

Частотная модуляция импульсов излучения полупроводникового дискового лазера

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, О.Г.Охотников

Построена численная модель полупроводникового дискового лазера с синхронизацией мод полупроводниковым зеркалом с насыщающимся поглощением (SESAM). Рассмотрено влияние на формирование импульсов фазовой модуляции, вызываемой насыщением усиления и поглощения в полупроводнике. Показано, что в лазерном резонаторе с достаточной величиной дисперсии второго порядка знакопеременная частотная модуляция импульса может быть скомпенсирована. Рассмотрена также модель подстройки дисперсии резонатора дискового лазера с помощью интерферометра Жира–Турнуа с ограниченной дисперсией третьего порядка.

Ключевые слова: полупроводниковый дисковый лазер, частотная модуляция импульсов.

1. Введение

В последние годы интенсивно разрабатывается класс полупроводниковых лазеров, характерной чертой которого является использование активного полупроводникового зеркала и внешнего к нему резонатора. Этот класс известен под названием «дисковые лазеры» [1–3]. Преимуществами таких лазерных источников являются хороший теплоотвод от активного элемента, снижающий эффект тепловой линзы, высокое качество пучка и возможность устойчивой генерации в широком диапазоне мощностей накачки. Кроме того, для дисковых лазеров возможна уникальная комбинация свойств – ультракороткая длительность импульсов и высокая частота их следования при относительно большой средней мощности [4–6]. Также следует отметить, что по сравнению с твердотельными и волоконными лазерами дисковые имеют более низкую энергию насыщения и, следовательно, не подвержены влиянию низкочастотных неустойчивостей даже при малых энергиях импульса [7].

Для синхронизации мод при импульсной генерации в дисковых лазерах чаще всего используются полупроводниковые поглощающие зеркала (SESAM) [8]. С их помощью достигается генерация импульсов длительностью до сотен фемтосекунд. Высокую (до 10 ГГц и более) частоту следования импульсов обеспечивают широкая полоса усиления и короткий (длиной до 10 см и менее) резонатор дискового лазера, при этом возможно использование преимуществ гармонической синхронизации мод. Ее механизм основан на процессах насыщения и релаксации усиления, вследствие которых импульсы испытывают временной сдвиг, зависящий от интервала между ними. В

результате этого взаимодействия импульсы располагаются по длине резонатора эквидистантно [9, 10].

Указанные особенности дисковых лазеров имеют и отрицательный эффект: малая энергия насыщения усиления (по сравнению с волоконными или твердотельными лазерами) приводит к существенным вариациям усиления на протяжении каждого отдельного импульса и вызывает значительную частотную модуляцию (ЧМ) и уширение спектра генерируемого импульса. Важно отметить, что приобретаемая импульсом ЧМ имеет нелинейный характер, что не позволяет эффективно ее снизить с помощью линейных оптических элементов (призм и т. п.). Нелинейная модуляция приводит к асимметричному искажению огибающей импульса и существенно снижает его качество, причем эти негативные факторы нарастают с увеличением энергии импульса [11, 12].

В настоящей работе на основе численной модели проводится анализ формирования нелинейной ЧМ импульса полупроводникового дискового лазера и рассматривается возможность подавления знакопеременной ЧМ с помощью дисперсионных факторов. Рассмотрена также численная модель подстройки дисперсии резонатора лазера на базе поглощающего интерферометра Жира–Турнуа, имеющего необходимые дисперсионные характеристики, в том числе ограниченное максимальное значение дисперсии третьего порядка.

2. Модель

Рассмотрим модель дискового полупроводникового лазера, схема которого показана на рис.1. Генерация и

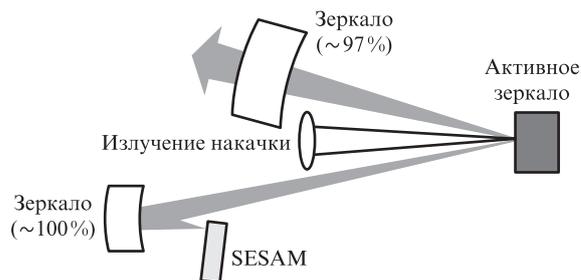


Рис.1. Схема резонатора полупроводникового дискового лазера.

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru, korobkotam@rambler.ru

О.Г.Охотников. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; адрес в настоящее время: Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, Korkeakoulunkatu 3, 33101, Tampere, Finland; e-mail: oleg.okhotnikov@tut.fi

Поступила в редакцию 9 сентября 2014 г., после доработки – 4 декабря 2014 г.

усиление излучения происходят в активном полупроводниковом зеркале под действием накачки. Резонатор лазера образован полупроводниковым зеркалом с насыщающимся поглощением (SESAM) и зеркалом с частичным пропусканием для вывода излучения.

Численная модель, применяемая в настоящей работе, аналогична моделям, используемым в работах [10, 13, 14]. Она описывает эволюцию поля излучения с комплексной амплитудой $A(\tilde{z}, t)$ в резонаторе лазера. Координаты \tilde{z}_g и \tilde{z}_s соответствуют активному и поглощающему зеркалам. Взаимодействие поля с активным зеркалом описывается с помощью коэффициента усиления по мощности за один проход, процесс насыщения усиления задается стандартным скоростным уравнением

$$\frac{dg_s}{dt} = \frac{g_0 - g_s}{\tau_g} - \frac{g_s |A(\tilde{z}_g, t)|^2}{E_g}, \quad (1)$$

где $A(\tilde{z}_g, t)$ – амплитуда поля на входе в активное зеркало; g_0 – коэффициент усиления слабого сигнала; $g_s(t)$ – коэффициент насыщенного усиления; τ_g и E_g – время релаксации и энергия насыщения усиления. Аналогичное выражение можно записать для коэффициента насыщающегося поглощения SESAM $q(t)$:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{q_0 - q}{\tau_s} - \frac{q |A(\tilde{z}_s, t)|^2}{E_s}, \quad (2)$$

