

Аномальная дисперсия, дифференциальное усиление и дисперсия α -фактора в напряженных квантово-размерных полупроводниковых лазерах на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs

© А.П. Богатов[¶], А.Е. Болтасева*, А.Е. Дракин, М.А. Белкин*, В.П. Коняев[†]

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

*Московский физико-технический институт (Государственный университет),
141700 Долгопрудный, Россия

[†]ГП НИИ "Полус",
117342 Москва, Россия

(Получена 6 марта 2000 г. Принята к печати 30 марта 2000 г.)

Предложена и реализована новая методика экспериментального определения дифференциального усиления и дисперсии коэффициента амплитудно-фазовой связи в полупроводниковых инжекционных лазерах. С помощью этой методики найдены значения α -фактора и дифференциального усиления для квантово-размерных полупроводниковых лазеров на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs с одной квантовой ямой в широком спектральном диапазоне (от 957 до 996 нм) при разных плотностях тока накачки (от 280 до 850 А/см²). Впервые для InGaAs-лазеров экспериментально найден коэффициент, характеризующий дисперсию групповой скорости и ограничивающий минимальную длительность импульса генерации на уровне 10⁻¹³ с.

Введение

В полупроводниковых лазерах важную роль играет сильная зависимость показателя преломления активной среды от плотности инжектированных носителей, обусловленная аномальной дисперсией. Эту зависимость характеризует так называемый коэффициент амплитудно-фазовой связи (или α -фактор), который выражается через отношение скоростей изменения эффективного показателя преломления и модового усиления при изменении концентрации носителей:

$$\alpha = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dG/dN}, \quad (1)$$

где λ — длина волны (в вакууме), n — эффективный показатель преломления, G — модовое усиление, N — концентрация инжектированных носителей. Коэффициент амплитудно-фазовой связи влияет на целый ряд важнейших характеристик лазерного излучения, например, таких как ширина линии генерации (α называют также коэффициентом уширения линии) [1–3], поперечная (вдоль слоев структуры) неустойчивость поля излучения [4,5], паразитная частотная модуляция излучения, возникающая при амплитудной модуляции интенсивности лазера (в англоязычной литературе явление носит название chirping) [6,7]. В течение последнего десятилетия большое внимание уделялось не только теоретическим расчетам α -фактора [8–10], но и экспериментальным исследованиям данного параметра [11–16]. Большое значение имеет задача уменьшения величины α -фактора, что связано с разработкой полупроводниковых лазеров с улучшенными динамическими и шумовыми характеристиками излучения, поэтому в настоящий момент особый

интерес представляет исследование α -фактора для новых типов лазерных структур [13–17]. В данной работе представлены результаты экспериментального определения этого параметра с помощью новой методики для напряженных квантово-размерных лазеров на основе InGaAs/GaAs, полученные при исследовании их усиленного спонтанного излучения в допороговом режиме. Такие исследования, позволяющие одновременно определять изменения эффективного показателя преломления и модового усиления при изменении тока накачки, дают возможность получить информацию о концентрационной зависимости α -фактора [18], дифференциальном усилении и дисперсии α -фактора в изучаемых лазерах.

Данная работа посвящена определению аномальной дисперсии, дифференциального усиления и дисперсии α -фактора в напряженных квантово-размерных лазерах на гетероструктуре InGaAs/AlGaAs/GaAs с одной квантовой ямой, излучающих в спектральном диапазоне 0.94–0.98 мкм.

Эксперимент

Исследованные образцы представляли собой лазерные диоды с гребневым волноводом (ширина гребня 3.5 мкм), изготовленные из одной гетероструктуры, но отличающиеся длиной резонатора (200, 400 и 600 мкм). Зеркала диодов не имели отражающих покрытий. Параметры исследуемой структуры представлены в таблице. Расчетный параметр оптического ограничения для данной структуры составлял $\Gamma \approx 0.017$. При расчете для всех слоев, кроме активного, использовались значения показателей преломления, полученные интерполяцией по данным из [19]. Для активного слоя значение показателя преломления взято равным 3.63 [20]. Пороговые токи для всех диодов находились в диапазоне 13–15 мА,

[¶] Факс: (095) 1326649

E-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

Параметры исследуемой гетероструктуры

Слой	Толщина, мкм	
Контактный	p^+ -GaAs	0.2
Эмиттер	P -Al _{0.33} Ga _{0.67} As	1.3
Волноводный	Al _{0.23} Ga _{0.77} As	0.09
Разделительный	GaAs	0.006
Активный	In _{0.20} Ga _{0.80} As	0.01
Разделительный	GaAs	0.006
Волноводный	Al _{0.23} Ga _{0.77} As	0.09
Эмиттер	N -Al _{0.33} Ga _{0.67} As	1.6
Подложка	n -GaAs	100

а внешняя дифференциальная эффективность (с обоих зеркал) составляла 0.6–0.8 Вт/А.

