

07

©1994 г.

НЧ ФЛУКТУАЦИИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТДЕЛЬНОЙ ПРОДОЛЬНОЙ МОДЫ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

А.В.Маругин, А.В.Харчев, В.Б.Цареградский

Проведено исследование влияния особенностей формирования усиления в активной среде инжекционного лазера на флуктуационные характеристики излучения в диапазоне $f \lesssim 100$ КГц. Проанализированы воздействия отдельных физических источников флуктуаций на радиочастотные шумовые спектры излучателя. Получены результаты, указывающие на необходимость рассмотрения отдельной доминантной моды генерации, а не интегральной по спектру мощности излучения при оценке уровня флуктуаций излучения и эффективности практического использования инжекционных лазеров.

Источниками квантовых флуктуаций в инжекционных лазерах (ИЛ) выступают флуктуации числа фотонов и носителей, обусловленные их дискретностью и спонтанным излучением [1,2]. В НЧ области спектра к квантовым флуктуациям добавляется избыточный фликкер-шум, отражающий специфику полупроводниковой активной среды [3]. В литературе приводились результаты теоретических и экспериментальных исследований ВЧ спектров флуктуаций интенсивности отдельных мод излучения ИЛ [4,5]. В то же время для многих практических применений излучателей важно знание характеристик НЧ части спектра флуктуаций. Кроме того, существенной особенностью ИЛ является тенденция к многомодовому спектру генерации, в то время как для ряда практических применений важны характеристики одной конкретной продольной моды: ее мощность и уровень флуктуаций. В связи с этим представляют интерес исследование флуктуационных характеристик интенсивности отдельной продольной моды ИЛ и установление физических механизмов, определяющих уровень флуктуаций в различных частотных диапазонах при разных уровнях накачки.

Известно, что в припороговой области накачки наблюдается резкое увеличение уровня флуктуаций интенсивности. Исследования зависимости этих величин от тока накачки проведены в ряде работ, в качестве параметра сравнения выбраны интегральные энергетические характеристики излучателя (мощность излучения, оптическое усиление) [6-10]. Другими авторами [4,11] проведен анализ зависимости уровня

флуктуаций от величины мощности излучения. Однако изучение шумовых характеристик отдельной моды лазера представляет собой самостоятельную задачу. Такого рода исследования являются весьма актуальными, если учесть, что даже присутствие слабых боковых мод в совершенных полупроводниковых излучателях существенно изменяют флуктуационные свойства лазерной моды [11-13].

Мощность излучения отдельной моды определяется совокупным действием спонтанного излучения и усиления в лазерном резонаторе Фабри-Перо, причем именно усиление играет все возрастающую роль с приближением к порогу генерации. Кроме того, относительно медленные локальные изменения, связанные как с техническими характеристиками рабочего режима излучателя, так и с внутренними взаимодействиями в активном слое лазера, определяют низкочастотный участок спектра флуктуаций. Поэтому представляет интерес исследование зависимости мощности излучения моды и уровня ее шума от величины оптического усиления в активной зоне и, в частности, от степени его асимптотической близости к величине полных потерь [14]. В данной работе исследованы НЧ флуктуации мощности излучения отдельных продольных мод нескольких типов отечественных полупроводниковых ИЛ и проведено сопоставление результатов измерений с полученными теоретическими оценками для припорогового режима.

Аналитическое выражение для мощности отдельной моды, учитывающее спонтанное излучение [9] и эффекты многопроходности в резонаторе лазера [15,16], имеет следующий вид:

$$P_m = P_{sp} \cdot (1 - R)(1 + R \cdot e^{gL})(e^{gL} - 1)(1 - R \cdot e^{gL})^{-2}, \quad (1)$$

где P_{sp} — усредненная по пространству мощность спонтанного излучения внутри активного слоя; R — коэффициент отражения торца лазерного кристалла по мощности; g — эффективное усиление лазерной моды, учитывающее внутренние потери; L — длина лазерного кристалла.