где q_0 – глубина модуляции коэффициента поглощения; τ_s и E_s – время релаксации и энергия насыщения насыщающегося поглотителя. Для импульсов с длительностями ~ 1 пс и более скоростные уравнения (1), (2) являются адекватным приближением, при этом нелинейные изменения фазы можно описать с помощью феноменологического коэффициента уширения линии α . В этом приближении нелинейная добавка к фазе прямо пропорциональна безразмерному коэффициенту усиления $g_s(t)$ и глубине модуляции $q(t)$ [15, 16]. В результате процесс прохождения излучения через активное зеркало и SESAM можно описать выражениями

$$\begin{aligned} A_{\text{out}}(\tilde{z}_g, t) &= \frac{g_s(t)}{2} A(\tilde{z}_g, t) \exp[i\alpha_g g_s(t)/2], \\ A_{\text{out}}(\tilde{z}_s, t) &= [1 - q(t)/2] A(\tilde{z}_s, t) \exp[-i\alpha_s q(t)/2]. \end{aligned} \quad (3)$$

Потери на вывод излучения учитываются коэффициентом отражения выходного зеркала r , прочие потери – коэффициентом l . В модели принято, что максимальное усиление приходится на длину волны 1065 нм, что типично для активных GaAs-структур с квантовыми GaInAs-ямами [13]. Конечная ширина линии усиления моделируется в частотной области с помощью спектрального коэффициента передачи резонатора

$$\tilde{A}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{A}_{\text{in}}(\omega) \exp[-(\omega - \omega_0)^2 / \omega_g^2], \quad (4)$$

где ω_g – ширина линии усиления; частота ω_0 соответствует длине волны λ_0 в максимуме усиления. Дисперсионные характеристики на первом этапе не учитывались, их влияние на процесс генерации будет рассмотрено в следующем разделе. Значения параметров, используемых при моделировании, таковы: $E_g = 75$ нДж, $E_s = 1$ нДж, $\alpha_s = 1$, $\alpha_g = 4$, $\tau_g = 1$ нс, $\tau_s = 5$ пс, $r = 0.97$, $q_0 = 0.02$, $l = 0.01$. Времена релаксации τ_g , τ_s , ненасыщенное усиление за проход g_0 и глубина модуляции q_0 соответствуют типичным параметрам полупроводниковых элементов дисковых лазеров

[3, 14], параметры α_s , α_g совпадают с данными работ [9, 13]. Энергия насыщения SESAM E_s отвечает потоку энергии насыщения ~ 50 мДж/см² и диаметру пятна моды 50 мкм, а энергия насыщения активного зеркала E_g – потоку энергии насыщения ~ 160 мДж/см² и диаметру пятна моды 250 мкм. В качестве начальных условий по полю выбран белый шум с малой амплитудой. Рассматривалась задача с периодическими граничными условиями в окне моделирования шириной 100 пс, что соответствует фундаментальной частоте резонатора 10 ГГц.

Моделирование показывает, что при превышении коэффициента усиления g_0 определенного порогового значения из начального шума происходит генерация импульса. После 1000–1500 проходов резонатора устанавливается импульсно-периодический режим генерации, в котором параметры импульса после каждого прохода изменяются менее чем на 1%. При увеличении g_0 энергия импульса возрастает. Отметим, что с ростом коэффициента усиления максимум спектра импульса смещается в сторону большей длины волны, что свидетельствует о зависимости скорости частотной модуляции (иногда этот параметр называют чирпом импульса) от коэффициента усиления. Эта зависимость характерна для большинства дисковых лазеров [10, 13]. При достижении следующего порогового значения g_0 в резонаторе генерируется второй импульс. В ходе эволюции (после 20000–30000 проходов) насыщение и релаксация усиления приводят к выравниванию характеристик импульсов и их эквидистантному расположению в резонаторе [10]. При увеличении коэффициента усиления и достижении следующих пороговых значений происходит генерация третьего и т. д. импульсов. Характеристики импульса во многом определяются шириной линии усиления ω_g . Данная зависимость будет рассмотрена ниже, при этом на протяжении оставшейся части работы величина g_0 будет считаться равной ~ 1 дБ, что соответствует наличию в окне моделирования одиночного импульса.

Рассмотрим импульс, генерируемый в лазере при ширине линии усиления $\omega_g = 10^{13}$ с⁻¹ (кривая 1 на рис.2,а). В отсутствие фазовой модуляции, при α_s , $\alpha_g = 0$, несущая частота импульса совпадает с частотой в максимуме усиления ω_0 . На рис.2,а показаны зависимости коэффициентов поглощения $q(t)$ и усиления $g_s(t)$ в области импульса, определяющие локальное изменение фазы $\Delta\varphi(t) = \alpha_g g_s(t)/2 - \alpha_s q(t)/2$ за проход резонатора. Исходя из вида зависимостей $q(t)$ и $g_s(t)$, можно найти смещение мгновенной частоты $\omega(t) - \omega_0$, индуцируемое при однократном взаимодействии импульса с активным и поглощающим зеркалами, под действием фазовой модуляции $\omega(t) = d\Delta\varphi(t)/dt$. Эти смещения показаны на рис.2,б.

При многократных проходах резонатора на импульс действуют несколько факторов: во временной области происходит сдвиг огибающей к максимуму усиления и минимуму поглощения (скорости этих процессов пропорциональны $\partial g_s / \partial t$ и $\partial q / \partial t$), в спектральной области наибольшее усиление происходит на частотах, близких к ω_0 . Спектральные области с большей разностью $\omega - \omega_0$ фильтруются. В результате можно наблюдать формирование монотонной ЧМ импульса, сосредоточенной в сравнительно узком спектральном диапазоне (кривая 1 на рис.2,в). Отметим, что импульс имеет огибающую правильной формы, в области его максимума ЧМ близка к линейной, что дает возможность осуществить компрессию выходного импульса, например, на паре дифракционных решеток.