Исследования спектров усиленного спонтанного излучения проводились на компьютеризированной установке на основе многоканального оптического спектроанализатора (рис. 1). С помощью двух микрообъективов излучение диода перефокусировалось на входную щель спектрометра ДФС-24. В плоскости выходной цепи спектрометра располагалась фотодиодная линейка, состоящая из 1024 элементов с периодом 25 мкм, данные с которой передавались на ЭВМ. Для того чтобы выделить основную поперечную моду излучения, между объективами располагалась щелевая диафрагма, ориентированная перпендикулярно слоям структуры. Перед фокусирующим объективом был расположен затвор, управляемый ЭВМ, что позволяло при снятии каждого спектра контролировать темновой ток элементов линейки и фоновое излучение. Спектры снимались при постоянной температуре медного держателя лазера, равной 18°C. Регулировка температуры проводилась за счет изменения тока через элемент Пельтье или нагреватель. Для уменьшения шумов фотодиодная линейка охлаждалась до –25°C. Динамический диапазон для регистрации интенсивности составлял порядка $1.6 \cdot 10^3$.

Исследование спектров проводилось в непрерывном режиме накачки. Для каждого диода снимались серии спектров с шагом по току 1 мА. Величина шага выбиралась из условия, чтобы сдвиг мод при таком изменении

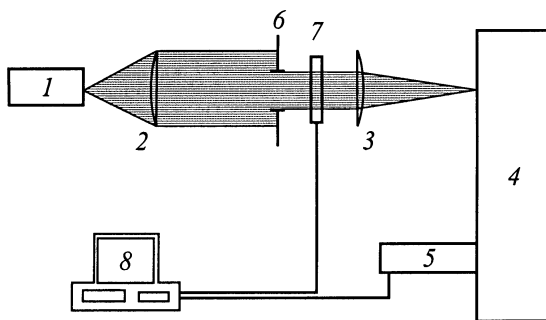


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — лазерный диод, 2, 3 — фокусирующие микрообъективы, 4 — спектрометр ДФС-24, 5 — фотодиодная линейка, 6 — щелевая диафрагма, 7 — затвор, 8 — ЭВМ.

тока был намного меньше межмодового расстояния, что позволяло определять смещение каждой моды. В области длин волн около 1 мкм линейкой перекрывался спектральный диапазон $\approx 200 \text{ \AA}$. Весь исследованный спектральный диапазон составлял $\approx 1300 \text{ \AA}$, и в процессе снятия спектров он был разбит на 9 перекрывающихся поддиапазонов размером $\approx 200 \text{ \AA}$ (9 фиксированных положений решеток спектрометра). Сшивка спектров проводилась на основе определения смещения конкретных мод при переходе от одного интервала к другому.

Сдвиг мод при изменении тока накачки происходил не только за счет изменения концентрации инжектированных носителей, но также из-за изменения температуры, вызванного изменением выделяющейся на диоде мощности. Поэтому для каждого диода снималось также по несколько спектров за порогом генерации, что позволяло оценить температурный вклад в изменение показателя преломления.

Таким образом, исходным материалом для математической обработки являлись оцифрованные спектры суперлюминесценции при разных токах накачки (по 12–14 в допороговом режиме и по 5–6 за порогом генерации для каждого диода), содержащие, например, для диода с длиной резонатора $L = 600 \text{ мкм}$ до 480 продольных мод.

1. Методика обработки спектров

Основной для экспериментального определения дифференциального усиления и дисперсии α -фактора являлась обработка спектров суперлюминесценции лазерных диодов, т. е. спектров оптически усиленного спонтанного излучения лазера, работающего в допороговом режиме. В данной работе использовалась новая методика определения модового усиления из спектров суперлюминесценции.

При обработке спектров суперлюминесценции используется то благоприятное обстоятельство, характерное для полупроводникового лазера, что интенсивность спонтанного излучения его активной области достаточно высока для экспериментальной регистрации. Это излучение может быть использовано как зондирующее излучение, попавшее в резонатор лазера. Предполагая поперечную структуру поля в виде единственной фундаментальной моды, этот резонатор может рассматриваться как резонатор Фабри–Перо. Спонтанное излучение будет спектрально-модулировано продольными резонансами этого резонатора. Следует отметить, что имеется прямая аналогия между классическим спектром пропускания резонатора Фабри–Перо и спектром, излученным внутри него и вышедшем наружу [21]. В обоих случаях мы имеем дело с продольными резонансами резонатора Фабри–Перо. Волноводный характер распространения излучения между зеркалами резонатора, свойственный полупроводниковому лазеру, приведет к некоторому отличию этого резонатора от классического случая резонатора Фабри–Перо. Отличие сведется к тому, что показатель преломления однородной среды, заполняющей классический резонатор, заменится на эффективный

