

# Механизм сверхизлучения Дике в полупроводниковых гетероструктурах

© Л.Я. Карачинский<sup>¶</sup>, И.И. Новиков, Н.Ю. Гордеев, Г.Г. Зебря

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 октября 2003 г. Принята к печати 20 января 2004 г.)

Сверхизлучение Дике рассмотрено в качестве промежуточной фазы при переходе от спонтанного излучения к лазерной генерации в полупроводниковых лазерных гетероструктурах. Предложена феноменологическая модель, описывающая формирование в активной области гетероструктуры сверхизлучающих доменов („макродиполей“). Показано, что характеристическое время излучения доменов лежит в субпикосекундном диапазоне.

## 1. Введение

В последние годы неуклонно растет интерес к резонансному взаимодействию неравновесных носителей заряда в полупроводниковых лазерных структурах через электромагнитное поле их излучения в процессе рекомбинации [1–7]. Такого рода резонансные процессы хорошо изучены для твердотельных и газовых лазеров и называются „сверхизлучение Дике“ [8]. Этот эффект вызван малым расстоянием между излучающими центрами по сравнению с длиной волны излучения и проявляется в возникновении всплесков когерентного излучения, причем интенсивность излучения пропорциональна квадрату числа излучающих центров, участвующих в процессе. Интерес к этому явлению во многом связан с возможностью, используя представление о сверхизлучении (СИ), объяснить данные различных экспериментов, которые не могут быть объяснены в рамках общепринятых представлений о работе полупроводникового лазера. Существуют теоретические работы, предсказывающие, что явление СИ может быть использовано для получения ультракоротких мощных импульсов электромагнитного излучения в различных диапазонах длин волн, а также создания полупроводниковых лазеров на основе непрямозонных полупроводников, таких как германий или кремний [9].

Измерения автокорреляционных функций излучения инжекционных лазеров, проведенные с помощью высокочувствительного оптического автокоррелятора [10], при накачке постоянным током показали наличие импульсов СИ как выше, так и ниже порога лазерной генерации [11,12]. Были проведены соответствующие оценки параметров импульсов, позволившие установить верхнюю границу длительности импульса СИ, которая составила 400 фс.

В дальнейшем на базе простейших выражений теории сверхизлучения двухуровневых систем нами было получено аналитическое выражение для форм-фактора однородного уширения спектра излучения лазерных полупроводниковых гетероструктур. Наблюдалось хорошее согласие теории с экспериментальными данными, полученными при электролюминесцентном методе

исследования лазерной гетероструктуры на квантовой яме InGaAs/GaAs при температуре  $T = 77$  К [4–6,13]. Было показано, что для такой структуры коллективное излучение носителей преобладает даже при комнатной температуре при определенных плотностях тока накачки [5]. Исследования зависимости параметров спектров излучения от плотности тока накачки и от температуры позволили оценить значение характерного времени коллективного взаимодействия носителей заряда, которое составило величину 20–35 фс [4–6,13].

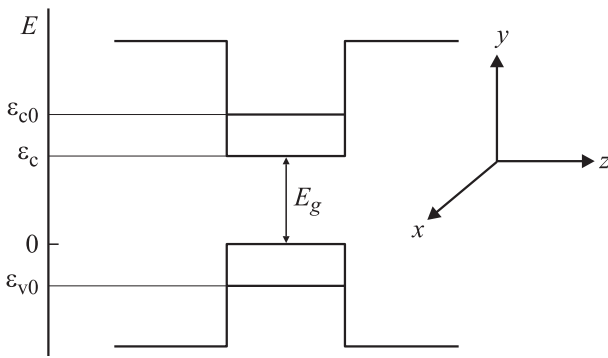
Также из теории сверхизлучения двухуровневых систем было получено аналитическое выражение, описывающее неоднородно уширенный спектр излучения структур на квантовых точках [6,14]. Полученное выражение с высокой точностью описывает экспериментальные спектры излучения лазерных гетероструктур на квантовых точках InGaAs/AlGaAs при  $T = 77$  К в широком диапазоне токов накачки. Характерное время сверхизлучения, рассчитанное из экспериментальных данных с помощью полученного аналитического выражения, составило 15 фс [6,14].