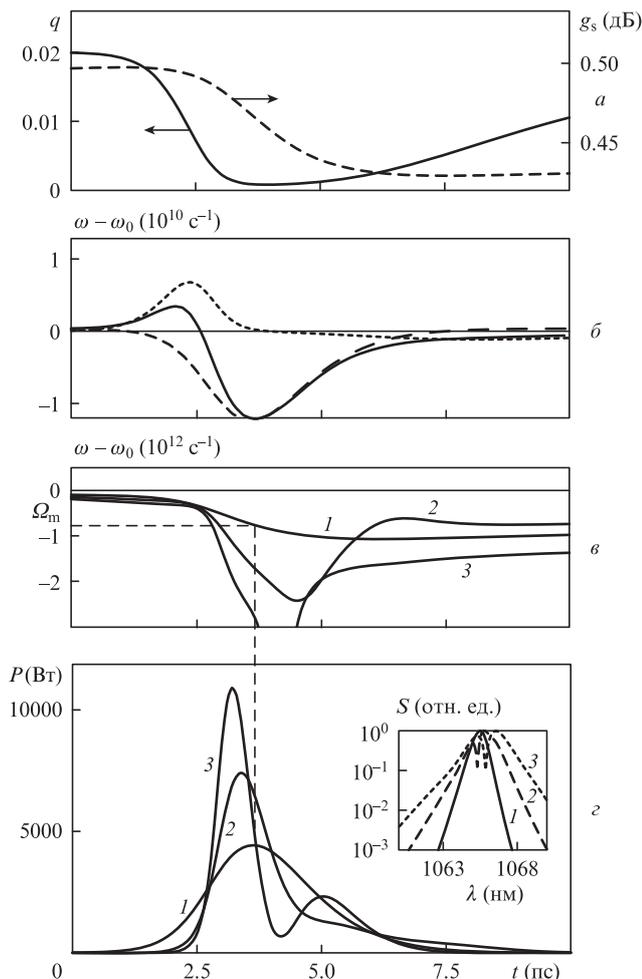


Рис.2. Коэффициенты поглощения $q(t)$ и усиления $g_s(t)$ (а), временные зависимости мгновенной частоты импульса, индуцируемой при единичном взаимодействии с насыщающимся поглотителем (пунктирная кривая) и активным зеркалом (штриховая кривая), а также полное изменение частоты за один проход резонатора (сплошная кривая) (б), временные зависимости мгновенной частоты импульса (в) и огибающие импульсов (P) после 30 000 проходов резонатора (г). На вставке показаны спектры $S(\lambda)$ импульсов. Ширина спектра усиления $\omega_g = 10^{13} \text{ c}^{-1}$ (а, б), 10^{13} (1), 2×10^{13} (2) и $3 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$ (3) (в, г).

В случае более широкой линии усиления (кривые 2 и 3) ослабление фильтрации приводит к формированию немонотонной ЧМ (рис.2,в). Эволюцию импульса при многократных проходах резонатора сопровождает циклический процесс – формирование немонотонной ЧМ, деформация огибающей вследствие ее сдвига к максимуму усиления и фильтрация в области, соответствующей максимальному смещению мгновенной частоты (кривые 3 на рис.2,в,г). Цикл заканчивается поглощением части импульса на его пологом заднем фронте и переносом энергии на передний фронт. В эксперименте изменение формы огибающей наблюдается как нестационарность автокорреляционной функции импульса [14].

Из вставки на рис.2 видно, что немонотонная ЧМ обуславливает также искажение спектра импульса. При сильной фильтрации (кривая 1) и монотонной ЧМ положению максимума импульса можно поставить в однозначное соответствие положение максимума спектра импульса Ω_m , при этом можно отметить смещение максимума спектра в длинноволновую область при увеличении усиления и соответствующей ЧМ. Как уже было сказано, эта зависимость экспериментально наблюдается для большинства

дисковых лазеров. При немонотонной ЧМ деформируются как огибающая импульса, так и его спектральная плотность, и однозначного соответствия между мгновенной частотой в пике импульса и максимумом спектра нет. Одним из выводов, которые можно сделать по результатам моделирования, является повышение качества импульса дискового лазера при наличии сильной спектральной фильтрации, которая, однако, приводит к снижению пиковой мощности и увеличению длительности импульса.

3. Оптимизация дисперсии резонатора

Стандартные методы компенсации дисперсии резонаторов импульсных лазеров заключаются в снижении суммарной дисперсии резонатора для предотвращения дисперсионного расплывания и излишней ЧМ импульса. Эти методы подразумевают использование специальных компонентов с дисперсией противоположного знака по сравнению с дисперсией активного элемента лазера. Типичным является применение волокон-компенсаторов, например фотонно-кристаллических волокон, либо объемных диспергирующих элементов – призм, дифракционных решеток или chirпированных зеркал [17–19]. В рассматриваемом нами случае дисперсионный механизм должен устранить разнонаправленную ЧМ импульса дискового лазера. Этого можно добиться как при нормальной, так и при аномальной дисперсии резонатора.

В резонаторе с нормальной дисперсией импульс приобретает ЧМ, выражающуюся в увеличении мгновенной частоты с длительностью импульса. Условно такую ЧМ будем называть положительной. При нелинейной фазовой модуляции, напротив, импульс в основном приобретает отрицательную ЧМ (рис.2,в). Оценить величину нормальной дисперсии резонатора, необходимую для компенсации отрицательной ЧМ, можно из соображений, используемых при описании формирования солитонного импульса [14]. Как известно, устойчивость фундаментальному солитону придает компенсация ЧМ, вызванная нелинейной фазовой самомодуляцией и воздействием аномальной дисперсии. В случае импульса дискового лазера ситуация совпадает с точностью до знака ЧМ – для компенсации отрицательной ЧМ необходимо наличие нормальной дисперсии. Исходя из того, что при полной компенсации ЧМ ширина спектра импульса определяется только его длительностью τ , можно записать выражение, аналогичное выражению, описывающему фундаментальный солитон:

$$4\pi^2\beta_2/\tau^2 = \Delta\Phi_{nl} = \alpha_g\Delta g_s/2 - \alpha_s\Delta q/2, \tag{5}$$

где β_2 – нормальная дисперсия резонатора; Δg_s и Δq – изменения насыщенного усиления и насыщающегося поглощения на протяжении импульса, обеспечивающие отрицательную ЧМ. Нелинейный набег фазы за проход резонатора равен нескольким сотым радиана (рис.2), поэтому для импульсов с длительностями порядка пикосекунды необходимое значение нормальной дисперсии составляет около $10^{-27} - 10^{-26} \text{ c}^2$.