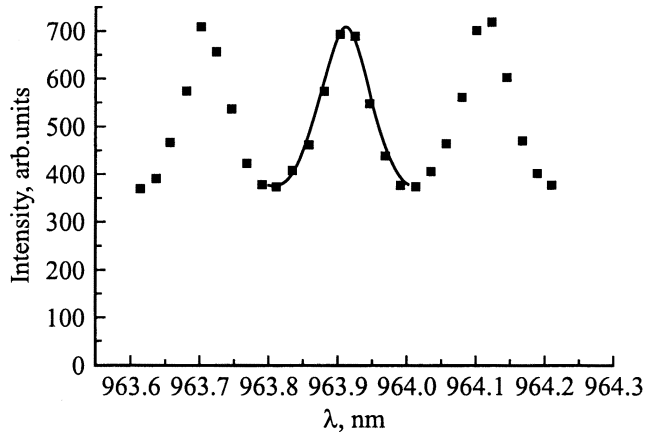


Рис. 2. Фрагмент спектра суперлюминесценции диода с длиной резонатора $L = 600$ мкм при токе накачки 10 мА (квадраты) и модельная функция суперлюминесценции (формула (1) в тексте) (сплошная линия).

показатель преломления n для рассматриваемой моды, который определяется как $n = \beta' / k_0$, где β' — реальная часть комплексной константы волноводного распространения $\beta = \beta' + i\beta''$, $k_0 = \omega / c$ — волновое число в вакууме (c и ω имеют обычное значение). Везде далее мы полагаем, что зависимость амплитуды электромагнитной волны от координаты z вдоль оси резонатора и времени t пропорциональна $\exp(i\beta z - i\omega t)$. Тогда коэффициент амплитудно-фазовой связи α может быть также определен как $\alpha = (\frac{\partial \beta'}{\partial N}) / (\frac{\partial \beta''}{\partial N})$. По ширине линии пропускания резонатора или по соотношениям интенсивностей в минимуме и максимуме можно определить параметры резонатора, в частности коэффициенты отражения его зеркал или поглощение (усиление) внутри него. Это обстоятельство служит основой ряда методик измерения зависимости усиления от тока накачки в полупроводниковом лазере [22–24].

Для определения изменения показателя преломления с током накачки необходимо было для каждого полученного спектра определять точное положение резонаторных максимумов. Для этого использовался метод численной подгонки теоретической модели к экспериментальным спектрам по методу наименьших квадратов. Каждый пик описывался функцией Эри:

$$I_k(\lambda) = \frac{A_k[1]}{A_k[2] - \cos(A_k[3] \cdot (A_k[4] - \lambda))}, \quad (2)$$

где λ — длина волны. Подгонка проводилась по коэффициентам $A_k[i]$, $i = 1 \dots 4$. На рис. 2 представлен фрагмент спектра суперлюминесценции диода с длиной резонатора $L = 600$ мкм при токе накачки 10 мА (квадраты) и модельная функция (2) с коэффициентами, определенными подгонкой по центральному максимуму на рисунке (сплошная кривая). Таким образом, набор подгоночных коэффициентов полностью определял положение максимума каждой продольной моды, межмодовое расстояние в районе данной моды и ее форму.

По сдвигу мод суперлюминесценции при изменении тока накачки определялось изменение эффективного показателя преломления. При обработке состыкованных спектров вводилась единая нумерация максимумов для всех токов накачки (для соседних значений токов один и тот же номер имели максимумы с наиболее близкими длинами волн). Условие резонансов Фабри–Перо записывалось в виде

$$\frac{2Ln(\lambda_m(i), i)}{\lambda_m(i)} = M - m, \quad (3)$$

где M — неизвестный ”абсолютный” номер самой коротковолновой моды в экспериментальных спектрах для каждого диода, m — ”относительный” номер моды, полученный в процессе сквозной нумерации (максимумы нумеровались в порядке возрастания длин волн), $\lambda_m(i)$ — положение максимума m -ой моды при токе накачки i , определенное подгонкой экспериментальных точек формулой (2). Далее, выбиралась некоторая мода m_0 с положением максимума λ_0 при токе накачки i_0 (в качестве i_0 брались токи, при которых спектры содержали наибольшее число максимумов):

$$\frac{2Ln(\lambda_0, i_0)}{\lambda_0} = M - m_0. \quad (4)$$

Разложение разности выражений (4) и (3) по $\Delta\lambda_m/\lambda_0$ ($\Delta\lambda_m = \lambda_m(i) - \lambda_0$) до 2-го порядка приводит к следующему выражению для разности относительных номеров мод:

$$(m - m_0) = a(i) + b(i)\Delta\lambda_m + c(i)\Delta\lambda_m^2, \quad (5)$$

где введены обозначения

$$\Delta\lambda_m = \lambda_m(i) - \lambda_0, \quad (6)$$

$$a(i) = -\frac{2L}{\lambda_0}(n(\lambda_0, i) - n(\lambda_0, i_0)), \quad (7)$$

$$b(i) = \frac{2L}{\lambda_0^2} \left(n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0, i} = \frac{2L}{\lambda_0^2} n^*(\lambda_0, i), \quad (8)$$

$$c(i) = -\frac{2L}{\lambda_0^3} \left(n^*(\lambda_0, i) + \frac{\lambda_0^2}{2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right)_{\lambda_0, i} \right). \quad (9)$$

Аппроксимация экспериментальной зависимости $(m - m_0) = f(\Delta\lambda_m)$ квадратным трехчленом позволила определить коэффициент $a(i)$, являющийся искомым изменением показателя преломления. Далее, с помощью численного дифференцирования были получены кривые спектральной зависимости $\partial n / \partial j$.