Несмотря на появившиеся в последнее время публикации (см., например, [2,7]), в которых авторы теоретически пытаются исследовать особенности СИ в полупроводниковых материалах, не существует строгой теоретической модели для описания этих явлений. Цель настоящей работы заключалась в построении феноменологической модели, описывающей возникновение СИ в активной области лазерных гетероструктур и последующее развитие сверхизлучательных процессов.

## 2. Теоретическая модель

Предположим, что концентрация неравновесных носителей заряда (электронов и дырок) в активной области лазера (в квантовой яме) может флуктуировать вокруг некоторого среднего значения в направлении  $x$  (рисунок). Это может привести к образованию доменов с повышенной концентрацией неравновесных носителей. При этом мнимая часть диэлектрической восприимчивости  $\text{Im}\chi$  будет больше нуля внутри домена, меньше нуля снаружи и равна нулю на границе домена. Это

<sup>¶</sup> E-mail: Karach@switch.ioffe.ru



Схематическое изображение зонной диаграммы лазерной гетероструктуры.

приведет к тому, что электромагнитное поле будет локализовано внутри этих доменов, так как диэлектрическая проницаемость внутри домена при этом больше, чем снаружи (т.е. домен является оптически более плотным, чем окружение). Воспользуемся тем фактом, что  $\chi$  зависит от концентрации носителей. Таким образом, для того чтобы вычислить размер домена, мы должны записать выражение для  $\text{Im}\chi$  с учетом ее зависимости от концентрации неравновесных носителей и приравнять его нулю. Соответствующее этому случаю значение координаты  $x = x_0$  и будет являться оценкой размера образовавшихся доменов. В своих вычислениях мы будем использовать формализм матрицы плотности [15].

Рассмотрим один домен. Вектор поляризации  $P(t)$  связан с одночастичным оператором матрицы плотности  $\rho$  следующим соотношением [15]:

$$P(x, t) = eN(x) \sum_{mm'} \iint r_{m'm}(p, p') \rho_{mm'}(p, p', x, t) dp dp'. \quad (1)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона,  $N$  — трехмерная концентрация электронов,  $r_{m'm}$  — дипольный матричный элемент межзонного перехода и  $\rho_{mm'}$  — матричные элементы оператора матрицы плотности  $\rho$ .

В дальнейшем нас будут интересовать только 4 компоненты матрицы плотности:  $\rho_{vv}$  описывает состояние электрона в валентной зоне,  $\rho_{cc}$  описывает состояние электрона в зоне проводимости,  $\rho_{vc}$  описывает переход из зоны проводимости (состояние  $c$ ) в валентную зону (состояние  $v$ ) и  $\rho_{cv}$  описывает переход из  $v$  в  $c$ . Ограничимся в нашем рассмотрении только прямыми межзонными переходами, когда  $r_{vv} = r_{cc} = 0$ . Матричный элемент межзонного перехода между уровнями электронов и дырок может быть записан в виде

$$r_{cv}(q_c, q_v) = r_{vc}(q_c, q_v) = r_{vc}(q) \delta_{q_c - q_v, 0}, \quad (2)$$

где  $q$  — продольный импульс носителей заряда [ $q = (q_y, q_x)$ , ось  $z$  перпендикулярна плоскости квантовой ямы]. В результате выражение для вектора поляри-

зации может быть записано в виде

$$P(x, t) = \frac{en(x)}{a} \int r_{vc}(q) [\rho_{vc}(q, x, t) - \rho_{cv}(q, x, t)] dq. \quad (3)$$

В данном выражении были учтены только основные состояния электронов и дырок. Здесь  $n(x)$  — двумерная концентрация электронов,  $a$  — толщина квантовой ямы.