Подавление немонотонной ЧМ импульса также возможно и при аномальной дисперсии резонатора. Правда, в этом случае нужно учесть, что аномальная дисперсия подавляет положительную и усиливает отрицательную ЧМ. Соотношение, аналогичное (5), будет иметь вид

$$\beta_2\Delta\omega^2 = \Delta\Phi_{nl} = \alpha_g\Delta g'_s/2 - \alpha_s\Delta q'/2, \tag{6}$$

где $\Delta g'_s$ и $\Delta q'_s$ – изменения усиления и насыщающегося поглощения, определяющие положительную ЧМ. Ширина спектра, получаемого в результате ЧМ импульса, $\Delta\omega > 2\pi/\tau$, кроме того, подавляемая положительная ЧМ меньше, чем в предыдущем случае. Таким образом, для уничтожения знакопеременной ЧМ импульса необходимо меньшее абсолютное значение аномальной дисперсии β_2 , чем в случае резонатора с нормальной дисперсией.

Результаты моделирования показывают, что при сохранении параметров, указанных выше, нормальная дисперсия резонатора $\beta_2 = 3.5 \times 10^{-27} \text{ с}^2$ обеспечивает полную компенсацию отрицательной ЧМ. Генерируемый импульс является практически спектрально ограниченным, его мгновенная частота смещена от частоты в максимуме усиления ω_0 на $-3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ($\sim 1.7 \text{ нм}$). Резонатор с аномальной дисперсией $\beta_2 = -2 \times 10^{-27} \text{ с}^2$ обеспечивает генерацию импульса с достаточно однородной отрицательной ЧМ, при этом вблизи максимума импульса ЧМ близка к линейной, что свидетельствует о возможности его дополнительной внешней компрессии. Спектр импульса имеет форму, характерную для частотно-модулированных импульсов со смещением максимума в длинноволновую область. Отметим, что при увеличении абсолютной величины дисперсии резонатора β_2 (как нормальной, так и аномальной) дисперсионное расплывание способствует увеличению длительности импульса и снижению его пиковой мощности.

4. Компенсаторы дисперсии на основе интерферометров Жира–Турнуа

Опишем возможности управления дисперсией резонатора дискового лазера с помощью подстройки характеристик активного и поглощающего зеркал, т.е. в настоящей работе не будем касаться подстройки дисперсии с использованием специального вида призм или chirпированных зеркал. Дисперсионные свойства активного зеркала и SESAM в основном задаются микрорезонатором, образованным 100%-ным брэгговским зеркалом в основании и внешним покрытием с коэффициентом отражения $r_g < 1$, между которыми расположена полупроводниковая структура. В зависимости от того усиливающая или поглощающая среда находится между границами микрорезонатора, зеркало образует активный или поглощающий интерферометр Жира–Турнуа [20, 21]. Выражение для амплитудного коэффициента отражения интерферометра записывается в виде

$$R = \frac{r_g - a \exp(i\omega T)}{1 - ar_g \exp(i\omega T)}, \quad (7)$$

где T – время обхода микрорезонатора, зависящее от угла падения излучения; a – коэффициент поглощения (усиления). Из фазовых характеристик $\Phi(\omega) = \arg R$ могут быть получены данные о дисперсионных характеристиках зеркала – времени групповой задержки, дисперсии и дисперсии третьего порядка (ДТП):

$$\tau_d(\omega) = \partial\Phi/\partial\omega, \quad \beta_2(\omega) = \partial^2\Phi/\partial\omega^2, \quad \beta_3(\omega) = \partial^3\Phi/\partial\omega^3. \quad (8)$$

Следует отметить, что для частотно-модулированных импульсов время задержки τ_d и прочие дисперсионные характеристики отличаются от вычисляемых по простой формуле (8) и зависят также от ЧМ импульса и положения максимума его спектра в спектре коэффициента отражения $|R(\omega)|$ [22]. Однако эта зависимость наиболее ярко выражена при

значительном смещении спектра импульса от середины запрещенной зоны – области высоких значений $|R(\omega)|$. В рассматриваемом случае центральная частота спектра коэффициента отражения близка к частоте, соответствующей максимуму спектра импульса, что позволяет не учитывать зависимость дисперсионных характеристик (8) от скорости ЧМ.

Следует отметить, что интерферометры Жира–Турнуа с полупроводниковым поглотителем широко используются для компенсации дисперсии, при этом интерферометр может одновременно выполнять функцию SESAM или быть дополнительным элементом в резонаторе [23, 24]. При моделировании мы будем полагать, что в резонаторе помимо активного зеркала присутствует еще один диспергирующий интерферометр с поглощением, при этом учет дисперсионного фактора проводится в спектральной области стандартным способом – с помощью функции передачи. Таким образом, исходная спектральная функция передачи (4) преобразуется к виду

$$\tilde{A}_{out}(\omega) = \tilde{A}_{in}(\omega) \times \exp\{-i[\Phi_g(\omega) + \Phi_a(\omega)]\} \exp[-(\omega - \omega_0)^2/\omega_g^2], \quad (9)$$

где $\Phi_g(\omega)$ и $\Phi_a(\omega)$ – фазовые характеристики активного и поглощающего интерферометров Жира–Турнуа. Обращаем внимание на то, что в отличие от работ [10, 13, 14] в нашей модели дисперсионные характеристики учитываются через дополнительный скачок фазы, без введения в модель условных дисперсии и ДТП резонатора. Это позволяет учесть зависимость дисперсии резонатора от частоты в пределах спектра импульса и уточнить результаты, в частности адекватно оценить роль асимметрии сдвига фаз, вносимого компенсирующим интерферометром.

