

Шумовые и модуляционные характеристики гибридного солитонного импульсного источника*

Н.Догру, М.С.Озязиси

В приближении электрического поля рассмотрены относительный шум интенсивности (ОШИ) и модуляция интенсивности слабого сигнала гибридного солитонного импульсного источника (ГСИИ), в котором использовалась линейно чирпированная волоконная брэгговская решетка (ВБР). Описание действия ГСИИ основано на решении динамических уравнений связанных мод. Показано, что для точного анализа шума в ГСИИ с синхронизацией мод необходим учёт шума плотности носителей в дополнение к спонтанному шуму. Показано также, что спектральное расщепление резонансного пика в модуляции интенсивности вблизи частоты, близкой к обратному времени обхода внешнего резонатора, можно исключить, выбрав подходящую скорость линейного чирпа в ВБР с гауссовой аподизацией.

Ключевые слова: лазер с синхронизацией мод, модуляция интенсивности, спонтанный шум, шум плотности носителей, внешний резонатор, гибридный солитонный импульсный источник, волоконная брэгговская решетка.

1. Введение

Для множества применений – от оптической связи до радарных систем – требуются пикосекундные оптические импульсы с высокой скоростью повторения. Активная синхронизация мод полупроводникового лазера с внешним решетчатым резонатором при инъекции переменного тока на частоте, согласованной с временем обхода лазерного резонатора, позволяет получать такие импульсы.

При работе лазера с внешним резонатором для достижения эффективной связи с внешним зеркалом желательно иметь высокий коэффициент отражения от выходной грани полупроводникового кристалла и низкий коэффициент отражения от его внутренней грани. Были экспериментально продемонстрированы лазеры с внешним резонатором на волоконных решетках в режиме синхронизации мод на частотах 2.5 ГГц [1] и 10 ГГц [2]. Характеристики модуляции интенсивности слабого сигнала этих лазеров описаны в [3–5]. Гибридный солитонный импульсный источник (ГСИИ) – одно из таких устройств, используемых в качестве источника излучения для солитонных систем связи. К интересными особенностям этих устройств относятся чрезвычайно широкий диапазон рабочих частот, который может быть увеличен за счет использования чирпированных решеток [6], и относительный шум интенсивности (ОШИ), исследованный в [7, 8]. Проведенный в [7, 8] анализ учитывал только источники спонтанного шума.

В настоящей работе в дополнение к спонтанному шуму мы учитываем шум носителей в скоростных уравнени-

ях для плотности носителей и показываем важность этого источника шума. Рассмотрена также модуляция интенсивности слабого сигнала ГСИИ с использованием линейно чирпированной волоконной брэгговской решетки (ВБР) с гауссовой аподизацией. В [3–5] было показано, что изменение некоторых параметров ГСИИ приводит к увеличению спектрального расщепления резонансного пика (СРРП) в спектрах модуляции интенсивности. Однако наше рассмотрение показывает, что СРРП можно устранить выбором подходящей величины линейного чирпа. Здесь мы исследуем это явление, а также влияние ВБР и параметров лазерного диода на характеристики модуляции интенсивности ГСИИ.

2. Модель

Исследуемая нами структура ГСИИ с линейно чирпированной ВБР показана на рис. 1. Ее геометрия аналогична геометрии структуры, рассмотренной в [7, 8]. На заднюю грань полупроводникового кристалла было нанесено высокоотражающее покрытие (коэффициент отражения 90%), а на переднюю – просветляющее покрытие (коэффициент отражения 1%). Световод имел линзообразный торец для ввода излучения лазерного диода и наведенное брэгговское зеркало для образования внешнего резонатора с длиной, соответствующей основной частоте 2.5 ГГц. Поле в этой системе распространяется между высокоотражающим покрытием лазерного торца и эффективным положением ВБР. Энергия выводится через решетку.

Пусть продольное изменение эффективного показателя преломления ВБР вдоль направления распространения выражается как

$$n(z) = n_{co} + \Delta n_{gr} \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda(z)} z \right) \right], \quad (1)$$

где n_{co} – невозмущенный эффективный показатель пре-

*Перевел с англ. В.М.Машинский.

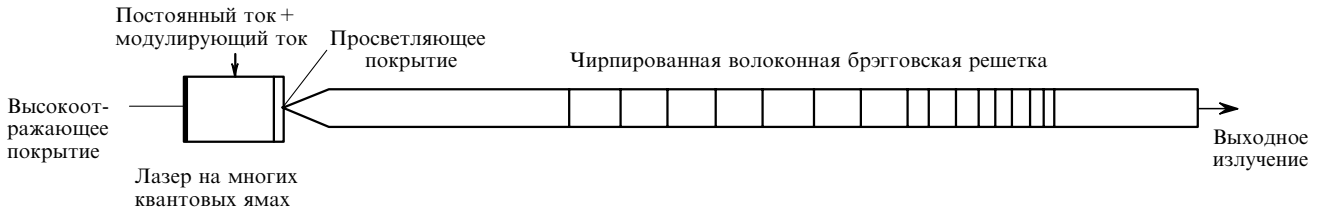


Рис.1. Схема ГСИИ.

ломления сердцевины световода; Δn_{gr} – пространственно усредненное по периоду решетки изменение показателя преломления; m – индекс модуляции решетки. Период решетки $A(z)$ линейно изменяется по длине световода z :

$$A(z) = A_0 + \frac{1}{2n_{co}} \frac{d\lambda_0}{dz} z, \quad (2)$$

где $A_0 = \lambda_0/2n_{co}$ – шаг нечирпированной брэгговской решетки с резонансной длиной волны λ_0 . Величина $d\lambda_0/dz$ определяет коэффициент (скорость) чирпа C , который обычно выражается в нм/см.

С помощью теории связанных мод [9] взаимосвязь между полями, распространяющимися по резонатору вперед ($F(t, z)$) и обратно ($R(t, z)$), может быть записана следующим образом:

$$-\frac{dF}{dz} - i \left(\delta + \frac{2\kappa(z)}{m} - \frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz} \right) F = i\kappa(z)R, \quad (3)$$

$$\frac{dR}{dz} - i \left(\delta + \frac{2\kappa(z)}{m} - \frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz} \right) R = i\kappa(z)F. \quad (4)$$

Здесь δ – отклонение постоянной распространения моды β от брэгговского резонанса ($\delta = \beta - \beta_0 = \beta - \pi/A_0$); $\kappa(z)$ – переменный коэффициент связи;

$$\varphi = -\frac{4\pi n_{co}}{\lambda_0^2} Cz^2 \quad (5)$$

– параметр чирпа. Выражение внутри скобок в уравнениях (3) и (4) называется постоянным коэффициентом «взаимосвязи» [10]

$$\sigma = \delta + \frac{2\kappa(z)}{m} - \frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz}. \quad (6)$$

Для расчета режима работы лазера в уравнения (3), (4) добавляется спонтанный шум [7, 8], второй и третий члены выражения (6) представляют собой усиление и потери в лазерном диоде $\frac{1}{2}[-g(z, t) + \alpha_{las}]$, а $\delta = 2\pi\Delta n/\lambda_0$, где Δn – изменение показателя преломления лазерной среды, обусловленное изменением плотности носителей (см. ниже).