Если ввести в рассмотрение величину разности усиления и полных потерь (включая излучательные)

$$\Delta g = g - L^{-1} \ln(R^{-1}), \quad (2)$$

то выражение (1) приводится к виду

$$P_m = P_{sp} R^{-1} (1 - R)(e^{\Delta g L} - R)(1 + e^{\Delta g L})(1 - e^{\Delta g L})^{-2} \quad (3)$$

Обратимся к рассмотрению флуктуаций мощности излучения. Для медленных процессов (частот, много меньших обратного времени пролета резонатора) флуктуации излучения будут определяться усредненными по длине активной области флуктуациями коэффициента усиления и скорости спонтанного излучения. Если считать эти процессы независимыми, то можно применить стандартную методику малых отклонений вблизи состояния равновесия. С учетом того что время облета лазерного резонатора составляет величину $\tau \approx 10^{-11}$ с, данный подход справедлив для области частот по крайней мере до десятков

мегагерц. Введя в рассмотрение малые флуктуации δP_{sp} и $\delta(\Delta g)$, из (3) получаем

$$\delta P_m = \frac{(1-R)(e^{\Delta g L} - R)(1 + e^{\Delta g L})}{R \cdot (1 - \exp(\Delta g L))^2} \delta P + \frac{P_{sp}(1-R)L \cdot e^{\Delta g L} [1 - 3R - (3-R)e^{\Delta g L}]}{R \cdot (1 - e^{\Delta g L})^3} \delta(\Delta g). \quad (4)$$

В этом выражении первый член в правой части представляет собой флуктуации мощности спонтанного излучения, усиленные эффектом многопроходности, а второе слагаемое отражает модуляцию спонтанного излучения флуктуациями многопроходности (времени жизни фотонов лазерной моды) в резонаторе. Используя фурье-преобразование, перейдем в обозначениях к спектральной плотности мощности флуктуаций

$$\delta P_{sp} \Rightarrow S_{sp}; \quad \delta(\Delta g) = \delta(g_{el} - \alpha_{in} - \alpha_{rad}) \Rightarrow S_g,$$

где g_{el} — электронное усиление, связанное с концентрацией инжектированных носителей; α_{in} — внутренние потери в активной среде; α_{rad} — уровень излучательных потерь.

Тогда для спектральной плотности флуктуаций отдельной моды имеем

$$S_p = \frac{(1-R)^2(e^{\Delta g L} - R)^2(1 + e^{\Delta g L})^2}{R^2(1 - e^{\Delta g L})^4} S_{P_{sp}} + \frac{P_{sp}^2(1-R)^2 L^2 e^{2\Delta g L} [1 - 3R - e^{\Delta g L}(3-R)]^2}{R^2(1 - e^{\Delta g L})^6} S_g + \text{коррел. чл.} \quad (5)$$

Как уже отмечалось выше, спектр флуктуаций интенсивности генерации отдельной моды имеет два характерных участка, определяемых различными физическими источниками: область фликкер-шума, обусловленная фликкерными флуктуациями плотности носителей в активной области (вызванными флуктуациями подвижности) [9], и выше по частоте область дробового “белого” шума, связанная с квантовыми флуктуациями спонтанного излучения и числа носителей [1]. Флуктуации концентрации носителей непосредственно воздействуют на мощность спонтанного излучения, а также на величины электронного усиления и внутренних потерь. Изменения концентрации носителей могут вызывать и вариации показателя преломления среды [10], что в свою очередь приведет к изменению коэффициента отражения зеркал лазерного резонатора.

Таким образом, можно выделить четыре механизма, преобразующие флуктуации числа носителей в шум мощности излучения отдельной продольной моды спектра ИЛ. Это спонтанное излучение в моду, электронное усиление, внутренние потери, а также потери на излучение. Однако в работе [10] показано, что флуктуации числа носителей в слое, прилегающем к излучающему торцу лазерного диода, приводят к

флуктуациям показателя преломления, вызывающим изменение уровня излучательных потерь примерно на три порядка меньше величин объемных флуктуаций усиления и внутренних потерь в активном слое. Вклад спонтанного излучения и его флуктуаций в мощность лазерной моды и уровень ее шума будет наиболее заметен в области малых уровней накачки. При приближении к порогу генерации и выше основную роль начинают играть эффекты многопроходовости, вносящие решающий вклад в величину мощности моды и уровень ее флуктуаций.