Для модельных расчетов были использованы данные о структуре активного полупроводникового зеркала из работы [13]. Усиливающая среда на основе квантовых GaInAs-ям в слое толщиной $2.75\lambda_0$ расположена на 100%-ном брэгговском зеркале. Внешнее покрытие с коэффициентом отражения $r_g = 0.4$ образует с брэгговским зеркалом микрорезонатор. Резонансная частота микрорезонатора совпадает с частотой в максимуме усиления ω_0 [13]. Коэффициент усиления подобран таким, чтобы амплитудное усиление соответствовало значениям, используемым при моделировании. Полученные спектральные зависимости дисперсии $\beta_2(\lambda)$ показаны на рис.3,а,в. Фазовый сдвиг в спектральной области вблизи ω_0 имеет практически линейный вид и определяет низкие значения дисперсии и ДТП. Дисперсия $\beta_2(\lambda)$ задается нечетной функцией относительно ω_0 и имеет максимальное (по модулю) значение $\sim 3 \times 10^{-28} \text{ с}^2$. Максимальное (по модулю) значение ДТП β_3 составляет примерно $-1.5 \times 10^{-41} \text{ с}^3$. Эти величины соответствуют реальным параметрам активных полупроводниковых зеркал дисковых лазеров [12, 25].

Дисперсионные характеристики поглощающего зеркала также рассчитываются по формулам (7), (8). Важным является то, что активное и поглощающее зеркала настроены на один спектральный диапазон, поэтому области изменения их дисперсионных характеристик близки. В используемой модели мы принимаем, что частоты, соответствующие нулевому значению дисперсии β_2 (т.е. резонансные частоты микрорезонаторов), для активного зеркала и зеркала с поглощением смещены на величину ω_r , определяемую характеристиками поглощающего зеркала.

На рис.3,а показана спектральная зависимость дисперсии поглощающего интерферометра Жира–Турнуа. Его параметры – $\omega_r = 6 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $r_g = 0.5$, толщина поглощающего GaAs-слоя $7.75\lambda_r$, коэффициент поглощения $a = 0.5 \text{ дБ}$ – выбраны такими, чтобы на частоте ω_0 , соответствующей максимальному усилению, интерферометр имел нормальную дисперсию $\beta_2 \approx 4 \times 10^{-27} \text{ c}^2$. Отметим, что дисперсионные свойства резонатора в данной модели полностью определяются параметрами поглощающего компенсатора. Задаваемая им величина дисперсии достаточна для снижения нелинейной ЧМ, что заметно из вида спектра импульса (рис.3,б). Форма спектра близка к симметричной, соответствующей импульсу без ЧМ. Существенные отличия от этой формы появляются лишь в области, где $\beta_2(\lambda) < 0$. Однако из-за того, что в данном диапазоне мощность импульса мала, это приводит лишь к небольшой ЧМ на краях импульса.

На рис.3,в показана спектральная зависимость $\beta_2(\lambda)$ поглощающего интерферометра Жира–Турнуа, обеспечивающего аномальную дисперсию резонатора на длине волны λ_0 . Его параметры – $\omega_r = -1.8 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $r_g = 0.5$, толщина поглощающего GaAs-слоя $5.75\lambda_r$, коэффициент поглощения $a = 0.3 \text{ дБ}$ – обеспечивают на частоте ω_0 аномальную дисперсию $\beta_2 \approx -2 \times 10^{-27} \text{ c}^2$. Исходя из спектра генерируемого импульса (рис.3,з), можно сделать вывод о том, что немонотонная ЧМ в основном подавляется. Сравнивая его со спектром импульса, полученным при моделировании в резонаторе с постоянной по спектру дисперсией, можно видеть, что оба импульса имеют отрицательную ЧМ (это заметно по скошенной вершине спектра с максимумом, смещенным в область больших длин волн). Существенные различия спектров наблюдаются в диапазоне, где дисперсия компенсирующего интерферометра $\beta_2(\lambda) > 0$. В этой

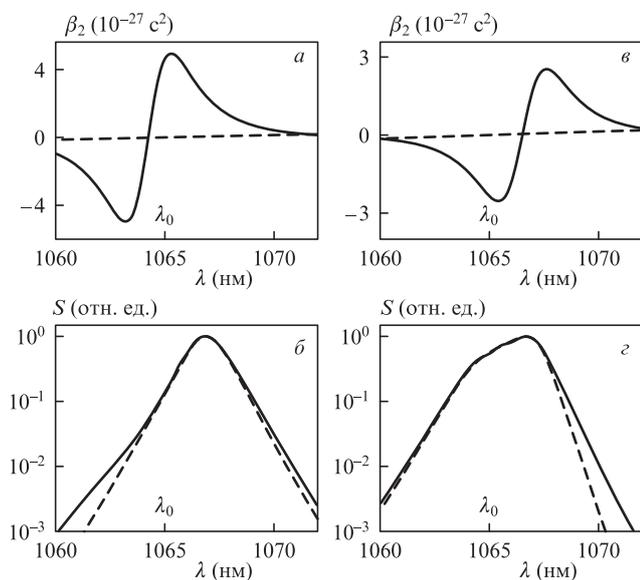


Рис.3. Спектральные зависимости дисперсии используемых при моделировании поглощающих интерферометров Жира–Турнуа, обеспечивающих нормальную (а) и аномальную (в) дисперсии (сплошные кривые), и активного зеркала (штриховые линии), а также нормированные спектры $S(\lambda)$ импульсов, полученные при моделировании с использованием интерферометров Жира–Турнуа (сплошные кривые) и при постоянной по спектру дисперсии резонатора (штриховые кривые) (б, д); рис.3,б соответствует постоянной нормальной дисперсии $\beta_2 = 4 \times 10^{-27} \text{ c}^2$ и интерферометру с характеристиками, показанными на рис.3,а, а рис.3,д – постоянной аномальной дисперсии $\beta_2 = -2 \times 10^{-27} \text{ c}^2$ и интерферометру с характеристиками, показанными на рис.3,в.

области отрицательная ЧМ импульса, генерируемого в резонаторе с интерферометром Жира–Турнуа, меньше чем для контрольного импульса. На заднем фронте импульса, где его мощность достаточно мала, может наблюдаться небольшая область положительной ЧМ. Огибающие и временные зависимости мгновенной частоты импульсов вместе с соответствующими спектральными характеристиками представлены на рис.4,б, д (для нормальной дисперсии поглощающего интерферометра на длине волны, отвечающей максимуму усиления, $\beta_2(\lambda_0) > 0$) и на рис.5,б, д (для аномальной дисперсии, $\beta_2(\lambda_0) < 0$).