Для решения уравнений связанных мод используется кусочно-непрерывный метод. Решетка делится на M равных секций длиной Δz , и на каждом ее участке уравнения решаются аналитически, а затем сшиваются. Берутся следующие граничные условия: при $z = L/2$ имеем $F(L/2) = 1$ и $R(L/2) = 0$, вычисления выполняются в направлении от выхода ко входу (от $z = L/2$ к $-L/2$), параметры каждой секции вычисляются и подставляются в 2×2 матрицу распространения T_j .

Поля в j -й секции могут быть рассчитаны из известных полей в предыдущей секции как

$$\begin{pmatrix} F_j \\ R_j \end{pmatrix} = T_j \begin{pmatrix} F_{j-1} \\ R_{j-1} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Матрица распространения для моды j -й секции

$$T_j = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_j \Delta z) - i \frac{\sigma_j}{\gamma_j} \sinh(\gamma_j \Delta z) & -i \frac{\kappa_j}{\gamma_j} \sinh(\gamma_j \Delta z) \\ -i \frac{\kappa_j}{\gamma_j} \sinh(\gamma_j \Delta z) & \cosh(\gamma_j \Delta z) + i \frac{\sigma_j}{\gamma_j} \sinh(\gamma_j \Delta z) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где коэффициенты связи соотносятся следующим образом:

$$\gamma_j^2 = \kappa_j^2 - \sigma_j^2. \quad (9)$$

Отметим, что величины κ_j , σ_j и, следовательно, γ_j различны для каждой секции и должны определяться индивидуально до их подстановки в матрицу распространения. Потери в световоде и решетке можно пренебречь, поскольку длина последней составляет несколько сантиметров.

Предполагается, что коэффициент связи имеет гауссово распределение [10]:

$$\kappa(z) = \kappa_p \exp\left(-\frac{4 \ln 2}{\Delta_\kappa^2} z^2\right), \quad (10)$$

где κ_p – максимальное значение коэффициент связи, а Δ_κ – полная ширина распределения на уровне 0.5 от максимума, которая принимается равной $\frac{1}{3}L_{gr}$ во всех расчетах [10] (L_{gr} – длина решетки).

Как уже упоминалось, вариации полей, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, могут быть найдены на отрезке однородного резонатора методом переходной матрицы. Лазерный резонатор делится на секции равной эффективной длины Δz . Для временного шага $\Delta t = \Delta z/v_g$ (v_g – групповая скорость внутри резонатора) поля прямой и обратной волн вычисляются из переходной матрицы. В каждой лазерной секции плотность носителей определяется из скоростного уравнения

$$\frac{dN(z, t)}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - N(z, t)[A + BN(z, t) + C_A N(z, t)^2] - \frac{a_0[N(z, t) - N_0]}{1 + \varepsilon P(z, t)} v_g S(z, t) + F_N, \quad (11)$$

где $I(t)$ – ток инжекции; V – объем активного слоя; P – плотность фотонов; e – заряд электрона; A – константа безызлучательной рекомбинации (в с^{-1}); B – коэффициент излучательной рекомбинации, составляющий $(0.7-1.5) \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; C_A – коэффициент оже-рекомбинации. Для типичного InGaAsP-лазера измеренные значения C_A находятся в диапазоне $(1-7.5) \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, и они

ещё выше для структур на квантовых ямах. По этой причине здесь мы используем $C_A = 10 \times 10^{-29} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$. Далее, $S(z, t)$ – плотность фотонов, пропорциональная $|F|^2 + |R|^2$; N_0 – плотность носителей при просветлении (в расчетах начальная плотность носителей принималась равной $1.9 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$); ε – параметр насыщения усиления; a_0 – дифференциальное усиление; F_N – флуктуация плотности носителей.

Флуктуации плотности носителей F_N вызывают шумовые процессы двух видов [11]:

$$F_N(z, t) = F_{nr}(z, t) - F_s(z, t). \tag{12}$$

Слагаемое F_{nr} описывает шум инжекционного тока и шум, вызванный безызлучательной рекомбинацией носителей. Этот шум не скоррелирован с процессом спонтанного излучения и является белым гауссовым шумом с корреляцией [11]

$$\langle F_{nr}(z, t)F_{nr}(z', t') \rangle = (I/eV + N/\tau_n)\delta(t - t')\delta(z - z') \tag{13}$$

(здесь τ_n – спонтанное время жизни носителей).

Таким образом, первый член в (13) определяет шум токов инжекции, и мы им пренебрегаем. Слагаемое F_s в правой части (12) обусловлено излучательной рекомбинацией и поэтому скоррелировано со спонтанным излучением. Действительно, поскольку каждому излученному фотону соответствует рекомбинация одной электронно-дырочной пары, шум плотности носителей, обусловленный излучением фотонов, пропорционален флуктуации оптической интенсивности.

Автокорреляция для $F_N(z, t)$ и кросс-корреляция между $F_N(z, t)$ и $S(z, t)$ дают соответственно

$$\langle F_N(z, t)F_N(z', t') \rangle = \left[\frac{I}{qV} + \frac{N}{\tau_n} + \frac{a_0(N - N_0)}{1 + \varepsilon P} v_g P \right] \delta(t - t')\delta(z - z') \tag{14}$$

и $\langle F_N(z, t)S(z', t') \rangle =$

$$-\beta_{sp}R_{sp} \frac{a_0(N - N_0)}{1 + \varepsilon P} P \delta(t - t')\delta(z - z'). \tag{15}$$

В лазерных секциях изменение плотности носителей вызывает изменение показателя преломления:

$$\Delta n = -\frac{\lambda_0}{4\pi} \Gamma \alpha a_0 \Delta N(z, t), \tag{16}$$

где Γ – фактор ограничения поля; α – фактор уширения линии; $\Delta N(z, t)$ – изменение плотности носителей.

Для каждого временного шага Δt производится вычисление новых полей с учетом граничных условий. Функция отклика интенсивности модуляции при малом сигнале $H(f)$ – это отношение изменения плотности фотонов малого сигнала ΔS к изменению вызвавшего его инжекционного тока ΔI [12–14]:

$$H(f) = \frac{\Delta S}{\Delta I}, \tag{17}$$

или в терминах модуляции мощности

$$H(f) = \frac{\Delta P_{out}}{\Delta I}. \tag{18}$$

Величина ОШИ определяется как относительная мощность флуктуаций по формуле

$$\frac{RIN(f)}{\Delta f} = \frac{2\langle |\Delta S(w)|^2 \rangle}{\langle S \rangle^2} \text{ (дБ/Гц)}, \tag{19}$$

где $\langle S \rangle$ – средняя оптическая мощность; $\Delta S(w)$ спектральная плотность шума в полосе Δf на определенной частоте. Заметим, что ширина эффективной полосы равна $2\Delta f$, поскольку необходимо учитывать как положительные, так и отрицательные частоты.