Недиагональные компоненты матрицы плотности определяются из следующей системы уравнений:

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{vc}}{\partial t} = \hbar\omega_{vc} \rho_{vc} - \frac{i\hbar}{T_{vc}} \rho_{vc} - eE[r, \rho]_{vc}, \quad (4)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{cv}}{\partial t} = \hbar\omega_{cv} \rho_{cv} - \frac{i\hbar}{T_{cv}} \rho_{cv} - eE[r, \rho]_{cv}, \quad (5)$$

где  $\omega_{cv} = E_c - E_v/\hbar$ ,  $E_c$  и  $E_v$  — энергии электронов и дырок соответственно,  $E$  — напряженность электрического поля волны. Поскольку  $\rho$  является эрмитовым оператором, необходимо, чтобы выполнялось условие  $T_{vc} = T_{cv} = \tau$ . Постоянная  $\tau$  называется временем поперечной дипольной релаксации и связана с шириной линии оптического перехода. Для решения уравнений (4) и (5) для  $\rho_{cv}$  и  $\rho_{vc}$  используем приближение первой гармоники электромагнитного поля. В результате получаем

$$\rho_{vc}(q, x, t) = -\frac{e}{\hbar} D(q, x) \frac{r_{vc}(q) E e^{i\omega t}}{\omega_{vc} - \omega - i/\tau}, \quad (6)$$

$$\rho_{cv}(q, x, t) = -\frac{e}{\hbar} D(q, x) \frac{r_{cv}(q) E e^{i\omega t}}{\omega_{cv} - \omega - i/\tau}, \quad (7)$$

где  $D(q) = \rho_{cc} - \rho_{vv}$  — разность заселенностей уровней в зоне проводимости и валентной зоне. Перепишем  $D$  в терминах функций распределения электронов в зоне проводимости и валентной зоне  $f_c$  и  $f_v$  соответственно:

$$D(q, x) = \frac{2}{(2\pi)^2 n(x)} [f_c(q, x) - f_v(q, x)]. \quad (8)$$

Теперь воспользуемся определением диэлектрической восприимчивости  $\chi$ :

$$P(x, t) = \chi(x, \omega) E. \quad (9)$$

Мнимая часть диэлектрической восприимчивости выражается через диэлектрическую проницаемость следующим образом:

$$\varepsilon''(x, \omega) = 4\pi \text{Im} \chi(x, \omega).$$

Коэффициент усиления  $g(x, \omega)$  связан с  $\varepsilon''(x, \omega)$  соотношением [16]

$$g(x, \omega) = -\frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon''}{\sqrt{k_0}}, \quad (10)$$

где  $k_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость. Подставляя в (10) выражение для  $\varepsilon''(x, \omega)$  и используя

соотношения (3), (6)–(8), мы получим следующее выражение для коэффициента усиления  $g(x, \omega)$ :

$$g(x, \omega) = \frac{16\pi}{\sqrt{k_0}} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar\omega}{a} \times \int \frac{d^2q}{(2\pi)^2} (r_{cv}e)^2 [f_c(q, x) - f_v(q, x) - 1] \times \frac{\delta_\tau}{(E_c - E_v - \hbar\omega)^2 + \delta_\tau^2}, \quad (11)$$

где  $\delta_\tau = \hbar/\tau$ . В (11) мы учли, что  $f_v(x, q) = 1 - f_h(x, q)$ , где  $f_h(x, q)$  — функция распределения дырок,  $f_v(x, q)$  — функция распределения электронов в валентной зоне. Дипольный матричный элемент  $r_{cv}$  удобно представлять в виде

$$r_{cv} = \frac{\int j_{cv} dx}{\hbar\omega}. \quad (12)$$

Здесь  $j_{cv}$  — плотность потока вероятности:

$$j_{cv} = i\gamma(u_c^* v_v + u_v v_c^*), \quad (13)$$

где  $u(r)$  и  $v(r)$  — плавные огибающие бловских функций  $s$ - и  $p$ -типа [15],

$$\gamma^2 \approx (\hbar/2m_c)E_g,$$

$m_c$  — эффективная масса электрона,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