Очевидно, что при использовании интерферометров Жира–Турнуа в качестве компенсаторов дисперсии имеет значение не только величина $\beta_2(\lambda_0)$, но и ширина спектрального диапазона, в котором дисперсия интерферометра сохраняет знак. В первом приближении эта ширина определяется максимальной скоростью изменения дисперсии интерферометра с ростом длины волны, т.е. максимальным значением ДТГ. Это значение достигается на длине волны, соответствующей частоте сдвига $\omega_0 + \omega_r$. На рис.4,5 приведены результаты моделирования импульсов дискового лазера с компенсатором дисперсии – интерферометром Жира–Турнуа, имеющим различную максимальную ДТГ, но при этом $\beta_2(\lambda_0)$ сохраняется.

Полученные результаты показывают, что при высоком максимальном значении ДТГ, характеризующем интерферометр с быстро изменяющимися по спектру дисперсионными параметрами, полной компенсации знакопеременной ЧМ генерируемого импульса не происходит. При нормальной дисперсии, $\beta_2(\lambda_0) > 0$ (рис.4,а, з), ЧМ компенсируется лишь вблизи максимума импульса, а на его краях наблюдаются области знакопеременной ЧМ. При аномальной дисперсии, $\beta_2(\lambda_0) < 0$ (рис.5,а, з), дисперсия резонатора недостаточна для получения отрицательной ЧМ по всему импульсу. В результате можно видеть, что на заднем фронте импульсов формируется асимметричный хвост. Его образование связано с фильтрацией немонотонной ЧМ и с областью насыщения поглощения, следующей за импульсом. Огибающая импульса в обоих случаях нестационарна (см. разд. 2). Знакопеременная ЧМ в обоих случаях искажает и спектр импульса – его форма также нестационарна, наличие нескольких вершин связано с тем, что огибающая имеет несколько локальных максимумов.

При увеличении диапазона, в котором дисперсия интерферометра сохраняет знак, т.е. при снижении его максимальной ДТГ, проявляются позитивные тенденции в формировании огибающей и спектра импульса. Условно в качестве граничного значения можно принять максимальную ДТГ $\beta_3' = \beta_2^{\max} / \Delta\omega$, где β_2^{\max} – максимальная (по модулю) дисперсия интерферометра, а $\Delta\omega$ – ширина спектра генерируемого импульса, зависящая от величины усиления и ширины его линии, параметров насыщения и модуляции усиления и поглощения. В рассматриваемой модели $\beta_3' \approx 5 \times 10^{-39} \text{ c}^3$ для интерферометра с $\beta_2(\lambda_0) > 0$ и $\beta_3' \approx 2.7 \times 10^{-39} \text{ c}^3$ для интерферометра с $\beta_2(\lambda_0) < 0$. При максимальной ДТГ, меньшей β_3' (второй и третий столбцы на рис.4 и 5), стабилизация ЧМ приводит к тому, что огибающая и спектр импульса становятся стационарными. При этом в случае $\beta_2(\lambda_0) > 0$ при ДТГ, несколько меньшей граничного значения β_3' (рис.5,б, д), ЧМ остается вдоль импульса практически постоянной – генерируется спектрально ограниченный импульс. Спектральная фильтрация усиления обеспечивает стабильную форму огибающей. Для интерферометров с малой максимальной ДТГ (рис.4,в, е) наблюдается смещение несущей

частоты импульса в сторону больших длин волн, что связано с широкой спектральной областью аномальной дисперсии при $\lambda < \lambda_0$. Также следует отметить небольшую положительную ЧМ импульса. Последнее обусловлено стандартным дисперсионным эффектом и приводит к снижению пиковой мощности импульса и увеличению его длительности.

Аналогичные наблюдения можно провести и для случая аномальной дисперсии (рис.5). Важной особенностью компенсации немонотонной ЧМ с помощью интерферометра с аномальной дисперсией, $\beta_2(\lambda_0) < 0$, является высокая остаточная отрицательная ЧМ, при этом на протяжении большей части импульса она близка к линейной.

