

Влияние мощности насыщения, глубины модуляции и времени релаксации насыщающегося поглотителя на параметры импульса солитонного волоконного лазера

А.А.Мастин, П.А.Рябочкина

Методом численного моделирования исследовано влияние мощности насыщения, глубины модуляции и времени релаксации насыщающегося поглотителя на энергию и форму импульса излучения волоконного солитонного лазера. Показано, что использование в волоконном лазере насыщающегося поглотителя с меньшей мощностью насыщения обеспечивает запуск импульсного режима генерации при меньшем значении усиления. Выявлено, что энергия лазерного импульса волоконного лазера уменьшается с увеличением мощности насыщения поглотителя, а также с увеличением времени релаксации его открытого состояния при фиксированном коэффициенте усиления. Показано также, что увеличение глубины модуляции насыщения поглотителя при фиксированном коэффициенте усиления приводит к уменьшению пиковой мощности и энергии импульса.

Ключевые слова: волоконный лазер, энергия солитона, насыщающийся поглотитель, параметр спектральной ограниченности.

1. Введение

Достоинством волоконных солитонных лазеров является то, что они позволяют получать импульсы субфемтосекундной длительности непосредственно в резонаторе лазера, без использования внешнего сжатия. Получение ультракоротких лазерных импульсов в волоконных лазерах в режиме пассивной синхронизации мод возможно с использованием насыщающихся поглотителей. Такими поглотителями могут служить структуры типа SESAM [1–4], а также пленки из углеродных материалов [5–7]. Действие насыщающихся поглотителей сводится к введению в резонатор лазера зависимых от мощности излучения потерь и модуляции профиля мощности лазерного излучения.

Пиковая мощность и энергия импульса волоконного лазера определяются совокупным действием всех компонентов резонатора лазера. В волоконном лазере, работающем в солитонном режиме, насыщающийся поглотитель запускает импульсную генерацию и поддерживает форму импульса. Дисперсия групповой скорости импульса лазерного излучения и нелинейные эффекты в резонаторе определяют форму импульса и ограничивают его максимальную энергию [8].

Насыщающие поглотители, используемые для синхронизации мод лазера, характеризуются мощностью насыщения, глубиной модуляции и временем релаксации открытого состояния. Время релаксации открытого состояния такого поглотителя определяет, насколько быстро он

восстанавливает вносимые им потери после прохождения лазерного импульса. Экспериментально было установлено, что длительность лазерного импульса, полученного в режиме синхронизации мод с использованием насыщающегося поглотителя, может быть значительно меньше времени релаксации открытого состояния поглотителя [9]. Исследованию этого явления впоследствии было посвящено большое количество публикаций, в качестве ключевых работ по моделированию можно выделить [9–13]. Полученные в них теоретические результаты соответствуют моделям твердотельных лазеров в рамках различных приближений к реальным устройствам. В работе [9] рассматривался поглотитель с бесконечно большим по сравнению с длительностью импульса временем релаксации. При условии слабого насыщения поглотителя было получено аналитическое выражение для профиля импульса. Используемая модель не учитывала нелинейные и дисперсионные эффекты среды.

Результаты исследования влияния действия слабо насыщенного поглотителя с временем релаксации, значительно меньшим длительности импульса, на основе моделирования с использованием уравнения Гинзбурга–Ландау представлены в [11–13]. Полученная таким образом модель волоконного лазера является примером использования распределенного подхода в моделировании. Суть данного подхода заключается в том, что все ключевые физические эффекты, отвечающие за генерацию оптических импульсов в лазерах с синхронизацией мод, учитываются в одном уравнении. Такой подход к моделированию сокращает время счета, что позволяет быстро и эффективно решать задачи оптимизации лазерных конструкций. Однако исследование влияния конкретных параметров элементов резонатора лазера возможно только в подходе, основанном на решении комплексного нелинейного уравнения Шрёдингера. Данное уравнение применяется для моделирования динамики импульса в пассивном и активном оптических волокнах, а также для построения моделей, применяемых при описании прохождения импуль-

А.А.Мастин. АУ «Технопарк Мордовия», Россия, 430034 Саранск, ул. Лодыгина, 3; e-mail: mastinaa@mail.ru

П.А.Рябочкина. Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, Россия, 430005 Саранск, ул. Большевикская, 68; e-mail: ryabochkina@freemail.mrsu.ru

Поступила в редакцию 16 августа 2019 г., после доработки – 17 ноября 2019 г.

са через дискретные элементы, такие как насыщающийся поглотитель и ответвитель [14].

В работе [15] получены оценочные выражения для длительности импульса, указаны механизмы формирования импульса с длительностью, меньшей времени релаксации поглотителя, а также описаны механизмы нарушения устойчивости импульса. Выявлено влияние нелинейности и дисперсии среды на устойчивость импульса.

Работы по исследованию роли времени релаксации поглотителя, приведенные в [9–13], используют линеаризованное представление динамики открытия поглотителя, полученное при условии слабого насыщения поглотителя. При этом не учитываются нелинейные и дисперсионные эффекты в резонаторе лазера. Для получения критериев устойчивости импульса используется представление о распределенном действии компонентов резонатора лазера. Результаты, полученные в работах [9–13], описывают динамику импульса в твердотельных лазерах и не могут быть в полной мере применены к волоконным лазерам, в которых нелинейные и дисперсионные эффекты существенным образом влияют на устойчивость импульса, что выражается, например, в появлении пьедестала на профиле импульса [16].