После интегрирования выражения (11), а также принимая во внимание, что

$$\frac{1}{\pi} \frac{\delta_\tau}{(E_c - E_v - \hbar\omega)^2 + \delta_\tau^2} \Big|_{\delta_\tau \rightarrow 0} \rightarrow \delta_\tau (E_c - E_v - \hbar\omega), \quad (14)$$

равенство  $\text{Im}\chi = 0$  становится эквивалентным следующему:

$$\frac{1}{\exp(-\frac{\tilde{\mu}_n}{T}) + 1} + \frac{1}{\exp(-\frac{\tilde{\mu}_p}{T}) + 1} - 1 = 0, \quad (15)$$

где  $\tilde{\mu}_n = \mu_n - \varepsilon_{c0}$  и  $\tilde{\mu}_p = \mu_p - \varepsilon_{v0}$  — квазиуровни Ферми электронов и дырок, отсчитанные от зоны проводимости и валентной зоны, соответственно. Из выражения (15) получаем

$$\tilde{\mu}_n + \tilde{\mu}_p = 0. \quad (16)$$

Предположим, что электронно-дырочная плазма в домене квазинейтральна. В этом случае двумерные концентрации электронов ( $n$ ) и дырок ( $p$ ) в квантовой яме равны. Они могут быть записаны следующим образом [17]:

$$n = N_c \ln \left[ \exp\left(-\frac{\tilde{\mu}_n}{T}\right) + 1 \right], \quad (17)$$

$$p = \frac{m_h}{m_c} N_c \ln \left[ \exp\left(-\frac{\tilde{\mu}_p}{T}\right) + 1 \right], \quad (18)$$

где  $N_c = m_c T / \pi \hbar$  — двумерная эффективная плотность состояний для зоны проводимости в квантовой яме,  $m_c$  и  $m_h$  — эффективные массы электронов и дырок соответственно,  $T$  — температура.

Необходимо отметить, что степень вырождения электронов в квантовой яме очень велика, в то время как вырождение дырок пренебрежимо мало. С учетом

этих особенностей мы можем упростить выражения (17) и (18) и получить в итоге

$$\tilde{\mu}_n = \frac{\pi \hbar^2}{m_c} n, \quad (19)$$

$$\tilde{\mu}_p = T \ln \left( \frac{p \pi \hbar^2}{m_h T} \right). \quad (20)$$

Учитывая квазинейтральность электронно-дырочной плазмы в домене, а также учитывая выражения (16), (19) и (20), мы получаем следующее условие равенства нулю коэффициента усиления  $g(x, \omega)$ :

$$\frac{\tilde{\mu}_n}{T} \exp\left(\frac{\tilde{\mu}_n}{T}\right) = \frac{m_h}{m_c}. \quad (21)$$

Теперь нам необходимо вспомнить, что концентрация электронов  $n$  зависит от координаты  $x$ , т.е.  $n = n(x)$ . Подставляя в (21) явное выражение для  $\tilde{\mu}_n$  через концентрацию, получаем окончательное уравнение для нахождения значения  $x_0$ , при котором коэффициент усиления  $g(x_0, \omega)$  обращается в 0:

$$\frac{\pi \frac{\hbar^2}{m_c} n(x)}{T} \exp\left(\frac{\pi \frac{\hbar^2}{m_c} n(x)}{T}\right) = \frac{m_h}{m_c}. \quad (22)$$

Найдя  $x_0$ , мы тем самым сделаем оценку размера доменов с повышенной концентрацией неравновесных носителей.

Для нахождения пространственного распределения концентрации неравновесных носителей внутри домена мы воспользуемся уравнением непрерывности. Домен представляет собой область с повышенной концентрацией неравновесных носителей, причем эта область имеет конечные размеры. В работе [18] было показано, что в случае бимолекулярной излучательной рекомбинации при учете сильного вырождения электронного газа (и невырожденных дырок) уравнение непрерывности принимает следующий вид:

$$\frac{2}{3} \frac{\mu_h}{e} \frac{d}{dx} \left( \tilde{\mu}_n \frac{dN(x)}{dx} \right) = \frac{\gamma N^2(x)}{4}, \quad (23)$$

где  $\mu_h$  — подвижность дырок,  $N(x)/2 = n(x)$ ,  $\gamma$  — коэффициент бимолекулярной рекомбинации. При выводе данного уравнения использовалось условие квазинейтральности электронно-дырочной плазмы ( $n = p$ ).