Следует отметить, что среди возможных причин повышенного уровня флуктуаций мощности и частоты излучения достаточно важное место занимают температурные шумы в активном слое [17,18]. Однако этот фактор нестабильности излучения превалирует в диапазоне $f \leq 1-10$ Гц, поскольку температурные вариационные отклонения важнейших параметров активного слоя (концентрация носителей, коэффициент преломления, колебания порогового уровня потерь) от равновесных значений происходят с характерными временами тепловой диффузии, соответствующими в серийных образцах диапазону $\tau \gtrsim 1$ мс. Кроме того, в отличие от тока накачки температурные вариации не оказывают прямого непосредственного воздействия на уровень инверсии населенностей. Влияние температуры проявляется через медленные по времени изменения характерных коэффициентов, входящих в балансные уравнения лазера. Расчеты показывают, что для реальной нестабильности температуры $\Delta T \cong 0.01$ К с учетом характерной кривизны линии усиления излучателей соответствующее отклонение усиления может составить величину $\delta g \cong 2-4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, что соответствует эквивалентному изменению тока $\delta I \cong 10^{-4}$ мА. Такие величины лежат за пределами возможности стабилизации тока в применяемых схемах питания излучателей [19]. Все это говорит о том, что температурные шумы могут явиться основным источником флуктуаций излучения на частотах $f \leq 10$ Гц и при значительном превышении порогового тока ($I/I_{\text{пор}} \geq 1.3-1.5$). Отметим, что исследование температурных флуктуаций излучения представляет собой в экспериментальном плане самостоятельную задачу, связанную с определенными техническими сложностями при осуществлении контроля температурного профиля активного слоя излучателя. Еще одной особенностью тепловых эффектов в лазере является то, что влияние температурных вариаций сказывается практически одинаково на всех излучающих модах, т.е. интегрально по спектру излучения, а следовательно, не может служить объяснением тех особенностей, которые наблюдаются при рассмотрении отдельных мод спектра.

Экспериментальные измерения интенсивности отдельной моды, а тем более ее шума становятся возможны лишь в непосредственной близости от порога генерации и выше его, где в силу насыщения усиления концентрация носителей, а также уровень спонтанного излучения изменяются на несколько процентов, в то время как для абсолютной величины дефицита усиления Δg соответствующие изменения могут составить несколько порядков. Следовательно, при измерениях в этой области накачки можно ожидать зависимости, описываемые выражением (3) для мощности излучения и для ее флуктуаций вторым членом в выражении (5), который становится здесь доминирующим. Таким образом, в припороговой области при измерениях уровня флукту-

аций можно ожидать зависимость, определяемую выражением (6), т.е. $S_m \sim (\Delta g)^{-4}$ или $(\Delta g)^{-6}$.

Как уже отмечалось выше, соотношения (1–6) получены в приближении многопроходowego эффекта в рамках линейного усиления активной среды, т.е. корректно описывают режим усиленного спонтанного и суперлюминесцентного излучения. Выше порога генерации имеет место насыщение усиления, и влияние нелинейного усиления на взаимодействие мод и установление спектра генерации при больших уровнях накачки и плотности оптических полей становится существенным. Однако приведенные в [20] расчеты показывают, что значение нелинейного коэффициента оптического усиления g_{nl} составляет величину порядка $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$. Для лазерной генерации около порога при суммарной мощности излучения $P = 1 \text{ мВт}$ нелинейная часть усиления будет составлять $\Delta g_{nl} \sim 0.04\text{--}0.06 \text{ см}^{-1}$ (для случая многомодовой генерации). Эта величина сравнима лишь с дефицитом усиления для соседних мод излучения и намного меньше линейного усиления g и даже величины $\Delta g_{\text{пор}}$ (см. соотношение (2)), составляющей по данным экспериментальных исследований $\sim 1\text{--}4 \text{ см}^{-1}$ в зависимости от конкретных образцов излучателей. В связи с этим представленный подход является корректным для рассмотрения склонных к многомодовому режиму излучателей с мощностью излучения до $10\text{--}15 \text{ мВт}$. Следует отметить, однако, что экспериментальные измерения параметров усиления выше порога в значительной степени затруднены из-за сложного конкурентного взаимодействия мод. Поэтому экспериментальные результаты, представленные в данной работе, относятся к диапазону токов накачки $I/I_{\text{пор}} \leq 1.2$.