Изменение эффективного показателя преломления с током накачки происходит за счет изменения концентрации инжектируемых носителей и изменения температуры диода:

$$\frac{dn}{di} = \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right)_T \left(\frac{\partial N}{\partial i} \right) + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_N \left(\frac{\partial T}{\partial i} \right), \quad (10)$$

где N — концентрация носителей, T — температура диода. Температурный и концентрационный эффекты легко

отделяются друг от друга, потому что эти изменения показателя преломления n имеют разные знаки. Действительно, за порогом генерации концентрация носителей стабилизируется и Δn определяется только нагревом и линейно зависит от тока накачки. По наклону кривой $\Delta n = f(i)$ за порогом генерации можно оценить температурный вклад в изменение показателя преломления как за порогом генерации, так и в допороговом режиме. В предположении, что до порога генерации вся подводимая мощность идет на нагрев диода, получаем $(\frac{\partial T}{\partial i})|_{sp} = RU$, где R — тепловое сопротивление диода, U — напряжение на диоде. С учетом того что за порогом генерации часть мощности уносится из диода в виде излучения, имеем $(\frac{\partial T}{\partial i})|_{las} = R(U - \eta)$, где η — внешняя дифференциальная эффективность с обоих зеркал (в [Вт/А]). Тогда связь между производными $\frac{\partial T}{\partial i}$ в допороговом режиме и за порогом генерации будет определяться выражением $(\frac{\partial T}{\partial i})|_{sp} = (\frac{U}{U-\eta})(\frac{\partial T}{\partial i})|_{las}$. Из этого соотношения и из (10) следует

$$\left(\frac{\partial n}{\partial N}\right) \left(\frac{\partial N}{\partial i}\right) \Big|_{sp} = \frac{dn}{di} \Big|_{sp} - \left(\frac{U}{U-\eta}\right) \frac{dn}{di} \Big|_{las}. \quad (11)$$

Наиболее распространенная методика измерения модового усиления основана на определении глубины модуляции в спектре лазерного излучения в допороговом режиме (метод Хакки–Паоли) [16,22]. Но при использовании данной методики большой вклад в погрешность измерений дает наличие фонового излучения в спектральном интервале между резонансами Фабри–Перо, связанного с ”крыльями” аппаратной функции. Существует ряд модификаций этого метода, позволяющих в той или иной мере учесть влияние аппаратной функции [23,24]. В данной работе использовалась оригинальная методика определения усиления из спектров суперлюминесценции, которая заключалась в том, что усиление выражалось через расстояние между резонансами Фабри–Перо $\Delta\lambda$ и шириной резонанса $\delta\lambda_\beta$ на некотором уровне β . Если I_{\max} — интенсивность в максимуме резонансного пика, I_{\min} — в минимуме, тогда интенсивность на уровне β :

$$I_\beta = I_{\min} + \beta(I_{\max} - I_{\min}), \quad 0 \leq \beta \leq 1. \quad (12)$$

Предполагалось, что в области m -го резонанса спектр усиленного излучения описывается функцией

$$I(\lambda) = \frac{A}{\left(\frac{1+F^2}{2F}\right) - \cos\left(2\pi \frac{\lambda_m - \lambda}{\Delta\lambda_m}\right)}, \quad (13)$$

где A — амплитуда, $\Delta\lambda_m = \frac{\lambda_m^2}{2n^*L}$ — величина межмодового расстояния, $F = \exp(GL)$, $G = \Gamma g - \alpha - \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ — суммарное модовое усиление (net gain), n^* — групповой показатель преломления, L — длина диода. Из уравнений (12) и (13) можно получить связь $\delta\lambda_\beta/\Delta\lambda$ с F :

$$\cos\left(\pi \frac{\delta\lambda_\beta}{\Delta\lambda_m}\right) = \frac{(1+F^2)(2\beta-1) + 2F}{(1+F^2) + 2F(2\beta-1)}. \quad (14)$$

В описываемой методике учет аппаратной функции проводился следующим образом. Порогу генерации соответствует $\delta\lambda_\beta = 0$. Но ширина моды на некотором уровне β регистрируемого спектра $\delta\lambda_\beta^r$ больше $\delta\lambda_\beta$ из-за уширения за счет аппаратной функции, поэтому предполагалось, что при β близком к 1,

$$(\delta\lambda_\beta^r)^2 \approx (\delta\lambda_\beta)^2 + (\delta\lambda_\beta^a)^2, \quad (15)$$