3. Результаты и их обсуждение

В наших расчетах рассматривается ГСИИ с линейно chirпированной гауссово аподизированной ВБР с максимальным коэффициентом отражения по мощности 0.5 на длине волны 1.55 мкм. Коэффициент линейного chirпа $C = -1.9 \text{ \AA/см}$. Использовались лазерный диод длиной 250 мкм и ВБР длиной 4 см. Фундаментальная частота резонатора была выбрана равной 2.5 ГГц. Другие параметры лазерного диода на квантовых ямах приведены ниже. Эти параметры близки к реальным [6].

Параметр насыщения усиления ε (см^3)	2×10^{-17}
Дифференциальное усиление a_0 (см^2)	10×10^{-16}
Фактор спонтанного излучения β_{sp}	5×10^{-5}
Фактор уширения линии α	2
Коэффициент связи полей резонаторов η	0.8
Коэффициент отражения просветляющего покрытия r_3	0.01
Коэффициент отражения высокоотражающего покрытия r_1	0.9
Фактор оптического ограничения Γ	0.1
Коэффициент безызлучательной рекомбинации A (с^{-1})	4×10^8
Коэффициент бимолекулярной рекомбинации B ($\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$)	10^{-10}
Коэффициент оже-рекомбинации C_A ($\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$)	10×10^{-29}
Внутренние потери α_{int} (см^{-1})	25
Плотность носителей при просветлении N_0 (см^{-3})	1.2×10^{18}
Временной шаг Δt (пс)	0.6875
Пороговый ток I_{th} (мА)	3.2

Модель имитирует ГСИИ, спроектированный для генерации импульсов длительностью 50–80 пс с частотой повторения 2.488 ГГц, используемых в солитонных линиях связи [1, 6]. ВБР имеет очень малый линейный chirп, позволяющий получать длинные оптические импульсы, и достаточно узкую полосу отражения, чтобы обеспечить хороший контроль длины волны.

Известно, что при отклонении частоты модуляции лазерной системы с синхронизацией мод от заданной частоты генерация с синхронизацией мод не возбуждается. Чтобы понять, синхронизован ГСИИ нужным образом или нет, контролируются спектр поля, ширина выходных импульсов и произведение их длительности на ширину полосы (ТВР) для спектрально-ограниченных импульсов, которые должны соответствовать импульсам солитонного типа.

Результаты расчетов показывают, что без учета какого-либо шума или с учетом только спонтанного шума ГСИИ с синхронизацией мод генерирует почти спектрально-ограниченные импульсы с диапазоном перестройки 1 ГГц (от 2 до 3 ГГц) вблизи фундаментальной

частоты 2.5 ГГц, хотя спектр ОШИ имеет максимум на фундаментальной частоте [7, 15]. В [6] диапазон перестройки был равен 850 МГц.

Если принять во внимание только шум плотности носителей, то в этом случае максимум ОШИ будет иметь место при частоте синхронизации мод 2.3 ГГц и составит -96.97 дБ/Гц (рис.2,*а*). Соответствующий выходной импульс с шумами показан на рис.2,*б*. Видно, что ТВР перестает иметь смысл для тех сигналов, для которых его значение равно 0.007. Это значение не удовлетворяет условию спектрально-ограниченного импульса и поэтому импульс не является солитонным. Спектрально-ограниченные импульсы также не были получены при частоте синхронизации мод 2.1 ГГц, при которой ТВР равен 0.601. Таким образом, флуктуации плотности носителей влияют на выходной импульс ГСИИ с синхронизацией мод больше, чем спонтанный шум. В работе [16] было отмечено, что шум лазера с синхронизацией мод отличается от шума таких твердотельных лазеров, как волоконные, $\text{Ti} : \text{сапфир}$ овые, $\text{Nd}^{3+} : \text{YAG}$ -лазеры и другие, характеризующиеся медленной динамикой усиления. Различие возникает из-за малости времени жизни носителей в лазерах с синхронизацией мод, в результате чего в них влияние флуктуаций усиления на синхронизацию импульсов является важным уже на временах порядка времени обхода резонатора. Влияние флуктуаций плотности носителей на временной джиттер изучалось также в [17, 18]. Все полученные результаты свидетельствуют о важности учета шума плотности носителей в лазерах с синхронизацией мод.

Если же учтены как спонтанный шум, так и шум плотности носителей, то ОШИ имеет максимум на фундаментальной частоте синхронизации мод 2.5 ГГц, который составляет -102.90 дБ/Гц (рис.3,*а*). Спектрально-ограниченные импульсы на этой частоте не генерируются, по-

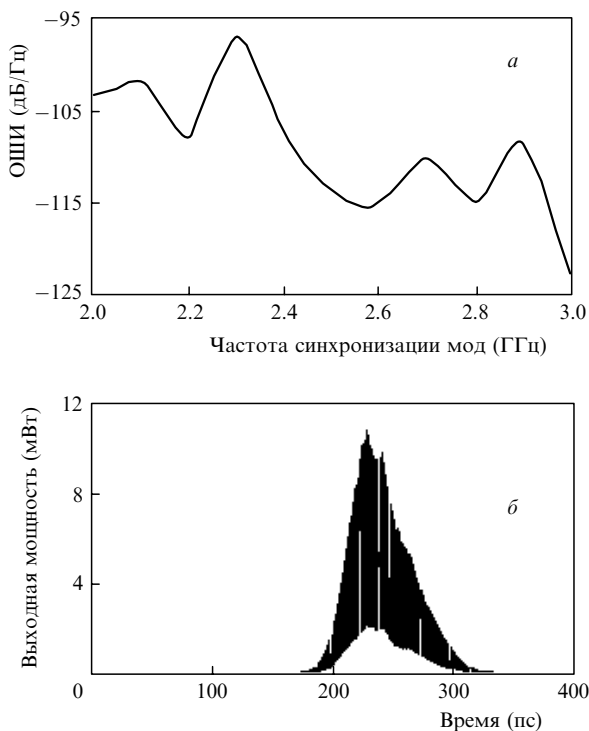


Рис.2. Спектр относительного шума интенсивности ГСИИ с синхронизацией мод (*а*) и выходной сигнал ГСИИ с синхронизацией мод на частоте 2.3 ГГц (*б*) при учете только шума плотности носителей.