Нами были экспериментально исследованы флуктуации интенсивности излучения ряда образцов полупроводниковых гетеролазеров в диапазоне частот $1 \text{ Гц}\text{--}100 \text{ кГц}$. По результатам измерений вычислась спектральная плотность мощности абсолютного и относительно шума интенсивности излучения в единичной полосе частот. На рис. 1 представлены результаты исследований шумовых характеристик многомодового полупроводникового лазера на основе $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ при накачке на уровне $I/I_{\text{пор}} = 1.05$, т.е. в околопороговой области, показан спектр флуктуаций интенсивности центральной продольной моды излучения и суммарного по оптическому спектру излучения (с индексом Σ), а также спектры флуктуаций, получаемые при одновременном детектировании двух и шести мод в центре оптического спектра. Как видно из графика, все спектры имеют два четко выраженных участка: фликкерный ($S \sim f^{-\gamma}$, где $\gamma \approx 1$) в области низких частот и участок "белого" шума на более высоких частотах. Как известно, "белый" шум определяется квантовыми флуктуациями числа носителей и актов спонтанного излучения, усиливаемыми эффектами конкуренции продольных мод генерации, и достаточно хорошо описывается существующими к настоящему моменту теоретическими моделями. Отметим, что при наличии δ -коррелированных флуктуаций мод при увеличении числа N детектируемых близких по интенсивности мод результирующий относительный уровень шума должен снижаться $S \sim N^{-1}$ [21]. Это означает, что наблюдаемое в исследованных многомодовых излучателях быстрое снижение с ростом N суммарного относитель-

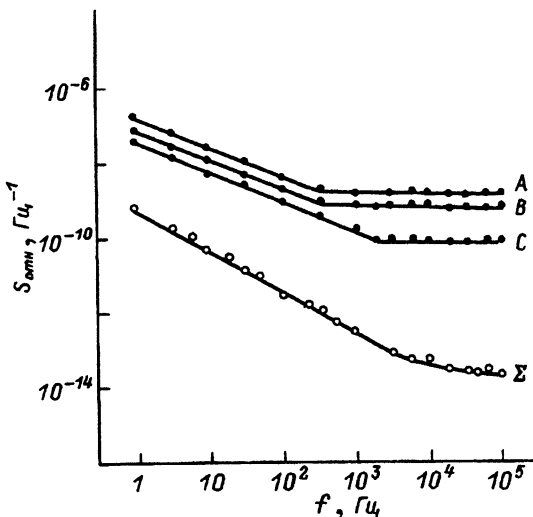


Рис. 1. Спектральная плотность флуктуаций интенсивности излучения многомодового лазера в припороговом режиме ($I/I_{\text{пор}} = 1.05$).

A — центральная мода, B — две моды, C — шесть мод, Σ — суммарное излучение.

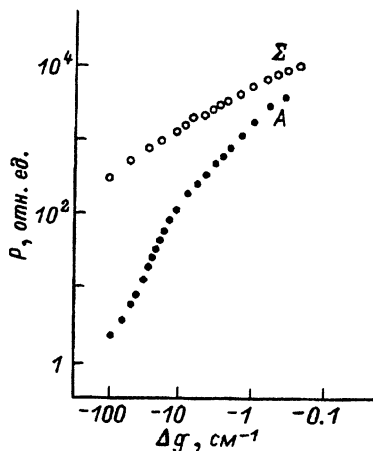


Рис. 2. Зависимость мощности отдельной моды (A) и суммарной мощности излучения (Σ) от величины Δg .

ного шума $S_{\text{отн}}$, а также различие 3–4 порядка между флуктуациями отдельной моды и общей интенсивности излучения свидетельствуют о наличии отрицательного коэффициента корреляции между источниками флуктуаций для центральной моды (или нескольких центральных мод) и большого набора суперлюминесцентных и спонтанных мод остальной части оптического спектра. На фликкерном участке радиоспектра за счет существенного усреднения микроскопических локальных флуктуаций на относительно более продолжительных временах $\tau \sim 1/f$ взаимная антикорреляция соседних мод менее выражена и флуктуационные свойства излучения определены условиями их попарного взаимодействия. В результате отличие в уровне шума интенсивности для центральной моды и суммы мод не такое большое, причем закон изменения $S_{\text{отн}}$ от частоты здесь практически одинаков: $S_{\text{отн}} \sim f^{-1}$. В связи с этим частота, соответствующая переходу фликкерного шума в “белый”, смещается от значения 0.5–1 кГц в случае одной выделенной моды излучения до величины ~ 10 –30 кГц в суммарном излучении. Из проведенного нами анализа следует, что источниками флуктуаций, действующими в макроскопическом масштабе и в силу этого обладающими взаимной корреляцией для разных излучающих мод, могут являться флуктуации коэффициента усиления и спонтанного излучения, вызванные усредненными по длине активной области флуктуациями концентрации носителей. Снижение уровня относительных флуктуаций на фликкерном участке спектра с увеличением числа одновременно детектируемых мод свидетельствует о том, что флуктуации усиления, играющие, как мы видели, основную роль в припороговой области, не полностью коррелированы для различных мод.