где $\delta\lambda_\beta^a$ — ширина ”по уровню β ” аппаратной функции. Это следствие того, что вблизи максимума кривые спектров и аппаратной функции можно приблизить гауссовыми кривыми (для них выражение (15) выполняется точно). Тогда на пороге генерации

$$\delta\lambda_\beta^r \approx \delta\lambda_\beta^a. \quad (16)$$

Сначала без учета аппаратной функции определялись кривые модового усиления с помощью выражения (14). При токе, соответствующем порогу генерации (когда спектральные кривые усиления переставали меняться), оценивалась ”ширина по уровню β ” (β бралось равным 0.8) аппаратной функции по ширине моды в максимуме усиления. Далее определялась истинная ширина каждой моды для всех спектров с помощью выражения (15). Параметр $\delta\lambda_\beta^a$ для аппаратной функции в наших экспериментах составил 0.011 нм, что соответствует спектральному разрешению по критерию Релея на уровне 0.03 нм. Затем из полученных кривых усиления была определена спектральная зависимость дифференциального усиления для разных плотностей тока накачки.

Таким образом, благоприятная особенность настоящей методики заключается в двух аспектах. Во-первых, это одновременная регистрация, накопление сигнала и аппроксимация данных в широкой спектральной области, когда прибор используется как полихроматор. За счет этого возможен более точный анализ экспериментальных данных, чем в традиционном варианте, когда спектральный прибор используется как монохроматор и имеет место последовательная регистрация интенсивности отдельных мод. Во-вторых, в данной методике усиление измеряется не по отношению интенсивностей в максимуме и минимуме резонанса Фабри–Перо, а фактически по отношению спектральной ширины резонанса к расстоянию между этими резонансами. Это сводит к минимальному значению ошибку, связанную с наличием ”крыльев” у аппаратной функции спектрального прибора.

Результаты измерений и обсуждение

В ходе работы согласно вышеизложенной методике обработки спектров были получены спектральные зависимости группового показателя преломления n^* и величины $\partial^2 n/\partial\lambda^2$. Типичные кривые, представляющие эти зависимости, показаны на рис. 3. Зависимости приведены для образца с длиной резонатора 400 мкм (плотность тока 857 А/см²). Аналогичные кривые, полученные для

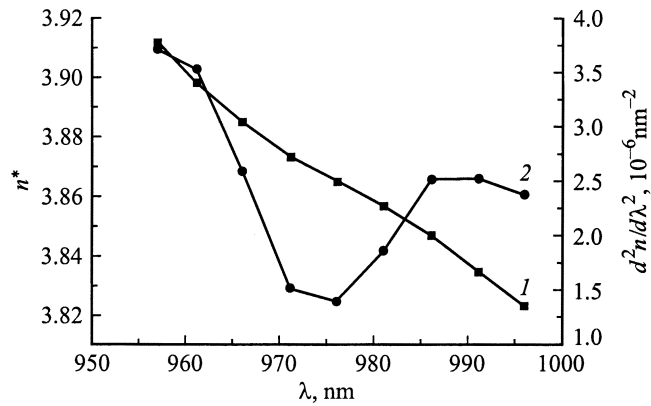


Рис. 3. Спектральные зависимости группового показателя преломления n^* (1) и $d^2n/d\lambda^2$ (2) для диода с длиной резонатора $L = 400$ мкм при плотности тока накачки 857.14 А/см². Максимум усиления соответствует длине волны 983.6 нм.

других образцов и других уровней накачки, существенно не отличаются друг от друга (в пределах точности измерений порядка 20%).

Из данных зависимостей можно видеть, что групповой показатель преломления n^* (равенство (8) в тексте) изменяется в пределах 3.8–3.9 в спектральном интервале, соответствующем излучению активного слоя. Следует отметить, что полученные значения n^* заметно меньше, чем соответствующие величины для лазеров, у которых активная область представляет собой объемную среду, а не квантово-размерный слой (в этом случае n^* порядка 4.5–4.8) [25]. Причиной такого различия, по-видимому, является достаточно малое значение (1.7%) фактора оптического ограничения для исследованных квантово-размерных лазеров. Действительно, в нашем случае основная доля оптического потока распространяется по слоям структуры, у которых спектральный край фундаментального поглощения достаточно далеко отстоит от длины волны, соответствующей излучению из активного слоя. В результате, дисперсия эффективного показателя преломления, которая характеризуется производной $\partial n/\partial \lambda$, меньше, чем в случае объемной активной среды, когда длина волны излучения соответствует межзонным переходам для слоя, где распространяется значительная доля оптического потока. Соответственно, член $-\lambda \cdot (\partial n/\partial \lambda)$, входящий в выражение (8) для группового показателя преломления, для исследованных квантово-размерных лазеров меньше, чем для лазеров с объемной активной областью.