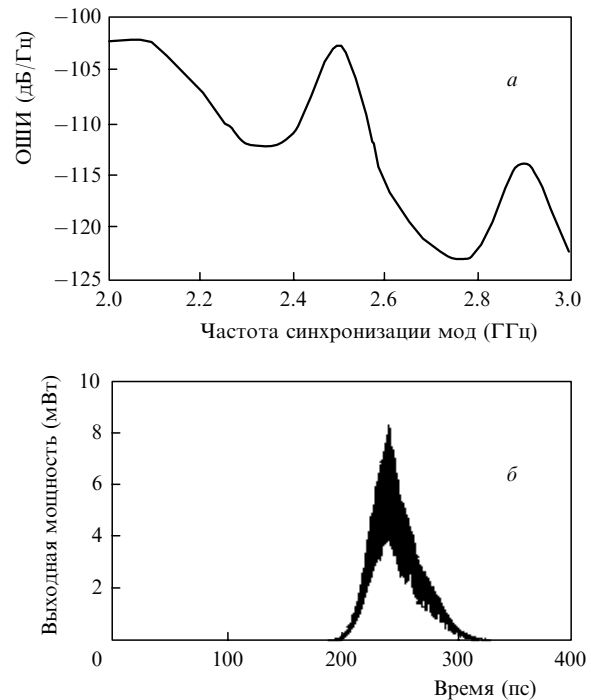


Рис.3. Спектр относительного шума интенсивности ГСИИ с синхронизацией мод (*а*) и выходная мощность ГСИИ с синхронизацией мод на частоте 2.5 ГГц (*б*) при учете спонтанного шума и шума плотности носителей.

скольку ТВР равен 0.011. Выходной импульс на частоте 2.5 ГГц показан на рис.3,*б*. Малые флуктуации плотности носителей приводят к малым флуктуациям амплитуды поля. Однако отрицательная обратная связь, обусловленная стимулированным излучением, которое модулирует плотность носителей, стремится подавить флуктуации амплитуды. По этой причине шум особенно уменьшается около фундаментальной частоты синхронизации мод, когда в ГСИИ имеется как спонтанный шум, так и шум плотности носителей (ср. рис.2,*а* и 3,*а*).

Расчеты показывают, что при использовании стандартных лазерных диодов с параметрами, приведенными выше, увеличение ОШИ ведет к уменьшению частотного диапазона импульсов до 800–900 МГц как в случае только шума плотности носителей, так и суммарного шума плотности носителей и спонтанного шума (рис.2,*а* и 3,*а*). Высокий уровень шума устройства, наблюдавшийся при частотах 2.3 ГГц (рис.2,*а*) и 2.5 ГГц (рис.3,*а*), приводил к низкому отношению сигнал/шум, что объясняет, почему спектрально-ограниченные импульсы нельзя получить на этих частотах. Более того, с увеличением β_{sp} ОШИ становится больше в широком спектре частот синхронизации мод, и синхронизацию мод получить трудно. Поэтому независимо от типа шума в ГСИИ спектрально-ограниченные импульсы не генерируются в широком диапазоне перестройки частот.

Спектры ОШИ для различных β_{sp} при учете спонтанного шума и шума плотности носителей приведены на рис.4. В этом случае максимум ОШИ находится на частоте синхронизации мод 2.5 ГГц, на которой спектрально-ограниченные импульсы не генерируются ни при каких значениях β_{sp} (см. табл.1). Заметим, что спектрально-ограниченные импульсы также не генерируются на частотах синхронизации мод 2 ГГц при $\beta_{\text{sp}} = 10 \times 10^{-5}$ и на частотах 2 и 2.4 ГГц при $\beta_{\text{sp}} = 20 \times 10^{-5}$. Однако, если

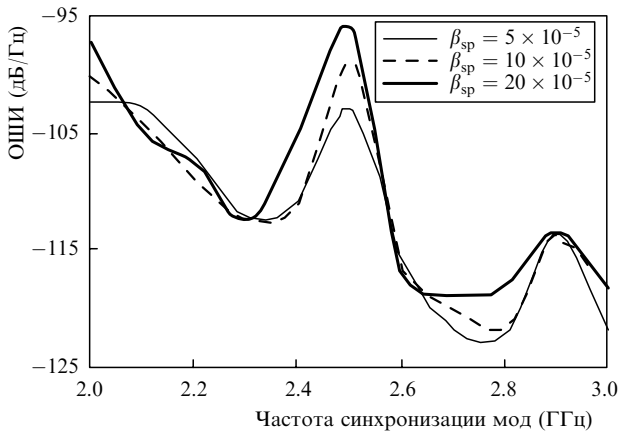


Рис.4. Спектры относительного шума интенсивности ГСИИ с синхронизацией мод для различных β_{sp} при учете спонтанного шума и шума плотности носителей.

Табл.1. Влияние вариаций β_{sp} в линейно chirпированной гауссово аподизированной ВБР на частоте синхронизации мод 2.5 ГГц.

β_{sp} (10^{-5})	Δ_k (пс)	Спектральная ширина (ГГц)	TBR
5	45.38/40.55*/1.278**	8.68/8.60*/8.80**	0.394/0.349*/0.011**
10	45.47/32.53*/0.963**	8.71/8.68*/8.81**	0.396/0.282*/0.008**
20	45.60/3.98*/0.775**	8.73/8.98*/8.69**	0.398/0.036*/0.007**

Примечание: *при учете спонтанного шума; ** при учете спонтанного шума и шума плотности носителей.

учитывается только спонтанный шум, то, как видно из табл.1, при $\beta_{sp} = 20 \times 10^{-5}$ эти импульсы не генерируются только на фундаментальной частоте синхронизации мод [7, 15].

Активная синхронизация мод является резонансным явлением, при котором лазер модулируется на частоте, соответствующей обратному времени обхода лазерного резонатора. По этой причине спектр ОШИ имеет шумовой максимум на резонансной частоте, что указывает на оптический резонанс, обусловленный временем обхода резонатора. Однако, как видно из рис.2,а, это не так. Пик шума сдвигается в низкочастотную сторону, вследствие чего длина волны зависит от числа фотонов в активной области.

Полученные результаты показывают, что шум плотности носителей так же важен, как и спонтанный шум в лазерах. Он влияет на выходной импульс ГСИИ с синхронизацией мод, и включение этого шума в скоростные уравнения необходимо для точного анализа шумовых процессов. Эти результаты показывают также, что спектрально-ограниченные импульсы могут быть получены в широком частотном диапазоне, если величина ОШИ меньше -103 дБ/Гц.