Для решения уравнения (23) и нахождения зависимости  $n(x)$  внутри домена проведем следующую замену переменных:

$$\xi = x N_{ch}^{1/2}, \quad (24a)$$

$$\psi = \frac{N(x)}{N_{ch}}. \quad (24b)$$

Здесь

$$N_{ch} = \frac{3\gamma e m_c}{8\mu_h \pi \hbar^2}. \quad (25)$$

В результате уравнение (23) принимает вид

$$\frac{d}{d\xi} \left( \psi \frac{d\psi}{d\xi} \right) = \psi^2. \quad (26)$$

Домножая (26) на  $\frac{d\psi}{d\xi}$  и выделяя полный дифференциал, получаем

$$\psi^2 \left( \frac{d\psi}{d\xi} \right)^2 = \frac{1}{2} \psi^4 + C_1, \quad (27)$$

где  $C_1$  — константа интегрирования. Для нахождения  $C_1$  воспользуемся граничным условием, что на границе домена концентрация неравновесных электронов равна однородной концентрации в квантовой яме, которая является известной величиной, т. е.

$$\psi|_{\xi \rightarrow \xi_0} \rightarrow \psi_0 = \frac{2n_0}{N_{ch}}, \quad (28a)$$

$$\xi_0 = x_0 N_{ch}^{1/2}, \quad (28b)$$

где  $n_0$  — „фоновая“ концентрация неравновесных электронов, которая задается током накачки,  $\xi_0$  и  $x_0$  — граница домена в новых и старых переменных соответственно. Поскольку  $\frac{d\psi_0}{d\xi} = 0$ , выражение (27) дает первую константу интегрирования  $C_1$  в виде

$$C_1 = -\frac{1}{2} \psi_0^4. \quad (29)$$

Решая уравнение (27) относительно  $\psi$ , находим

$$\psi = \left\{ \frac{\exp[-\sqrt{2}(\xi + C_2)] + \psi_0^4 \exp[\sqrt{2}(\xi + C_2)]}{2} \right\}^{1/2}, \quad (30)$$

где  $C_2$  — константа интегрирования. Для нахождения  $C_2$  воспользуемся условием, что в центре домена (при  $\xi = 0$ ) зависимость концентрации неравновесных носителей от координаты должна иметь максимум, а затем спадать к границам домена. Это условие выражается соотношением

$$\left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0.$$

После взятия производной по переменной  $\xi$  от выражения (30) и используя второе граничное условие, получаем следующее выражение для нахождения  $C_2$ :

$$\psi_0^4 e^{\sqrt{2}C_2} - e^{-\sqrt{2}C_2} = 0. \quad (31)$$

Из (31) легко получаем, что

$$C_2 = -\sqrt{2} \ln \psi_0. \quad (32)$$

Вернемся к исходным переменным. Из (30), используя выражения (24a), (24б), (28a) и (32), а также то, что  $n(x) = N(x)/2$ , получаем выражение для концентрации неравновесных электронов внутри домена в зависимости от координаты  $x$ :

$$n(x) = \frac{N_{ch}}{2\sqrt{2}} \left\{ \exp[-\sqrt{2}(xN_{ch}^{1/2} - \sqrt{2} \ln \psi_0)] + \left( \frac{2n_0}{N_{ch}} \right)^4 \exp[\sqrt{2}(xN_{ch}^{1/2} - \sqrt{2} \ln \psi_0)] \right\}^{1/2}. \quad (33)$$