Отклонение дисперсии показателя преломления от линейного закона характеризуется величиной $\partial^2 n/\partial \lambda^2$, значение которой для исследованных лазеров, согласно полученным результатам, находится в диапазоне $1.2 \cdot 10^{-6}$ – $3.5 \cdot 10^{-6}$ нм². Эти значения в 3–7 раз меньше соответствующих величин для лазеров с объемной активной областью [25]. Отличие от нуля этой величины приводит к дисперсии групповой скорости и, следовательно, к деформированию формы импульса излучения

при его распространении. Длительность импульса τ и максимальное расстояние z_D , которое может пройти импульс без искажения, связаны соотношением [26]

$$z_D \approx (c\tau)^2 \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \cdot \lambda^3 \right)^{-1}. \quad (17)$$

Например, для $\tau = 10^{-13}$ с, что соответствует волновому пакету спектрально-согласованного импульса с шириной спектра $\Delta \lambda \approx 30$ нм и длиной волны $\lambda = 1$ мкм, значение z_D будет находиться в интервале $7 \cdot 10^{-2}$ – $2.5 \cdot 10^{-2}$ см. Такое расстояние соответствует одному-двум проходам импульса между зеркалами резонатора типичного лазерного диода. Другими словами, найденные значения $\partial^2 n/\partial \lambda^2$ таковы, что возможность генерации и усиления ультракоротких световых импульсов ограничивается длительностью импульса на уровне 10^{-13} с. В качестве благоприятного можно отметить то обстоятельство, что спектральный минимум $\partial^2 n/\partial \lambda^2$ близок к длине волны, соответствующей максимуму усиления.

Типичная экспериментальная зависимость дифференциального усиления от длины волны при различных плотностях тока накачки, полученная для диода с длиной резонатора 400 мкм, представлена на рис. 4. Видно, что поведение данной величины является довольно регулярным. С увеличением плотности тока накачки происходит уменьшение $\partial G/\partial j$, что является результатом насыщения усиления на фиксированной длине волны из-за ограниченной плотности электронных состояний для квантово-размерного слоя. Кроме того, для каждого значения тока накачки происходит падение дифференциального усиления с увеличением длины волны. Последнее обстоятельство связано с тем, что для длинноволнового излучения усиление создается только переходами с

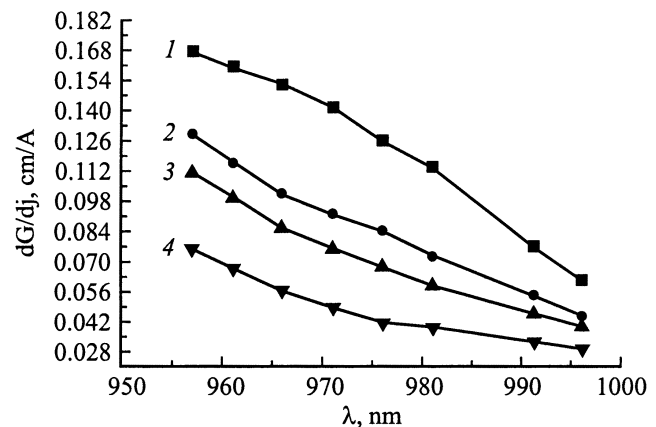


Рис. 4. Зависимость дифференциального усиления от длины волны для диода с длиной резонатора $L = 400$ мкм для различных значений плотности тока накачки: 1 — 428.57 А/см² (максимум усиления соответствует длине волны 989.7 нм), 2 — 571.43 А/см² (максимум усиления соответствует длине волны 987.1 нм), 3 — 642.86 А/см² (максимум усиления соответствует длине волны 986.5 нм), 4 — 857.14 А/см² (максимум усиления соответствует длине волны 983.6 нм).

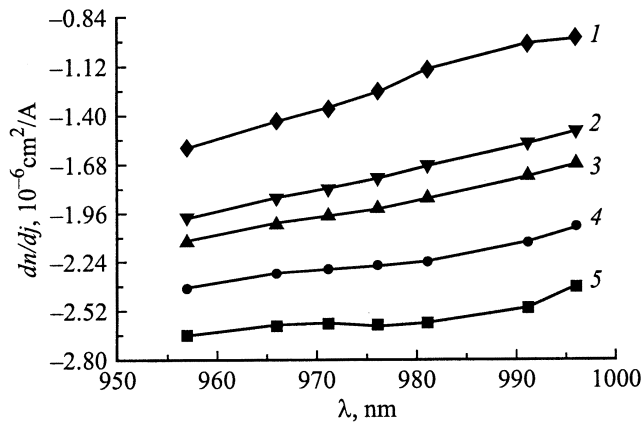


Рис. 5. Спектральные зависимости $\partial n/\partial j$ для диода с длиной резонатора $L = 400$ мкм для разных значений плотности тока накачки: 1 — 857.14 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 983.6 nm), 2 — 642.86 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 986.5 nm), 3 — 571.43 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 987.1 nm), 4 — 428.57 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 989.7 nm), 5 — 285.7 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 999.5 nm).