На рис.5 представлен рассчитанный отклик модуляции интенсивности ГСИИ в диапазоне частот 1–20 ГГц при постоянном токе смещения 6 мА. Как видно из рисунка, амплитуда фундаментального пика примерно на 4 дБ больше амплитуды отклика на низких частотах, что находится в хорошем соответствии с результатами расчета и измерения отклика модуляции интенсивности, опубликованными в [3]. Как и в [5], пик первого порядка слегка сдвинут в сторону высоких частот по отношению к частоте резонатора 2.5 ГГц. В первом резонансе СРРП отсутствует, если в расчетах используются параметры стандартного лазерного диода. Природа «разрыва» ампли-

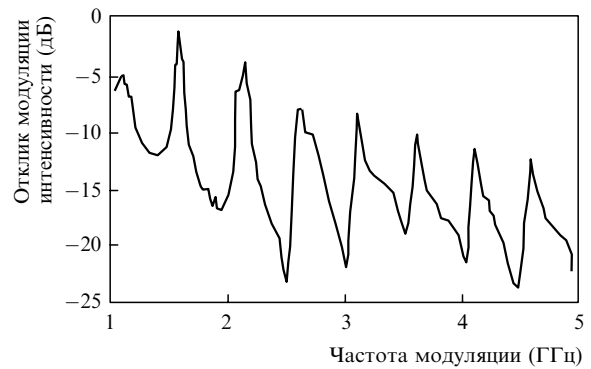


Рис.5. Частотная характеристика модуляции интенсивности ГСИИ с линейно chirпированной ВБР.

туды исследовалась в [3–5], и было показано, что большая отражательная способность просветляющего покрытия r_3 , слабая связь между активным и пассивным резонаторами η , малый параметр насыщения усиления ϵ , фактор уширения линии α и длина внешнего резонатора существенно влияют на СРРП.

Перейдем теперь к исследованию модуляции интенсивности ГСИИ в диапазоне частот 1–5 ГГц при различных параметрах устройства.

Длина внешнего резонатора. На рис.6 показан модуляционный отклик интенсивности ГСИИ при длинах внешнего резонатора 2.4 и 5.5 см. Как видно из рисунка, амплитуда и ширина полосы спектра отклика модуляции интенсивности изменяются с изменением длины резонатора, а спектры модуляции интенсивности непрерывны для длин резонатора 2 и 4 см. Наши расчеты показывают также, что для получения хорошей характеристики модуляции интенсивности ГСИИ с линейно chirпированной гауссово аподизированной ВБР длина резонатора должна быть меньше 4.5 см. Эти результаты, как и результаты [4], свидетельствуют о существенном влиянии длины внешнего резонатора на спектры модуляции интенсивности.

Коэффициент отражения просветляющего покрытия (ПП) r_3 . Чтобы оценить влияние r_3 на изрезанность и ширину полосы модуляции, в расчетах использовались различные значения r_3 . Установлено, что при различных r_3 изрезанность незначительна, а ширина полосы модуляции минимальна при стандартном значении r_3 . Изре-

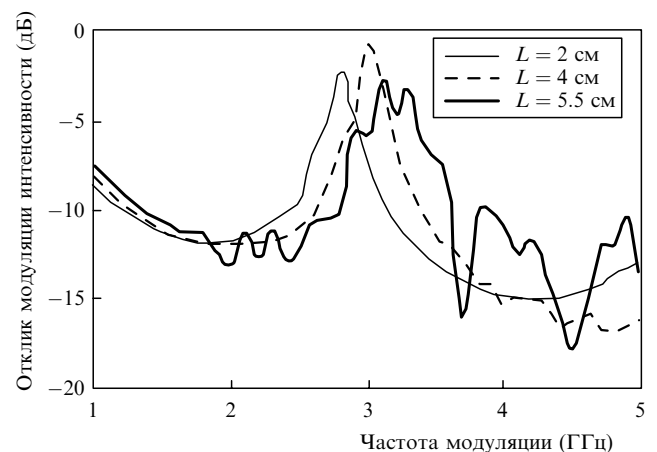


Рис.6. Влияние длины внешнего резонатора L на отклик модуляции интенсивности.

занность почти отсутствует при низких r_3 , и при $r_3 = 0$ можно получить непрерывный отклик [3]. Эти результаты показывают, что отражение просветляющего покрытия мало влияет на СРПП, если в качестве внешнего резонатора применяется гауссово аподизированная линейно-чирпированная ВБР.

Коэффициент связи полей резонаторов η . Хотя для обеспечения максимального ввода поля лазера в световод правая грань лазерного диода просветлена, она не идеально проникаема и на практике коэффициент отражения просветляющего покрытия принимается равным 0.01. Кроме того, из-за стыковки лазера со световодом и возникающих потерь на соединении поля не могут полностью переходить из лазера в световод и обратно. Потери на соединении выражаются в нашей модели коэффициентом связи полей η , предположительно равным 0.8 для перехода как лазер–световод, так и световод–лазер.

На рис.7 показана характеристика модуляции интенсивности для сильной ($\eta = 0.8$) и слабой ($\eta = 0.2$) оптической связи. Видно, что для $\eta = 0.8$ изрезанность характеристики исчезает. В работе [3] также было отмечено почти полное подавление изрезанности при сильной обратной связи, которая, по-видимому, увеличивает затухание высокочастотного пика, а следовательно, усиливает его крылья. Заметим, что амплитудная изрезанность проявляется вблизи резонансной частоты резонатора. Амплитуда отклика увеличивается в более широком пике, соответствующем высокочастотному пику, а более узкий пик отвечает низкочастотному пику [3]. Как было указано ранее, внешний резонатор ГСИИ состоит из просветленного линзообразного торца световода, приваренного к отрезку фоточувствительного световода с наведенным брэгговским отражателем, что обеспечивает эффективный ввод излучения лазера в световод [19]. Как видно из рис.7, коэффициент связи также сильно влияет на амплитуду и ширину полосы отклика модуляции интенсивности, причем с ростом η амплитуда увеличивается.

Фактор оптического ограничения Γ . Поскольку не все вынужденное излучение или поле в лазерном резонаторе заключено в активной области диода, вводится фактор ограничения поля Γ . Для стандартного лазера с резонатором Фабри–Перо $\Gamma = 0.2 - 0.4$ (в зависимости от структуры и размеров диода). Лазеры на квантовых ямах вследствие малых размеров активной области имеют меньшие значения Γ (обычно 0.1 или менее), поэтому

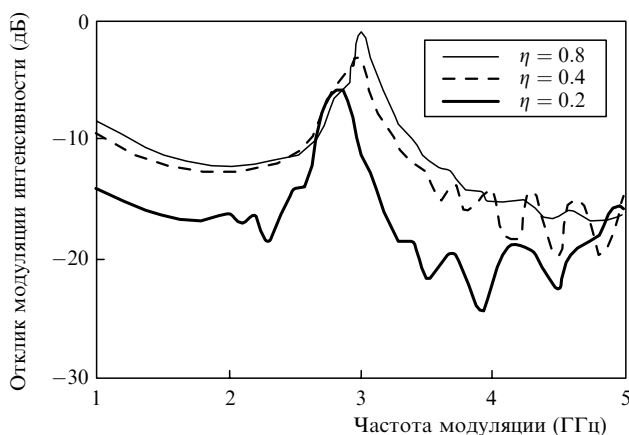


Рис.7. Влияние эффективности связи полей резонаторов η на отклик модуляции интенсивности.