Кроме того, свой вклад, хотя и менее значительный, вносят и некоррелированные флуктуации спонтанного излучения в разных модах.

С точки зрения уточнения вклада различных механизмов представляет интерес исследование зависимости уровня флуктуаций от величины усиления, а именно от близости его к величине излучательных потерь. Экспериментальные измерения разности усиления и полных потерь проводились по методике, основанной на подходе [22] и модифицированной для учета конечности спектрального интервала, в котором проводятся измерения. На рис. 2 представлены зависимости мощности излучения центральной генерирующей моды и суммарного излучения от величины Δg , характерные для большинства исследованных лазеров. Порог генерации лазера соответствует величине $|\Delta g| \sim 2-3 \text{ см}^{-1}$, в области ниже этой величины усиление пропорционально току накачки, область $|\Delta g| < 2 \text{ см}^{-1}$ соответствует режиму насыщения усиления. Как видно из графика, мощность отдельной моды ведет себя так, как это следует из соотношения (3): вблизи порога (суперлюминесцентный режим) имеет место зависимость $P_m \sim (\Delta g)^{-2}$, выше порога зависимость более плавная ($\sim \Delta g^{-1}$). Замедление возрастания мощности моды выше порога связано с тем, что при выходе в режим генерации происходит уменьшение ширины линии моды до значений $\sim 0.5-1 \text{ ГГц}$. При этом происходит соответствующее уменьшение параметра спонтанного излучения в моду P_{sp} . Поскольку ширина линии $\sim P_m^{-1}$, то исходя из соотношения (3), можно ожидать в поведении отдельной моды зависимости, близкой именно к $P_m \sim (\Delta g)^{-1}$. В то же время общая мощность излучения имеет более плавную зависимость от Δg во всем диапазоне изменения коэффициента усиления. Выше порога $P \sim (\Delta g)^{-0.35-0.45}$, ниже порога генерации $P \sim (\Delta g)^{-0.7-0.8}$. Различия в скорости нарастания мощности отдельной моды и суммарного излучения при уменьшении дефицита усиления связаны с процессами перераспределения энергии излучения между различными модами спектра генерации многомодового лазера и различным влиянием резонатора на отдельную моду и излучение в целом. Отсюда далее следует, что в области индуцированного излучения, где $P \sim I/I_{\text{пор}}$, дефицит усиления $\Delta g \sim (I/I_{\text{пор}})^{-2.5}$. Отметим, что в работе [14] получена зависимость параметра дефицита усиления $\sigma = \Delta g/\alpha \sim (I/I_{\text{пор}})^{-2}$. Наблюдаемый разброс результатов может быть связан с различной зависимостью усиления от концентрации носителей в разных типах лазеров.

Рассмотрим особенности флуктуационных характеристик различных мод лазера. На рис. 3 приведены зависимости абсолютного уровня спектральной плотности мощности флуктуаций интенсивности в области фликкер-шума ($f = 220 \text{ Гц}$) от величины дефицита усиления Δg для трех продольных мод спектра многомодового ИЛ: центральной, пятой длинноволновой (ДВ) и пятой коротковолновой (КВ), считая от центральной. Как видно из графика, использованная нами упрощенная формула достаточно хорошо описывает флуктуационные особенности центральной моды оптического спектра и коротковолновой его части. Что касается длинноволновой части спектра, то рост коэффициента усиления с накачкой происходит здесь несколько медленнее. Это связано с особенностями заполнения глубоких уровней в полупроводнике и внутризонной релаксации носителей. Поэтому оптические и

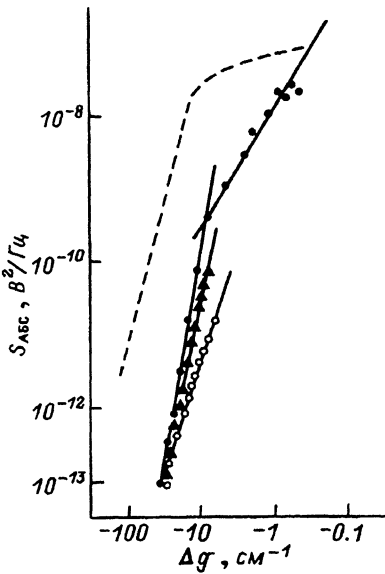


Рис. 3. Зависимость спектральной плотности абсолютного уровня шума мощности излучения ($f = 220$ Гц) от величины Δg для центральной (\bullet), КВ моды (\blacktriangle) и ДВ моды (\circ).