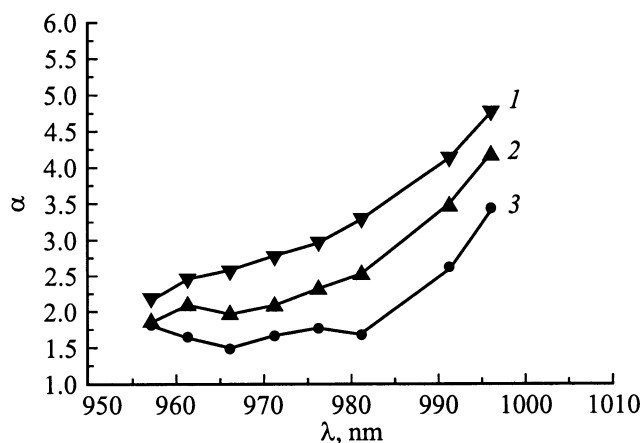


Рис. 6. Дисперсия α -фактора для диода с длиной резонатора $L = 400$ мкм для разных значений плотности тока накачки: 1 — 571.43 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 987.1 nm), 2 — 428.57 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 989.7 nm), 3 — 285.7 A/cm^2 (максимум усиления соответствует длине волны 999.5 nm).

нижнего электронного уровня в квантовой яме, в то время как для более коротковолнового излучения вклад в усиление могут давать переходы и со второго уровня, если учесть конечность "однородной" ширины линии перехода. Спектральный интервал $965\text{--}995 \text{ nm}$ охватывает электронные переходы как с первого, так и со второго уровня квантовой ямы [18].

Экспериментальные кривые зависимости $\partial n/\partial j$ в этом же спектральном диапазоне, характеризующие аномальную дисперсию, представлены на рис. 5. Приведены некоторые из полученных кривых для диода с длиной

резонатора 400 мкм , соответствующие различным значениям плотности тока накачки. В соответствии с ожидаемым поведением при аномальной дисперсии добавка к показателю преломления, связанная с носителями, увеличивается с ростом длины волны в спектральной области, где имеет место оптическое усиление. Необходимо отметить, что полная дисперсия, включающая дисперсию разделительных GaAs-слоев и волноводных AlGaAs-слоев, будет иметь нормальный характер, т.е. уменьшающийся показатель преломления с увеличением длины волны.

Используя данные по зависимости изменения эффективного показателя преломления и модового усиления от тока накачки, был рассчитан α -фактор для исследованных образцов. Полученная зависимость α -фактора от длины волны для одного из лазерных диодов представлена на рис. 6. В диапазоне длин волн от 956 до 997 nm α -фактор обнаруживает почти монотонное поведение для всех значений токов накачки в допороговом режиме. Полученные значения параметра α лежат в диапазоне от 1 до 4.5, что согласуется с ранее опубликованными данными по концентрационной зависимости α -фактора [8]. Видно, что с увеличением длины волны происходит рост α . Обращаясь к формуле (1) для наглядности, отметим, что с ростом λ знаменатель $\partial G/\partial N$ уменьшается, стремясь к нулю при приближении к длинноволновому краю линии, где имеет место насыщение усиления, в то время как числитель $\partial n/\partial N$ не стремится к нулю, что обусловлено вкладом свободных носителей.

Поведение α -фактора является довольно регулярным. При увеличении плотности тока накачки для конкретной длины волны происходит рост величины α , что тоже связано с насыщением материального усиления на фиксированной длине волны.

Разброс экспериментальных значений α не связан с точностью измерений, а является следствием наблюдаемого поведения α . Надо иметь в виду, что эта величина является отношением производных, поэтому она более чувствительная к изменению концентрации носителей, чем исходные величины, такие как показатель преломления или усиление. Оценки показали, что погрешность определения α -фактора находится в пределах до 10%.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе реализована новая методика для экспериментального определения коэффициента амплитудно-фазовой связи полупроводниковых лазеров. Измерения, выполненные в рамках этой методики для InGaAs-лазеров, подтвердили имеющиеся на настоящий момент данные по значениям α -фактора и позволили получить новые данные по спектральной зависимости этого коэффициента в диапазоне длин волн, соответствующем электронным переходам как с первого, так и со второго уровней квантовой ямы. Знание спектральной зависимости коэффициента амплитудно-фазовой связи особенно важно при моделировании или

прогнозировании характеристик лазеров, работающих на фиксированной длине волны, например лазеров с распределенной обратной связью и α -DFB лазеров.

Впервые для InGaAs-лазеров экспериментально найдено значение $\partial^2 n / \partial \lambda^2$, характеризующее дисперсионное "расплывание" импульса при его распространении внутри резонатора лазера. Оценки показали, что минимальная длительность импульса излучения, возможная для генерации и усиления в лазерах исследованного типа, ограничена значением порядка 10^{-13} с.