в нашей работе принято $\Gamma = 0.1$. Как видно из рис.8, резонансный пик сдвигается в высокочастотную сторону, а его амплитуда увеличивается с ростом Γ . Это обусловлено тем, что Γ представляет собой долю энергии моды, заключенной в активной области. С ростом Γ энергия моды внутри активной области и, следовательно, оптическое усиление увеличиваются. При стандартном значении Γ ширина полосы модуляции мала. Значение Γ также существенно влияет на характеристики отклика модуляции интенсивности.

Фактор насыщения усиления ε . Насыщение усиления – важное явление в полупроводниковых лазерах, особенно в системах на основе InGaAsP. Насыщение усиления обусловлено пространственным выжиганием инверсии, спектральным выжиганием и другими нелинейностями. В высокоскоростных InGaAsP-лазерах пространственным выжиганием можно пренебречь ввиду доминирующего влияния спектрального выжигания. Спектральное выжигание обуславливает зависимость усиления от мощности; этот эффект использовался для объяснения экспериментально наблюдаемого сдвига доминирующей моды в длинноволновую сторону при увеличении тока лазера.

В настоящей работе модуляция интенсивности ГСИИ исследуется для $\varepsilon = 0.2 \times 10^{-17}$ и 4×10^{-17} см³. Амплитуда модуляции уменьшается примерно на 2.5 дБ при изменении ε от нуля до 4×10^{-17} см³. Возможная причина уменьшения амплитуды резонансного пика может заключаться в том, что при сильном нелинейном насыщении усиления увеличивается затухание релаксационных колебаний [20] и, следовательно, затухание амплитуды высокочастотного пика [3]. Ширина полосы модуляции увеличивается с ростом ε так же, как в [3]. Хотя значение ε влияет на амплитуду и ширину полосы модуляции, его влияние на СРПП в спектрах модуляции интенсивности несущественно.

Фактор уширения линии α определяет спектральную ширину линии и частотный чирп. Значение α в лазерах на квантовых ямах приблизительно вдвое меньше, чем в аналогичных лазерах с объемными активными слоями, поэтому мы положили $\alpha = 2$. В полупроводниковых лазерах α определяет зависимость показателя преломления от плотности носителей. Отклик модуляции интенсивности сильно зависит от α (рис.9). Как и ожидалось, при больших α исчезает гладкость характеристики. Хотя ширина полосы модуляции при $\alpha = 0$ максимальна, ее амплитуда меньше приблизительно на 2.3 дБ. Эти резуль-

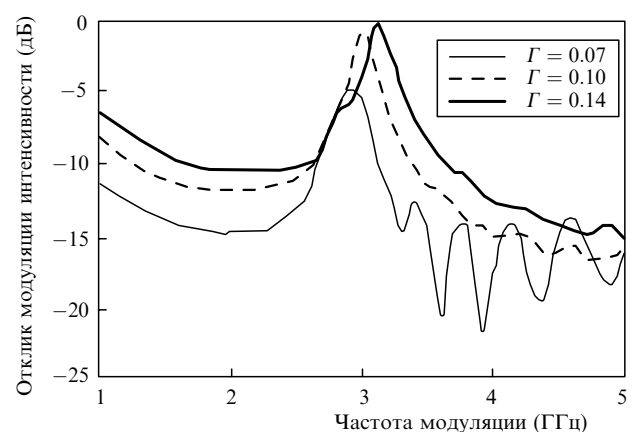


Рис.8. Влияние фактора оптического ограничения Γ на отклик модуляции интенсивности.

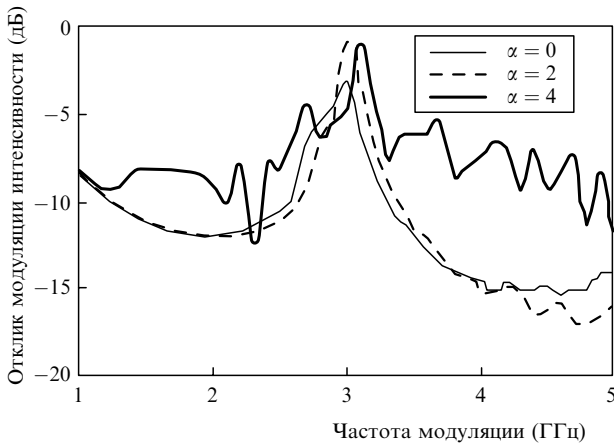


Рис.9. Влияние фактора уширения линии α на отклик модуляции интенсивности.

таты, как и результаты [4, 5], демонстрируют заметное влияние α на СРПП.

Фактор спонтанного излучения β_{sp} . Случайные акты спонтанной рекомбинации приводят к поступлению в лазерное поле фотонов, доля которых определяется фактором спонтанного излучения β_{sp} . Этот фактор важен для динамики лазера; при $\beta_{sp} = 0$ и $S = 0$ в момент $t = 0$ плотность фотонов S осталась бы равной нулю. Влияние этого параметра на характеристику модуляции интенсивности очень мало: с увеличением β_{sp} наблюдается небольшой рост амплитуды отклика модуляции.

Коэффициент безызлучательной рекомбинации A заметно влияет на амплитуду и ширину полосы характеристики модуляции интенсивности (рис.10). При увеличении A амплитуда уменьшается, а ширина полосы увеличивается. С уменьшением A резонансный пик сдвигается в высокочастотную сторону.

Коэффициент бимолекулярной рекомбинации B . С ростом B вплоть до значения $1.5 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ наблюдается небольшое увеличение резонансного пика и уменьшение ширины полосы (рис.11). Однако при $B = 2 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ амплитуда резонансного пика уменьшается примерно на 3 дБ, а его ширина увеличивается по сравнению с таковой при $B = 1 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Это обусловлено тем, что скорость излучательной рекомбинации пропорциональна квадрату плотности носителей в активной области.

Коэффициент оже-рекомбинации C_A пропорционален

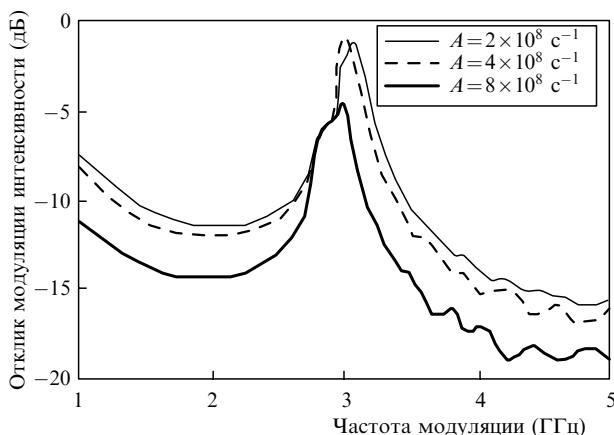


Рис.10. Влияние коэффициента безызлучательной рекомбинации A на отклик модуляции интенсивности.