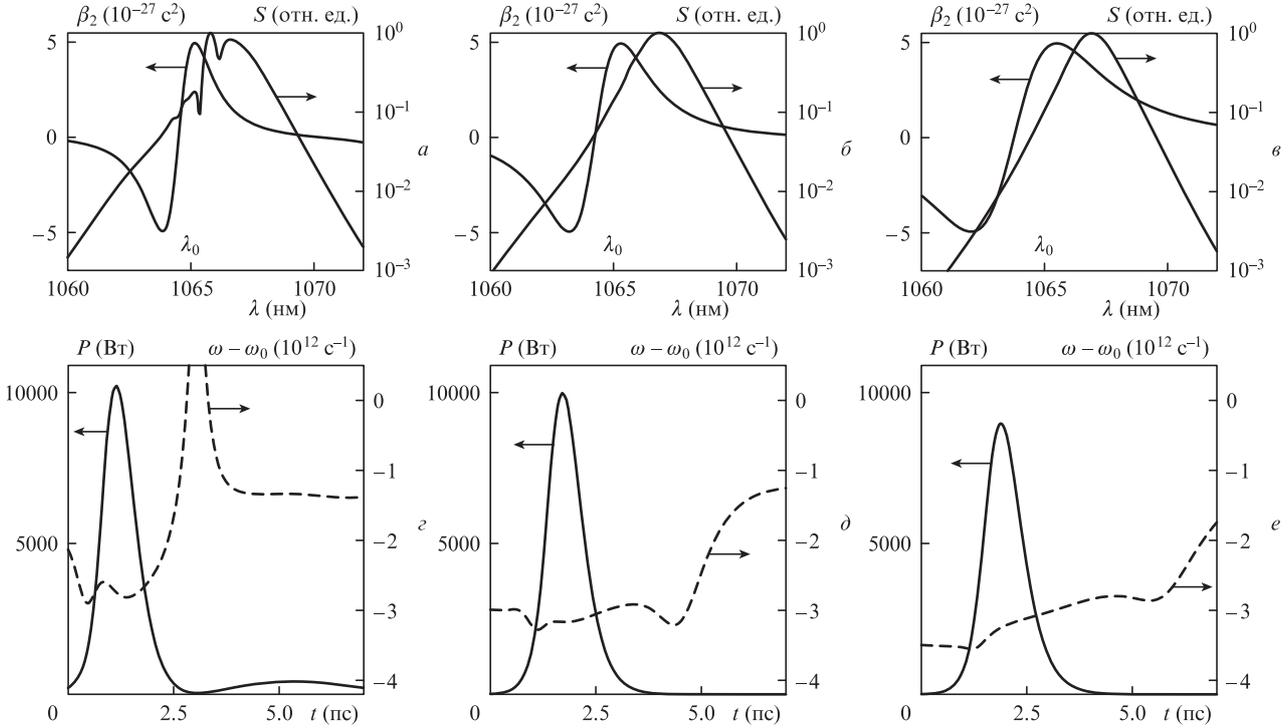


Рис.4. Спектральные зависимости $\beta_2(\lambda)$ интерферометра Жира–Турнуа, использующегося для компенсации дисперсии (нормальная дисперсия $\beta_2(\lambda_0) \approx 4 \times 10^{-27} \text{ c}^2$), и соответствующие им нормированные спектры $S(\lambda)$ импульсов дискового лазера (а–в), а также обгибающие и временные зависимости мгновенной частоты импульсов дискового лазера с компенсатором дисперсии – интерферометром Жира–Турнуа (г–е). Максимальная ДТП $\beta_3 = 6 \times 10^{-39} \text{ c}^3$ (а, г), $4 \times 10^{-39} \text{ c}^3$ (б, д) и $1.5 \times 10^{-39} \text{ c}^3$ (в, е).

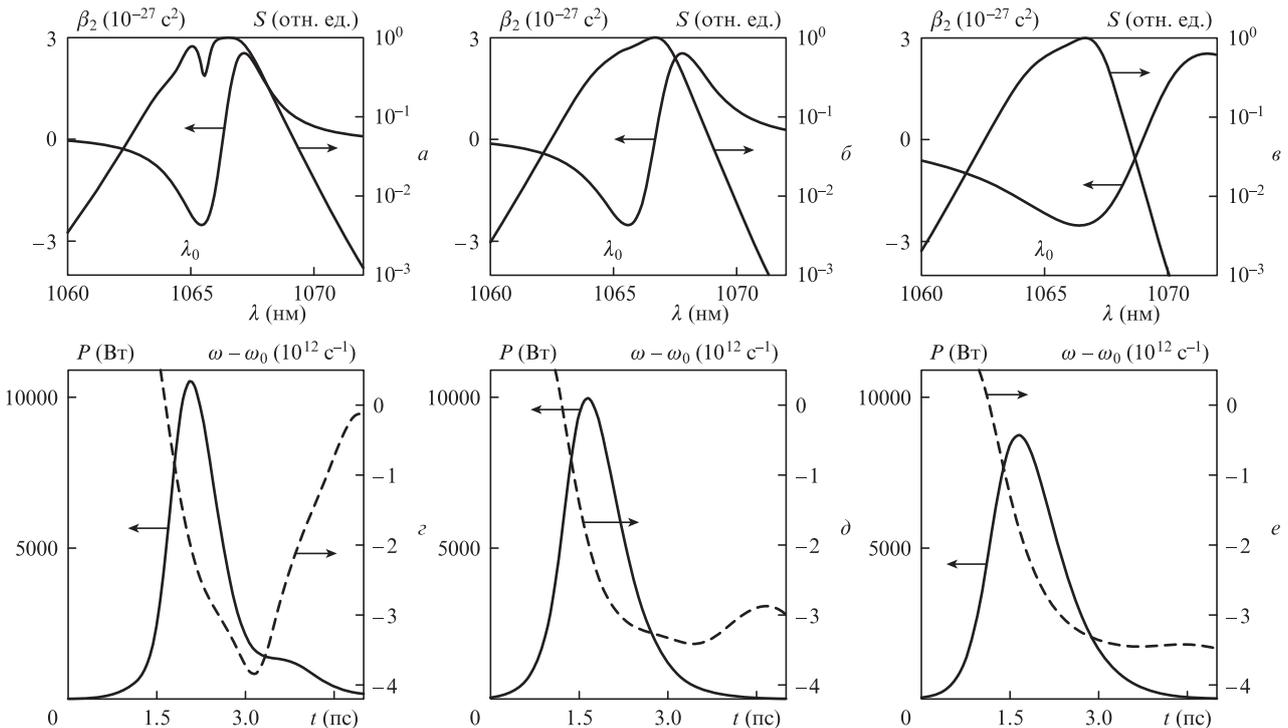


Рис.5. То же, что и на рис.4, но для аномальной дисперсии $\beta_2(\lambda_0) = -2 \times 10^{-27} \text{ c}^2$. Максимальная ДТП $\beta_3 = 3 \times 10^{-39} \text{ c}^3$ (а, г), $2.5 \times 10^{-39} \text{ c}^3$ (б, д) и 10^{-39} c^3 (в, е).

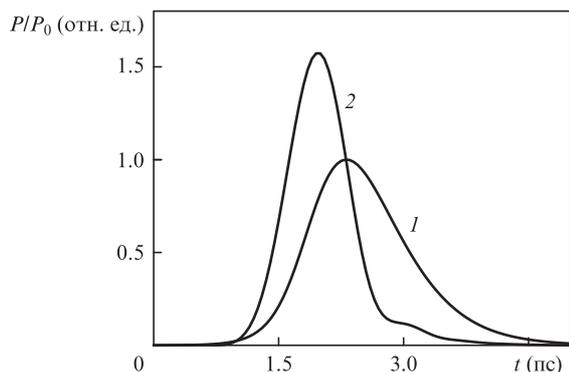


Рис.6. Огибающая выходного импульса дискового лазера в модели с интерферометром Жира–Турнуа с аномальной дисперсией, $\beta_2(\lambda_0) < 0$ (1), и огибающая импульса, полученного после компрессии выходного импульса на паре дифракционных решеток с нормальной дисперсией $\beta_2 = 3 \times 10^{-25} \text{ c}^2$ (2).