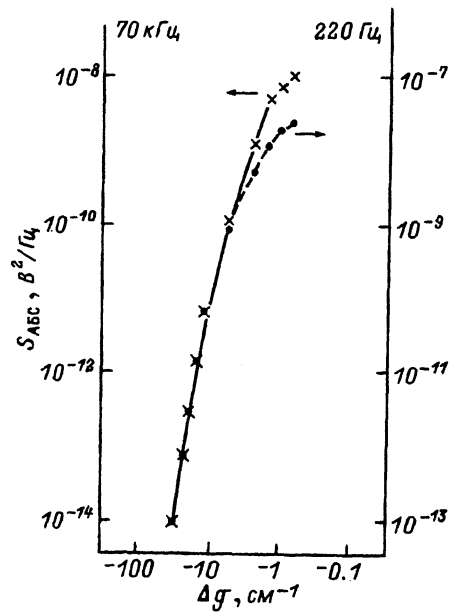


Рис. 4. Уровень абсолютного шума мощности центральной моды излучения на частотах $f_1 = 220$ Гц и $f_2 = 70$ кГц.

флуктуационные спектры ДВ области в большей степени подвержены влиянию спонтанного излучения и наблюдаемая зависимость близка к вкладу первого слагаемого в соотношении (6), а именно $S \sim (\Delta g)^{-4}$. Выше порога ($\Delta g \sim -2 - -0.5$ см $^{-1}$), когда центральная мода выходит в развитый режим генерации и конкуренция со стороны слабых соседних мод ослабевает, возрастание уровня шума в этой моде замедляется и кривая приближается к насыщению.

На этом же рисунке штриховой кривой представлена зависимость абсолютного шума суммарной по оптическому спектру интенсивности от величины Δg . Уровень флуктуаций суммарного излучения исследованных лазеров обнаруживает зависимость $S \sim (\Delta g)^{-4}$ в области суперлюминесценции. Этот результат соответствует характеристикам шума интенсивности, наблюдаемым в других типах лазеров [9,21], а именно $S \sim P^{-6}$. Примечательным является и тот факт, что в рамках рассматриваемого подхода (соотношения (2)–(6)) основным отличием суммарного излучения от излучения отдельной моды является зависимость его мощности от усиления $P \sim (1 - \exp(gL))^{-1}$ [9]. Если провести преобразования, аналогичные (2)–(5), то можно увидеть, что флуктуационными изменениями концентрации носителей и соответственно дефицита усиления Δg можно вполне удовлетворительно объяснить и наблюдаемую для общего шума зависимость $S \sim (\Delta g)^{-4}$. При приближении к пороговому уровню накачки из-за эффекта насыщения рост шума замедляется, и в области развитой генерации ($|\Delta g| \leq 0.5$ см $^{-1}$) проис-

ходит практически полная стабилизация уровня флуктуаций. В целом, ввиду того что в линию усиления лазера попадает значительное число (порядка 10–30) конкурентно взаимодействующих продольных мод резонатора, причем для каждой из них существует своя величина коэффициента усиления и спонтанного излучения, полный количественный анализ наблюдаемых зависимостей $S(\Delta g)$ исходя из простых моделей не представляется возможным.

На рис. 4 приведены зависимости от величины Δg абсолютного уровня флуктуаций интенсивности центральной моды в области фликкер-шума ($f = 220$ Гц) и в области “белого” участка спектра ($f = 70$ кГц). Начальные точки зависимостей показаны совпадающими. Из графика видно, что достаточно хорошо совпадают и остальные участки этих кривых. Таким образом, изменение абсолютного уровня флуктуаций интенсивности на обоих участках спектра имеет одинаковую зависимость от величины дефицита усиления. Это может быть связано с тем, что, хотя доминирующие источники флуктуаций в области фликкер-шума и на участке дробового спектра различны, в данном диапазоне изменения величины Δg концентрация носителей, определяющая эффективность этих источников, изменяется очень незначительно. Основной вклад в возрастание уровня шума в припороговой области, как уже отмечалось выше, вносят флуктуации усиления, умноженные эффектом многопроходности излучения в резонаторе; они в одинаковой степени влияют на оба участка флуктуационного спектра, что и подтверждается полученными данными. Следовательно, увеличение уровня шума в припороговой области и относительная стабилизация его выше порога связаны с флуктуациями величины Δg и эффектом многопроходности.