Работа выполнена в рамках проекта программы "Физика твердотельных наноструктур" с частичной поддержкой ФЦПГ "Интеграция" (УНЦ "Фундаментальная оптоэлектроника квантово-размерных полупроводниковых структур" и УНЦ "Фундаментальная оптика и спектроскопия").

Список литературы

- [1] H. Henry. IEEE J. Quant. Electron., **QE-18**, 259 (1982).
- [2] K. Vahala, A. Yariv. IEEE J. Quant. Electron., **QE-19**, 1096 (1983).
- [3] K. Vahala, L.C. Chiu, S. Margalit, A. Yariv. Appl. Phys. Lett., **42**, 631 (1983).
- [4] R.J. Lang, D. Mehuys, D.F. Welch, L. Golberg. IEEE J. Quant. Electron., **QE-30**, 685 (1994).
- [5] A. Bogatov. SPIE, **2399**, 456 (19).
- [6] T.L. Koch, J.E. Bowers. Electron. Lett., **20**, 1038 (1984).
- [7] N.K. Dutta, G.P. Agrawal. Long-Wavelength Semicond. Lasers, 264 (1986).
- [8] J. Hader, D. Bossert, J. Stohs, W.W. Chow, S.W. Koch, J.W. Moloney. Appl. Phys. Lett., **74**, 2277 (1999).
- [9] S.A. Anson, J.T. Olesberg, Michael E. Flatte, T.C. Hasenberg, T.F. Boggess. J. Appl. Phys., **86**, 713 (1999).
- [10] H. Wenzel, G. Erbert, P.M. Enders. IEEE J. Selected Topics Quant. Electron., **5**, 637 (1999).
- [11] N.K. Dutta, J. Wynn, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **56**, 2293 (1990).
- [12] N.K. Dutta, H. Temkin, T. Tanbun-Ek, R. Logan. Appl. Phys. Lett., **57**, 1390 (1990).
- [13] R. Raghuraman, N. Yu., R. Engelmann, H. Lee, C.L. Shieh. IEEE J. Quant. Electron., **QE-29**, 69 (1993).
- [14] K. Kikuchi, M. Amano, C.E. Zah, T.P. Lee. IEEE J. Quant. Electron., **QE-30**, 571 (1994).
- [15] О.В. Данилина, А.С. Логгинов. Квант. электрон., **22**, 1079 (1995).
- [16] В.П. Коняев, В.Д. Курносков, В.Н. Лукьянов, А.Г. Плявенек, М.В. Шраменко, С.Д. Якубович. Квант. электрон., **21**, 1137 (1994).
- [17] T.C. Newell, D.J. Bossert, A. Stintz, V. Fuchs, K.J. Malloy, L.F. Lester. IEEE Photonics Technol. Lett., **11**, 1527 (1999).
- [18] А.П. Богатов, А.Е. Болтасева, А.Е. Дракин, М.А. Белкин, В.П. Коняев. Квант. электрон., **30** (2000) (в печати).
- [19] Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах (М., Мир, 1981).
- [20] W.X. Zou, J.L. Merz, L.A. Coldren. J. Appl. Phys., **72**, 5047 (1992).
- [21] В.В. Безотосный, А.П. Богатов, Л.М. Долгинов, А.Е. Дракин, П.Г. Елисеев, М. Г. Мильвидский, Б.Н. Свердлов, Е.Г. Шевченко. Тр. ФИАН, **141**, 18 (1983).
- [22] T. Paoli, B. Hakki. J. Appl. Phys., **44**, 4113 (1973).
- [23] D.T. Cassidy. J. Appl. Phys., **56**, 3096 (1984).
- [24] L.D. Westbrook. IEE Proc., **133**, 135 (1986).
- [25] J.P. van der Ziel, R.A. Logan. IEEE J. Quant. Electron., **19**, 164 (1983).
- [26] С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. Физическая оптика (М., Изд-во МГУ, 1998).

Редактор В.В. Чалдышев

Anomalous dispersion, differential gain and dispersion of the α -factor in InGaAs/AlGaAs/GaAs strained quantum-well semiconductor lasers

A.P. Bogatov, A.E. Boltasseva*, A.E. Drakin, M.A. Belkin*, V.P. Konyayev⁺

P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

*Moscow Institute for Physics and Technology
(State University),
141700 Dolgoprudny, Russia

⁺State Enterprise "Polius",
117342 Moscow, Russia

Abstract A new technique of experimental determination of the differential gain and the dispersion of the amplitude phase coupling coefficient in semiconductor injection lasers has been offered and implemented. With the help of this technique the values of the α -factor and differential gain for a single-quantum-well InGaAs/AlGaAs/GaAs semiconductor laser are obtained at a broad spectral range (from 957 up to 996 nm) and different injection current densities (from 280 up to 850 A/cm²). For the first time for InGaAs lasers the factor characterizing the dispersion of group velocity and limiting minimum generation pulse duration of generation at the level 10^{-13} s was found experimentally.