Несмотря на то что эта ЧМ несимметрична относительно «оси» импульса, проходящей через максимум огибающей, она дает возможность осуществить достаточно эффективную компрессию импульса на внешнем диспергирующем элементе, например призме или паре дифракционных решеток с нормальной дисперсией, $\beta_2 > 0$. На рис.6 показаны результаты моделирования процесса сжатия импульса, полученного в резонаторе дискового лазера с интерферометром с аномальной дисперсией, $\beta_2(\lambda_0) < 0$, на внешнем элементе с нормальной дисперсией (для простоты рассмотрен случай, когда высшие порядки дисперсии этого элемента пренебрежимо малы). Видно, что пиковая мощность импульса, представленного на рис.5,е, после компрессии может быть значительно (более чем в 1.5 раза) увеличена. Отметим, что асимметрия ЧМ приводит к асимметричному виду огибающей сжатого импульса.

5. Заключение

В работе рассмотрена численная модель дискового полупроводникового лазера с синхронизацией мод на основе полупроводникового зеркала SESAM. Построенная модель учитывает нелинейные эффекты насыщения усиления и поглощения в полупроводнике, в том числе модуляцию фазы, приводящую к ЧМ генерируемого импульса. Скорость и знак ЧМ зависят от параметров насыщающегося поглощения и насыщенного усиления, а также от глубины фазовой модуляции. Показано, что в зависимости от ширины полосы усиления импульс дискового лазера может приобретать монотонную либо знакопеременную ЧМ, причем в последнем случае огибающая и спектр импульса нестационарны.

Изучено влияние дисперсии второго порядка β_2 резонатора на ЧМ генерируемого импульса. Установлено, что при определенном значении нормальной дисперсии в резонаторе формируется импульс, близкий по характеристикам к спектрально ограниченному солитонному импульсу. При аномальной дисперсии генерируемый импульс имеет отрицательную ЧМ, при этом для подавления знакопеременной ЧМ требуемая аномальная дисперсия меньше необходимой для этого нормальной.

Рассмотрена возможность подстройки дисперсионных свойств резонатора с помощью поглощающего интерферометра Жира–Турнуа с различным знаком отстройки резонансной частоты ω_r от частоты в максимуме

усиления ω_0 . В его качестве может выступать как SESAM с оптимизированными характеристиками, так и специальный элемент – компенсатор дисперсии. Показано, что эффективное подавление знакопеременной ЧМ возможно при ограничении максимальной ДТП интерферометра-компенсатора. Граничное значение ДТП определяется величиной необходимой дисперсии β_2 и шириной спектра генерируемого импульса. Также показано, что использование интерферометра-компенсатора с малой ДТП приводит к дисперсионному расплыванию и снижению пиковой мощности генерируемого импульса.

Построенная модель и результаты настоящей работы могут быть востребованы при расчете резонаторов и оптимизации параметров дисковых лазеров. Кроме того, модель поглощающего интерферометра Жира–Турнуа может быть использована для управления дисперсионными характеристиками полупроводникового зеркала SESAM, широко применяемого в различных областях лазерной техники.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (в рамках Государственного задания и проекта № 14.Z50.31.0015).

- Okhotnikov O.G. (Ed.) *Semiconductor Disk Lasers. Physics and Technology* (Weinheim: Wiley-VCH, 2010).
- Baer C., Heckl O., Saraceno C., Schriber C., Krankel C., Sudmeyer T., Keller U. *Opt. Express*, **20**, 7054 (2012).
- Keller U., Tropper A.C. *Phys. Rep.*, **429**, 67 (2006).
- Scheller M., Wang T.L., Kunert B., Stolz W., Koch S.W., Moloney J.V. *Electron. Lett.*, **48** (10), 588 (2012).
- Wilcox K.G., Quarterman A.H., Apostolopoulos V., Beere H.E., Farrer I., Ritchie D.A., Tropper A.C. *Opt. Express*, **20** (7), 7040 (2012).
- Klopp P., Griebner U., Zorn M., Weyers M. *Appl. Phys. Lett.*, **98** (7), 071103 (2011).
- Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **38**, 1083 (2008).
- Keller U., Weingarten K.J., Kartner F.X., Kopf D., Braun B., Jung I.D., Fluck R., Honninger C., Matuschek N., Aus der Au J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2** (3), 435 (1996).
- Zhang Q., Jasim K., Nurmikko A.V., Mooradian A., Carey G., Ha W., Ippen E. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **16**, 885 (2004).
- Saarinen E.J., Härkönen A., Herda R., Suomalainen S., Orsila L., Hakulinen T., Guina M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **15**, 955 (2007).
- Lozano C., García-Fernández P., Mirasso C.R. *Opt. Commun.*, **123** (4), 752 (1996).
- Jiang W., Derickson D.J., Bowers J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29** (5), 1309 (1993).
- Saarinen E., Herda R., Okhotnikov O. J. *Opt. Soc. Am. B*, **24**, 2784 (2007).
- Paschotta R., Häring R., Garnache A., Hoogland S., Tropper A.C., Keller U. *Appl. Phys. B*, **75**, 445 (2002).
- Henry C.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18** (2), 259 (1982).
- Agrawal G.P., Bowden C.M. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **5** (6), 640 (1993).
- Isomäki A., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **14** (10), 4368 (2006).
- Fork R., Martinez O., Gordon J. *Opt. Lett.*, **9**, 150 (1984).
- Tempea G., Krausz F., Spielmann C., Ferencz K. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4** (2), 193 (1998).
- Gires F., Tournois P. C. R. *Acad. Sci. Paris*, **258**, 6112 (1964).
- Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).
- Золотовский И.О., Коробко Д.А., Остаточников В.А. *Квантовая электроника*, **45** (2), 136 (2015).
- Isomaki A., Vainionpaa A., Lytykainen J., Okhotnikov O.G. *Appl. Phys. Lett.*, **82** (17), 2773 (2003).
- Kopf D., Zhang G., Fluck R., Moser M., Keller U. *Opt. Lett.*, **21** (7), 486 (1996).
- Laporta P., Magni V. *Appl. Opt.*, **24**, 2014 (1985).