В целом НЧ флуктуации мощности излучения отдельной продольной моды спектра ИЛ существенно отличаются от флуктуаций суммарного по оптическому спектру излучения как по спектральным характеристикам, так и по зависимости от параметра активной среды. О величине коэффициента оптического усиления, как и о близости его к величине общих потерь, можно говорить лишь применительно к одной отдельной моде спектра генерации ИЛ, а не к суммарному по всем модам излучению. Из-за сильной коррелированности флуктуаций интенсивности различных участков оптического спектра относительный уровень флуктуаций суммарного по модам излучения в области “белого” шума значительно ниже, чем для отдельной моды, и изменяется по другому закону. В то же время относительный уровень флуктуаций суммарного излучения на фликкерном участке отличается от уровня относительного шума интенсивности отдельной моды не так сильно, что указывает на существование в системе процессов, носящих не локальный, а макроскопический характер, и наличие относительно продолжительных временных связей между параметрами активного слоя.

Список литературы

- [1] McCumber D.E. // Phys. Rev. 1966. Vol. 141. N 1. P. 306–322.
- [2] Haug H. // Phys. Rev. 1969. Vol. 184. N 8. P. 338–348.
- [3] Vandamme L.K.J., De Boer J.R. // Noise in Physical Systems and 1/f-Noise. Eindhoven, 1986. P. 381–384.
- [4] Ito T., Machida S. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1977. Vol. 13. N 8. P. 574–579.

- [5] Бессонов Ю.Л., Курленков С.С., Морозов В.Н. и др. // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 2. С. 347-350.
- [6] Маругин А.В., Харчев А.В. // Техника средств связи. Сер. РИТ. 1986. Вып. 1. С. 77-80.
- [7] Васильев М.Г., Ривлин Л.А., Солодков А.Ф. и др. // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 5. С. 1116-1118.
- [8] Бессонов Ю.Л., Корнилова Н.Б., Курносое В.Д. и др. // Тр. ФИ АН СССР. 1987. Т. 185. С. 64-89.
- [9] Fronen R.J., Vandamme L.K.J. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. Vol. 24. N 5. P. 724-736.
- [10] Fronen R.J. // IEEE J. Quant. Electr. 1989. Vol. 25. N 7. P. 1653-1658.
- [11] Королев В.Н., Маругин А.В., Харчев А.В., Цареградский В.Б. // НЧ шумы в полупроводниковых приборах и устройствах. Горький, 1989. С. 173-178.
- [12] Miller S.E. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. Vol. 24. N 5. P. 750-757.
- [13] Kruger V., Petermann K. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. Vol. 24. N 12. P. 2355-2358.
- [14] Ривлин Л.А. // Квантовая электрон. (сб. статей). 1972. № 5. С. 94-97.
- [15] Kaminov I.P., Eisenstein G., Stulz L.W. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. 19. N 4. P. 493-495.
- [16] Lam Sin Cho L.A., Smowton M., Thomas B. // Spectral Gain Measurements for Semiconductor Laser Diodes. IEE Proc. 1990. Vol. 137. Pt J. N 1. P. 64-68.
- [17] Ohtsu M., Fukada H. // Jap. J. Appl. Phys. 1983. Vol. 22. N 7. P. 1157-1164.
- [18] Yamaguchi S., Suzuki M. // IEEE Trans. Instr. and Meas. 1987. Vol. IM-36. N 3. P. 789-796.
- [19] Жмудь В.А., Столповский А.А. // Автометрия. 1988. № 2. С. 104-106.
- [20] Yamada M. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. 22. N 7. P. 1052.
- [21] Fronen R.J. // IEEE J. Quant. Electron. 1990. Vol. 26. N 10. P. 1742-1746.
- [22] Hakki B.W., Paoli T.L. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 9. P. 4113-4119.

Нижегородский университет
им. Н.И.Лобачевского

Поступило в Редакцию
27 мая 1993 г.