Подставляем (33) в (22) и численно решаем полученное уравнение относительно  $x$  для случая квантовой ямы  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  толщиной  $100 \text{ \AA}$ . Для этого используем следующие значения численных параметров:

$$m_c = 0.515 \cdot 10^{28} \text{ г}, \quad m_h = 4.505 \cdot 10^{-28} \text{ г}, \quad T = 0.026 \text{ эВ},$$

$$\gamma = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2\text{с}^{-1}, \quad \mu_h = 200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}).$$

Фоновая концентрация электронов, равная концентрации дырок, составляет  $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . В результате численных вычислений получаем, что уравнение (22) удовлетворяется при  $x \approx 0.5 \text{ мкм}$ . Удвоенное значение этой величины (1 мкм) и является оценкой для размера домена с повышенной концентрацией неравновесных носителей, который может образоваться в активной области гетероструктуры в результате флуктуаций концентрации. Полученный размер позволит в свою очередь оценить характеристическое время излучения такого домена.

### 3. Обсуждение

Проведенное выше рассмотрение позволяет говорить о том, что с ростом концентрации неравновесных носителей заряда в активной области гетероструктуры при достижении некоторого критического значения (в данном случае  $n_0$ ) система разбивается на домены, и тем самым происходит неравновесный фазовый переход второго рода. Домены представляют собой устойчивые образования, обладающие характерным мезоскопическим размером, зависящим только от параметров полупроводника, как было установлено выше. Каждый домен представляет собой область квантовой ямы, в которой излучение локализовано, так как диэлектрическая проницаемость внутри домена больше, чем снаружи. То, что домен представляет собой оптически более плотную среду, связано с тем, что мнимая часть диэлектрической проницаемости внутри домена положительна и равна 0 на границе. Таким образом, можно говорить о том, что в пределах одного домена возникает эффект наподобие „обратной связи“, приводящий к тому, что домен излучает когерентно (все излучатели внутри домена находятся в одной фазе), как единое целое. При этом суммарное излучение лазерной гетероструктуры ниже порога лазерной генерации все еще остается некогерентным, так как домены в активной области не сфазированы между собой.

Таким образом, мы рассмотрели процесс спонтанного образования в активной области лазера когерентно-излучающих доменов. Именно спонтанная фазировка излучающих носителей без какого-либо внешнего когерентного воздействия на систему является отличительной чертой „сверхизлучения Дике“ [19]. Разумно предположить, что в образовавшихся доменах рекомбинация неравновесных носителей происходит именно сверхизлучательным образом. Исходя из такого предположения оценим характеристическое время излучения, присущее таким доменам. Для этого воспользуемся критерием, связывающим максимальный размер сверхизлучающей

области  $L_{\max}$  с характеристическим временем сверхизлучения  $\tau_{\text{SR}}$  (см., например, [19]):

$$L_{\max} = V\tau_{\text{SR}}, \quad (34)$$

где  $V$  — скорость света в материале. Подставляя в выражение (34) ранее полученную оценку размера домена с повышенной концентрацией неравновесных носителей и скорость света в материале  $V = 0.97 \cdot 10^{10}$  см/с, получаем оценку значения характеристического времени сверхизлучения  $\tau_{\text{SR}} = 10$  фс. Отметим, что данное значение находится в хорошем согласии с ранее полученными экспериментальными оценками [4–6,13].

При дальнейшем увеличении концентрации неравновесных носителей концентрация доменов в активной области полупроводникового лазера  $n_d$  увеличивается, и при некотором значении концентрации неравновесных носителей домены начинают перекрываться. Это происходит при выполнении соотношения  $n_d^{1/3} 2x_0 \approx 1$ . При этом происходит фазовый переход из состояния сверхизлучения в состояние вынужденного излучения.