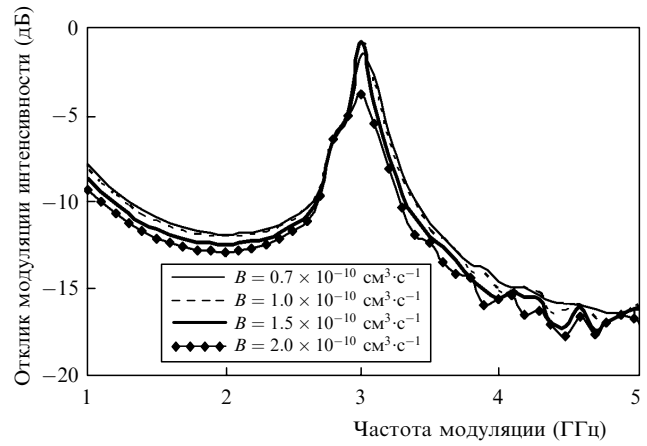


Рис.11. Влияние коэффициента бимолекулярной рекомбинации B на отклик модуляции интенсивности.

кубу плотности носителей. Если он увеличивается, плотность носителей в активной области уменьшается и, следовательно, оптическое усиление падает, что подтвердили наши результаты. Как видно из рис.12, с ростом C_A амплитуда отклика уменьшается, ширина полосы растет, а резонансный пик сдвигается в сторону низких частот. Последнее обусловлено тем, что уменьшение плотности носителей ведет к увеличению показателя преломления, а его рост влечет за собой увеличение длины волны излучения (или уменьшение частоты).

Ток постоянного смещения. С увеличением тока постоянного смещения происходит сдвиг резонансного пика модуляции интенсивности в высокочастотную сторону и рост ширины полосы модуляции (рис.13). Аналогичное поведение отклика наблюдалось в [3] теоретически и экспериментально. Увеличение ширины полосы модуляции резонансного пика с ростом тока постоянного смещения обусловлено затуханием, увеличенным вследствие нелинейного насыщения усиления [3]. Отметим также, что если рабочая точка лазерного диода смещена в область, близкую к области перескока моды, происходит расщепление спектра модуляции интенсивности (рис.13,б). Таким образом, ток постоянного смещения – это важный фактор, влияющий на СРПП в отклике модуляции интенсивности.

Скорость chirpa C . Результаты, полученные до сих пор, показывают, что спектральное расщепление резонансного пика в отклике модуляции интенсивности мо-

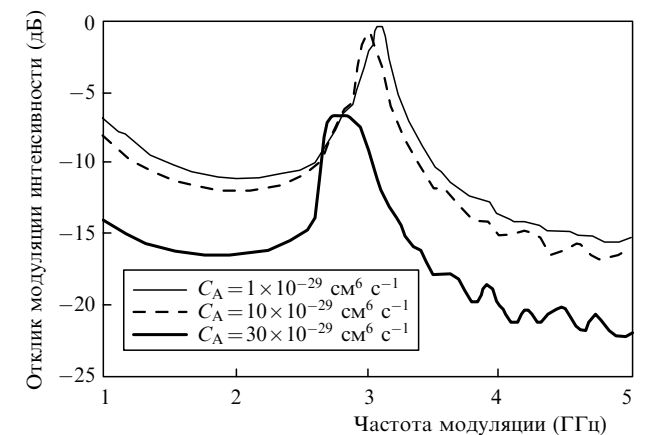


Рис.12. Влияние коэффициента оже-рекомбинации C_A на отклик модуляции интенсивности.

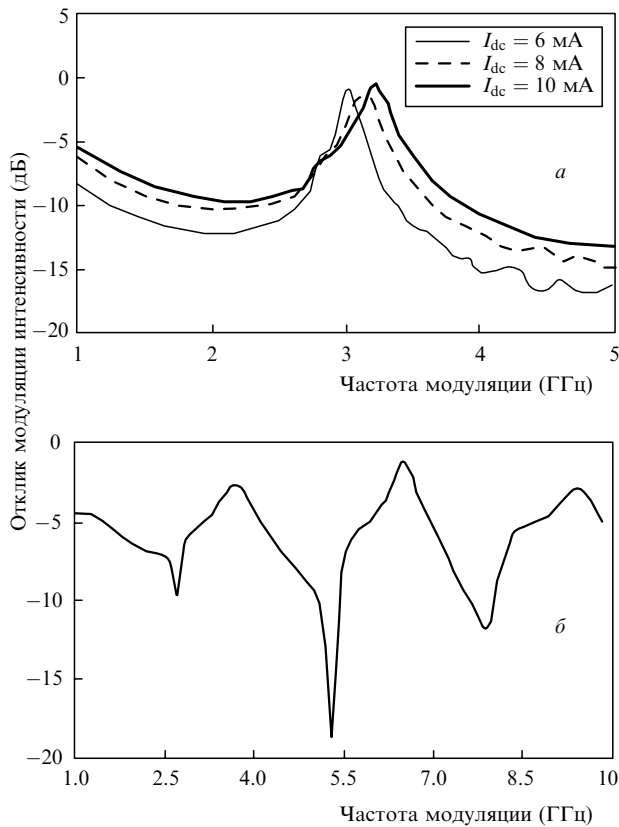


Рис.13. Влияние тока постоянного смещения I_{dc} на отклик модуляции интенсивности (а) и отклик модуляции интенсивности ГСИИ при токе смещения $I_{dc} = 22$ мА (б).

жет быть подавлено в ГСИИ, где используются линейно chirпированные ВБР и стандартные лазерные диоды. Однако это расщепление появляется вблизи фундаментальной частоты 2.5 ГГц в ГСИИ с гауссово аподизированной ВБР – см. рис.14, на котором показан отклик модуляции интенсивности в частотном диапазоне 1–5 ГГц. Причиной исчезновения спектрального расщепления пика является использование подходящей скорости линейного chirпа в гауссово аподизированной ВБР. Наличие chirпа в световоде позволяет ГСИИ работать в широком диапазоне частот синхронизации мод [1, 6]. Это особенно важно для применений, т. к. в этом случае лазер с синхронизацией мод может работать в широком час-

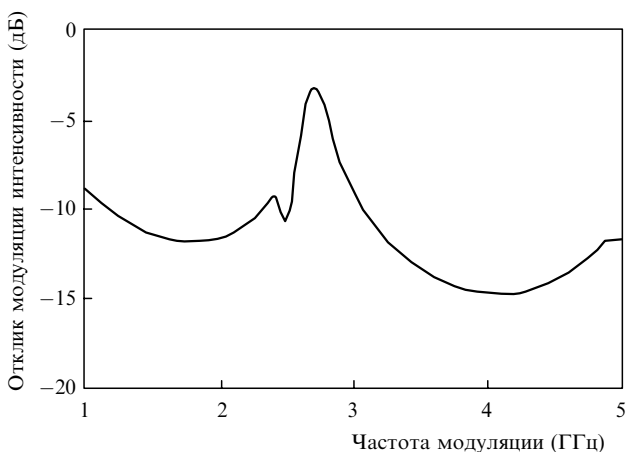


Рис.14. Отклик модуляции интенсивности ГСИИ при использовании гауссово аподизированной ВБР.

