsilon_{ex} + \epsilon_P + \epsilon_q)$  – разность энергий начального и конечного состояний,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $\epsilon_P$  – кинетическая энергия образующегося экситона,  $\epsilon_{ex}$  – энергия связи пары в экситон, а  $\epsilon_q$  – энергия акустического фонона. С учетом (2) и (3) условие (1) перепишется в виде

$$\mu_e + \mu_h > E_g - \epsilon_{ex} + \epsilon_P + \epsilon_q. \quad (4)$$

По форме (4) совпадает с условием инверсии для полупроводникового лазера [6]. В полупроводниковом лазере разность энергий, стоящая в правой части

неравенства (4), равна энергии генерируемых лазером фотонов. В рассматриваемом случае эта разность равна сумме энергий образующегося экситона  $E_P = E_g - \epsilon_{ex} + \epsilon_P$  и испускаемого при этом фона  $\epsilon_q$ . Видно, что условие (4) лучше всего выполняется для покоящегося экситона. Подчеркнем, что оно предполагает температурное равновесие внутри подсистемы свободных носителей и между свободными носителями и решеткой. Если такого равновесия нет, то условие инверсии существенно зависит от механизма индуцированного образования экситонов.

Условие инверсии (4) заведомо выполняется, если состояния электронов и дырок статистически вырождены: в этом случае их химические потенциалы заходят в глубь соответствующих зон. Но вырожденное состояние неблагоприятно для образования экситонов из-за дебаевского экранирования. Условие существования экситонов требует выполнения неравенства

$$r_D(n, T) > r_{ex}, \quad (5)$$

где  $r_D$  – дебаевский радиус экранирования, зависящий от концентрации носителей и температуры,  $n$  – концентрация электронов, а  $r_{ex}$  – боровский радиус экситона.

В общем виде соотношение (5) не удается написать в аналитической форме, а его исследование даже численно представляет собой очень громоздкую задачу, так как концентрация носителей представляет собой двухпараметрическую функцию. Чтобы обойти эту трудность, рассмотрим частный случай. Предположим, что в образце поддерживается концентрация носителей, которой соответствует  $\mu_e = E_g$ . В этом случае состояние носителей можно считать статистически невырожденным и для вычисления радиуса дебаевского экранирования воспользоваться хорошо известной формулой [7]

$$r_D(n, T) = \left( \frac{kT}{4\pi e^2 n} \chi \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\chi$  – диэлектрическая проницаемость образца. При заданном химическом потенциале концентрация носителей определяется соотношением

$$n(T) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{\exp(p^2/2m_e kT) + 1} = n_0 \int_0^\infty \frac{\sqrt{x} dx}{e^x + 1} \left( \frac{kT}{\epsilon_{ex}} \right)^{3/2}, \quad (7)$$

где

$$n_0 = \frac{4\sqrt{2}\pi(m_e \epsilon_{ex})^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3}, \quad \int_0^\infty \frac{\sqrt{x} dx}{e^x + 1} = 0.678. \quad (8)$$

Так как  $r_{ex} = \chi \hbar^2 / e^2 m_r$  ( $m_r$  – приведенная масса экситона), то из соотношений (5)–(7) следует ограничение на температуру:

$$\frac{kT}{\epsilon_{ex}} < 5.4 \frac{m_r^3}{m_e^3}. \quad (9)$$

Во многих материалах масса дырок заметно превышает массу электронов в зоне проводимости. Поэтому отношение приведенной массы экситона близко

к массе электрона, так что температура образца может примерно в 5 раз превышать энергию связи экситона.

Как и при возбуждении генерации в лазере, условие инверсии (4) является лишь необходимым. Достаточное условие когерентного возбуждения экситонов состоит в том, что разность скоростей индуцированной рекомбинации носителей в экситоны и обратного ему процесса превосходит скорость распада когерентного состояния экситонов по другим каналам:

$$\sum_{p,p'} [W(p, p'; P; N_P) n_p^e n_{p'}^h - W(N_P; P; p, p')(1 - n_p^e)(1 - n_{p'}^h)] > \frac{N_P}{\tau_{ex}}. \quad (10)$$

Скорость индуцированного рождения экситонов, согласно правилам квантовой механики, может быть выражена через сечение спонтанной рекомбинации носителей в экситон:

$$\sum_{p,p'} W(p, p'; P; N_P) n_p^e n_{p'}^h = \sigma n^2 \frac{S_P}{\rho} N_P, \quad (11)$$

где

$$S_P = \left( \frac{m_h}{m_e} \right)^{3/2} \left( \frac{u}{\pi} \frac{\Gamma}{(\epsilon_e + \epsilon_h + \epsilon_{ex} - \epsilon_q)^2 + \Gamma^2} \right) \quad (12)$$

— усредненный по распределению электронов и дырок формфактор индуцированных переходов,  $\Gamma$  — ширина резонанса, определяемая временем установления квазиравновесного распределения носителей,  $u$  — относительная скорость электрона и дырки,

$$\rho = 4\pi\sqrt{2} \left( \frac{\sqrt{m_{ex}}}{2\pi\hbar} \right)^3 \langle \sqrt{\epsilon_e + \epsilon_h + \epsilon_{ex} - \epsilon_q} \rangle \quad (13)$$

— усредненная по распределению электронов и дырок плотность энергетических состояний спонтанно образующихся экситонов в единице объема полупроводникового образца:  $m_{ex}$  — масса электрона,  $\tau_{ex}$  — время жизни когерентного состояния экситонов. При вычислении (12) и (13) энергия акустического фона может быть опущена ввиду ее малости в сравнении с другими слагаемыми [3,4].