#### 4. Заключение

Сверхизлучение Дике рассмотрено в качестве промежуточной фазы при переходе от спонтанного излучения к лазерной генерации в полупроводниковых лазерных гетероструктурах. Предложена феноменологическая модель, описывающая формирование в активной области гетероструктуры сверхизлучающих доменов („макродиполей“), в которых локализовано электромагнитное поле. При помощи формализма матрицы плотности получены оценки размера таких доменов, позволившие оценить характеристическое время их излучения порядка 10 фс. Это значение находится в хорошем согласии с ранее полученными данными автокорреляционных и спектральных экспериментов, что дополнительно подтверждает предлагаемую модель. В нашей следующей работе будет дана электромагнитная теория сверхизлучения, которая позволит наряду с характеристическим временем сверхизлучения оценить интенсивность и время задержки сверхизлучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 01-02-17764, 04-07-90148 и 04-07-16786, а также программ Российской академии наук и Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

Один из авторов (Л.Я. Карачинский) выражает благодарность INTAS за финансовую поддержку работы (грант YSF № 2001/2-97), авторы Л.Я. Карачинский и И.И. Новиков благодарят за финансовую поддержку фонд „Династия“ и МЦФФМ.

#### Список литературы

- [1] P.P. Vasil'ev, H. Kan, H. Ohta, T. Hiruma. Phys. Rev. B, **64**, 195 209 (2001).
- [2] A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I. Kocharovskiy, D.S. Pestov. Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., **4605**, 356 (2001).
- [3] А.И. Климовская, Ю.А. Дрига, Е.Г. Гуле, О.А. Пикарук. ФТП, **37**, 706 (2003).
- [4] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, L.Ya. Karachinsky, V.I. Kopchatov, I.I. Novikov, P.S. Kor'ev. Jap. J. Appl. Phys., **38**, 4772 (1999).
- [5] С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, Л.А. Graham, В.И. Копчатов, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, D.L. Huffaker, П.С. Копьев. ФТП, **33**, 1456 (1999).
- [6] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, L.Ya. Karachinsky, V.I. Kopchatov, I.I. Novikov, I.S. Tarasov, N.A. Pikhin, V.M. Ustinov, P.S. Kor'ev. Appl. Phys. Lett., **76**, 2514 (2000).
- [7] П.П. Васильев. Квант. электрон., **29**, 4 (1999).
- [8] R.H. Dicke. Phys. Rev., **93**, 99 (1954).
- [9] А.А. Белянин, И.Г. Калугин, В.В. Кочаровский. Вл.В. Кочаровский. Изв. АН. Серия физ., **63**, 369 (1999).
- [10] А.М. Георгиевский, С.В. Зайцев. ПТЭ, **39**, 132 (1996).
- [11] S.V. Zaitsev, A.M. Georgievski. Proc. Int. Conf. SPIE on Optical Diagnostics of Materials and Devices for Opto-, Micro-, and Quantum Electronics (Kiev, Ukraine, 1995) p. 319.
- [12] С.В. Зайцев, А.М. Георгиевский. ФТП, **32**, 366 (1998).
- [13] А.М. Георгиевский, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, В.И. Копчатов, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, П.С. Копьев. ФТП, **33**, 847 (1999).
- [14] Н.Ю. Гордеев, С.В. Зайцев, В.И. Копчатов, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, В.М. Устинов, П.С. Копьев. Письма ЖТФ, **26**, 78 (2000).
- [15] G.G. Zegrya. In: *Antimonide Related Strained Layer Heterostructures*, ed. by M.O. Manasreh (Gordon and Breach, Neward, 1997).
- [16] Г.Г. Зегря, Н.А. Гунько. ФТП, **32**, 843 (1998).
- [17] A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya. Phys. Rev. B, **58**, 4039 (1998).
- [18] Б.Л. Гельмонт, В.А. Елюхин, Г.Г. Зегря, Е.Л. Портной, М.К. Эбанониде. ФТП, **20**, 2061 (1986).
- [19] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М., Мир, 1978).

Редактор Т.А. Полянская

#### Dicke superradiance mechanism in semiconductor heterostructures

L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, N.Yu. Gordeev, G.G. Zegrya

Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The Dicke superradiance has been considered as a transition phase from spontaneous to stimulated emission in semiconductor laser heterostructures. A phenomenological model describing the superradiance domain („macro-dipole“) formation in the active layer of heterostructures is proposed. It is shown that the characteristic radiation time of these domains is within the sub-picosecond range.