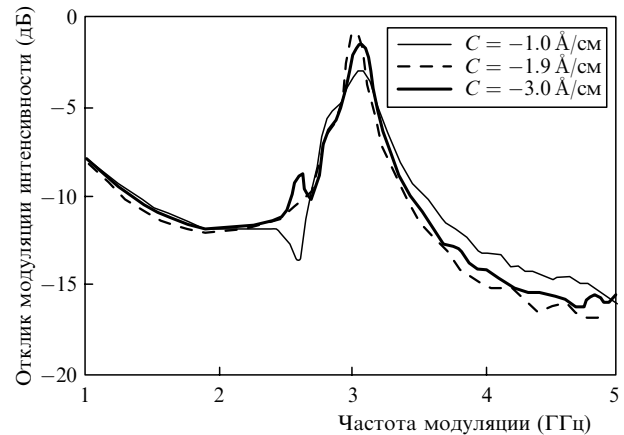


Рис.15. Влияние скорости chirпа C на отклик модуляции интенсивности.

тотном диапазоне без физического изменения длины решетки.

С ростом chirпа спектр становится шире и боковой пик исчезает. Хотя кривая групповой задержки для неchirпированного зеркала нелинейна, она становится линейной с увеличением скорости chirпа. Поэтому сильно chirпированные решетки наиболее подходят для применения в ГСИИ. В наших расчетах для получения широкого частотного диапазона синхронизации мод использовалась решетка длиной 4 см со скоростью chirпа $-1.9 \text{ \AA}/\text{см}$. Отклик модуляции интенсивности при различных скоростях chirпа показан на рис.15. При скорости chirпа -1 и $-3 \text{ \AA}/\text{см}$ ширина полосы модуляции больше, а резонансный пик меньше, чем при $C = -1.9 \text{ \AA}/\text{см}$. Кроме того, при $C = -1$ и $-3 \text{ \AA}/\text{см}$ имеет место спектральное расщепление вблизи фундаментальной частоты, чего нет при $C = -1.9 \text{ \AA}/\text{см}$. Резонансный пик сдвигается к частоте 3.1 ГГц при скорости chirпа $-3 \text{ \AA}/\text{см}$.

Наше моделирование также показало, что ширина полосы модуляции увеличивается, а амплитуда отклика уменьшается с ростом числа гармоник резонансной частоты (см. рис.5). Та же тенденция была отмечена в [3]. Эти результаты позволяют сделать важный вывод: одновременно получить наибольшую ширину полосы и наиболее высокий резонансный пик невозможно. Хотя наибольший резонансный пик может быть получен около фундаментальной резонансной частоты внешнего лазерного резонатора, ширина полосы модуляции будет небольшой. Более широкая полоса может быть получена при использовании модуляции на высших гармониках резонансной частоты, где резонансные пики ниже.

4. Заключение

Были исследованы относительный шум интенсивности и частотные характеристика отклика модуляции интенсивности слабого сигнала ГСИИ с использованием линейно chirпированной и гауссово аподизированной ВБР. Если пренебречь шумами, то спектрально-ограниченные импульсы генерируются в широком диапазоне перестройки (1 ГГц) около фундаментальной частоты синхронизации мод. Учет спонтанного шума и шума плотности носителей вызывает рост ОШИ, особенно при больших коэффициентах спонтанного излучения. Высокое значение ОШИ уменьшает диапазон синхронизации мод, в котором генерируются спектрально-ограничен-

ные импульсы. Показано, что флуктуации плотности носителей влияют на динамику усиления, и это необходимо учитывать при описании шума в полупроводниковом лазере с синхронизацией мод. Поэтому для описания шумовых характеристик ГСИИ с синхронизацией мод нужно включать в скоростные уравнения шум плотности носителей в дополнение к спонтанному шуму. Показано, что параметр насыщения усиления и коэффициенты отражения просветляющего покрытия, безызлучательной рекомбинации, бимолекулярной рекомбинации и ожерекомбинации влияют только на амплитуду и ширину полосы модуляции интенсивности. Длина внешнего резонатора, эффективность связи полей, фактор оптического ограничения, фактор уширения линии и ток постоянного смещения в режиме, близком к режиму переключения мод, сильно влияют на изрезанность спектра модуляции интенсивности, а также на амплитуду отклика и ширину полосы. Кроме того, показано, что СРРП может быть устранен выбором подходящей скорости линейного чирпа в ВБР с гауссовой аподизацией.

- Morton P.A., Mizrahi V., Andrekson P.A., Tanbun-Ek T., Logan R.A., Lemaire P., Coblentz D.L., Sergent A.M., Wecht K.W., Sciortino P.F. Jr. *IEEE Photonics Techn. Lett.*, **5** (1), 28 (1993).
- Paoletti R., Bertone D., Fang R., Magnetti G., Meliga M., Meneghini G., Morello G., Rossi G., Tallone L., Scofet M. *IEEE Photonics Techn. Lett.*, **12**, 245 (2000).
- Ahmed Z., Tucker R.S. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **1** (2), 505 (1995).
- Premaratne M., Lowery A.J., Ahmed Z., Novak D. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **3** (2), 290 (1997).
- Pittoni F., Gioannini M., Montrosset I. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **7** (2), 280 (2001).
- Ozyazici M.S., Morton P.A., Zhang L.M., Mizrahi V. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **7**(10), 1142 (1995).
- Dogru N., Ozyazici M.S. *Opt. Quantum Electron.*, **35** (2), 169 (2003).
- Dogru N., Ozyazici M.S. *IEE Proc. Optoelectron.*, **150** (4), 346 (2003).
- Kogelnik H., Shank C.V. *J. Appl. Phys.*, **43** (5), 2327 (1972).
- Erdogan T. *J. Lightwave Techn.*, **15** (8), 1277 (1997).
- Tromborg B., Lassen H.E., Olesen H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30** (4), 939 (1994).
- Glasser L.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 525 (1980).
- Lau K.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 250 (1990).
- Helms K., Peterman J. *J. Lightwave Techn.*, **9**, 468 (1991).
- Dogru N., Ozyazici M. S. *Opt. Laser Techn.*, **35** (3), 163 (2003).
- Jiang L.A., Grein M.E., Haus H.A., Ippen E.P. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **7** (2), 159 (2001).
- Haus H.A., Mecozi A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29** (3), 983 (1993).
- Von der Linde D. *Appl. Phys. B*, **39**, 201 (1986).
- Morton P.A., Mizrahi V., Kosinski S.G., Mollenauer L.F., Tanbun-Ek T., Logan R.A., Coblentz D.L., Sergent A.M., Wecht K.W. *Electron. Lett.*, **28** (6), 561 (1992).
- Manning J., Olshanksy R., Fye D.M., Powazinik W. *Electron. Lett.*, **21**, 496 (1985); Adams M.J., Osinski M. *Electron. Lett.*, **19**, 627 (1983).