Теперь соотношение (10) может быть представлено в форме

$$\sigma n^2 \frac{S_P}{\rho} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\mu_e + \mu_h - E_P}{kT} \right) \right] > \frac{1}{\tau_{ex}}. \quad (14)$$

Видно, что условие генерации когерентного состояния экситонов выполняется тем лучше, чем ниже температура и меньше кинетическая энергия экситона. Проведем вычисление левой части соотношения (14) для  $\mu_e = E_g$  и  $P = 0$ . Прямое численное интегрирование показывает, что химический потенциал дырок в этом случае достаточно хорошо (в пределах 10% точности) описывается соотношением

$$\frac{\mu_h}{kT} = \ln \left( \frac{m_e}{m_h} \right)^{3/2}. \quad (15)$$

Путем подстановки (7), (12) и (13) в неравенство (14) получим

$$\sigma n_0 \sqrt{\frac{2\epsilon_{ex}}{m_e}} \left( \frac{m_h}{m_{ex}} \right)^{3/2} \left\{ \frac{S(\alpha)}{\rho(\alpha)} \frac{1}{\alpha} \left[ 1 - \left( \frac{m_h}{m_e} \right)^{3/2} e^{-\alpha} \right] \right\} > \frac{1}{\tau_{ex}}, \quad (16)$$

где

$$S(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{x\sqrt{y} dy}{[(x+y+\alpha)^2 + \beta^2 \alpha^2](e^x + 1)[(m_h/m_e)^{3/2} e^y + 1]},$$

$$\rho(\alpha) = \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{(x+y+\alpha)} xy dy}{(e^x + 1)[(m_h/m_e)^{3/2} e^y + 1]}, \quad \alpha = \frac{\epsilon_{ex}}{kT}, \quad \beta = \frac{\Gamma}{\epsilon_{ex}}.$$

Примем для оценок типичные значения параметров:  $\Gamma \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $\epsilon_{ex} \approx 10 \text{ мэВ}$ ,  $m_h \approx m_{ex} \approx 0.5m_0$ ,  $m_{ex} \approx 0.1m_0$ . Множитель в правой части (17) как функция параметра  $\alpha$  имеет максимум, равный  $1.1 \cdot 10^{-3}$  при  $\alpha \approx 3.5$ . Ширина этого максимума такова, что в интервале  $2.5 < \alpha < 6$  значения функции  $\geq 0.3 \cdot 10^{-3}$ . Выбор параметра  $\alpha$  в этом интервале находится в полном соответствии с неравенством (9). Сечение спонтанной рекомбинации  $\sigma$  вычислено в [3,4]. Оно практически не зависит от концентрации и температуры и равно  $10^{-11} - 10^{-12} \text{ см}^2$ . В итоге правая часть неравенства (16) оказывается порядка  $2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Условие генерации когерентного состояния экситонов будет выполнено, если время его жизни превышает  $5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ . В природе существуют экситоны и с более длинными временами спонтанного распада. Так, орто-экситоны в  $\text{Cu}_2\text{O}$  имеют время жизни более  $10^{-8} \text{ с}$ , а пара-экситоны живут еще дольше – до  $10^{-5} \text{ с}$  [2,8]. Кстати, оценки для  $\text{Cu}_2\text{O}$  более оптимистичны, чем сделанные выше, так как электроны и дырки в этом материале имеют одинаковые массы, и энергия связи пары в экситоне в 15 раз больше использованной в наших оценках [3]. Оба этих факта, согласно (16), способствуют получению инверсного состояния. Требуемые концентрации свободных носителей, согласно (7), в зависимости от эффективной массы носителей лежат в диапазоне  $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Интенсивности накачки, обеспечивающие такие концентрации свободных носителей, не представляют собой принципиальной проблемы. Примером тому являются полупроводниковые лазеры.

Таким образом, генерация когерентных состояний экситонов за счет прямой рекомбинации свободных носителей вполне доступна для современного эксперимента.

Новое устройство требует адекватного названия. В работе [2] авторы предложили термин "Экситонер". Название звучное, но не отражающее существа работы устройства. Я рискую предложить название "Стемекс". Это русская транскрипция аббревиатуры Stemecs – Stimulated Emission of an Exciton Coherent State.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 96-02-18051.

- 
1. А.Н.Ораевский, Квант. электроника 11, 1763 (1984); ЖЭТФ 65, 349 (1985).
  2. A.Muzugowicz, E.Benson, and E.Fortin, Phys. Rev. Lett. 77, 896 (1996).
  3. А.А.Липник, ФТТ 3, 2323 (1961).
  4. А.А.Липник, ФТТ 6, 1068 (1964).
  5. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, *Физическая кинетика*, М.: Наука, 1979.
  6. Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, Ю.М.Попов, ЖЭТФ 40, 1879 (1961).
  7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Статистическая физика*, М.: Наука, 1964.
  8. A.Muzugowicz, D.Hulin, and A.Antonetti, Phys. Rev. Lett. 43, 1123 (1979).