Результаты экспериментальных исследований влияния конечности времени релаксации открытого состояния поглотителя на условия импульсной генерации в волоконных лазерах представлены в [17–19]. Авторами [16–18] показано, что поглотитель с малой мощностью насыщения обеспечивает устойчивый запуск импульсного режима генерации лазера при низком уровне накачки, а поглотитель с большой мощностью насыщения позволяет стабилизировать условия генерации. В работе [16] методом численного моделирования изучено влияние времени релаксации насыщаемых потерь нелинейного поглотителя на структуру солитонного импульса волоконного лазера с различной длиной резонатора.

Обобщая результаты исследований солитонного режима волоконных лазеров, полученные различными авторами, следует отметить, что на данный момент недостаточно полно изучено влияние времени релаксации открытого состояния поглотителя с различными значениями мощности насыщения на условия запуска импульсного режима генерации и возможности повышения максимальной энергии лазерного импульса.

Цель настоящей работы – исследование методом численного моделирования влияния мощности насыщения, глубины модуляции и времени релаксации открытого состояния насыщающегося поглотителя на пиковую мощность и энергию импульса солитонного волоконного лазера. Результаты таких исследований необходимы при разработке насыщающихся поглотителей с заданными параметрами для повышения эффективности работы импульсных волоконных лазеров.

2. Описание численной модели

Методом численного моделирования мы исследовали влияние мощности насыщения, времени релаксации и глубины модуляции насыщающегося поглотителя на условия запуска и срыва одноимпульсного режима лазерной генерации за время полного обхода импульсом резонатора.

В общем случае динамика импульса в активном волокне резонатора лазера описывается нелинейным уравнением Шрёдингера в частотном представлении [8]:

$$\frac{dU(z, \omega)}{dz} = i \sum_{n=2}^3 \beta_n \omega^n U(z, \omega) + i\gamma G(z, \omega) + \left(1 - \frac{\omega^2}{\Omega^2}\right) g(z) U(z, \omega), \quad (1)$$

где ω – отстройка частоты спектральной компоненты лазерного импульса от несущей частоты импульса ω_0 ; z – координата вдоль оси резонатора волоконного лазера;

$$U(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(z, t) \exp(-i\omega t) dt$$

– спектральная амплитуда поля импульса; $\tilde{U}(z, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда поля импульса (профиль);

$$G(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{U}(z, t)|^2 \tilde{U}(z, t) \exp(-i\omega t) dt$$

– фурье-образ функции фазовой самомодуляции поля импульса; β_n – коэффициенты дисперсии групповой скорости импульса; γ – коэффициент керровской нелинейности среды; Ω – параметр параболической линии усиления активной среды.

Вследствие дисперсии групповой скорости и фазовой самомодуляции частота импульса не является постоянной вдоль профиля импульса. Распределение частоты (длины волны) вдоль профиля импульса (чирп) может быть получено из выражения

$$\omega_{ch}(z, t) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\arctan \frac{\text{Im} \tilde{U}(z, t)}{\text{Re} \tilde{U}(z, t)} \right). \quad (2)$$

Длина волны импульса вдоль его профиля (чирп) в момент времени t определяется как

$$\lambda_{ch}(z, t) = \frac{2\pi c}{\omega_{ch}(z, t) + \omega_0}, \quad (3)$$

где c – скорость света.

Для коэффициента усиления активной среды имеем

$$g(z) = g_0 \left(1 + \frac{E(z)}{P_g T_R} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где g_0 – коэффициент усиления слабого сигнала; P_g – мощность насыщения активной среды; T_R – время обхода резонатора импульсом;

$$E(z) = \int P_A(z, t) dt \quad (5)$$

– энергия импульса;

$$P_A(z, t) = |\tilde{U}(z, t)|^2 \quad (6)$$

– профиль мощности импульса.

Интенсивность спектра импульса записывается в виде

$$P_\omega(z, t) = |U(z, t)|^2, \quad (7)$$

пиковая мощность определяется как

$$U_p(z) = \max(P_A(z, t)). \quad (8)$$

Динамика насыщаемых потерь пассивного нелинейного поглотителя описывается уравнением [8, 14]

$$\frac{\partial q(t)}{\partial t} = -\frac{q(t) - q_0}{\tau_a} - \frac{q(t)|\tilde{U}(z, t)|^2}{\tau_a P_a}, \quad (9)$$

где $q(t)$ – коэффициент поглощения сигнала поглотителем; q_0 – коэффициент поглощения слабого сигнала; τ_a – время релаксации насыщенного состояния поглотителя; P_a – мощность насыщения потерь поглотителя.

В работе [20] проведен расчет параметра спектральной ограниченности, который определяется как произведение ширины спектра на длительность импульса. Ширина спектра и длительность импульса соответствовали ширине профилей функций $P_\omega(z, \omega)$ и $P_A(z, t)$ на полувысоте. Для профилей, описываемых функцией Гаусса или sech-функцией, параметры спектральной ограниченности равны 0.441 и 0.315 соответственно [20].

В настоящей работе условия импульсной генерации исследовались для кольцевого волоконного лазера, схема которого представлена на рис.1. Он состоит из мультиплексора 1 для ввода накачки, активного волокна 2 длиной L_1 , делителя мощности 3, пассивного нелинейного поглотителя 4 и пассивного волокна 5 длиной L_2 . Моделирование осуществлялось для волоконного лазера, в качестве активной среды которого выбиралось волокно, легированное ионами Tm^{3+} . При моделировании не учитывались частотные фильтрующие свойства элементов резонатора. Предполагалось, что импульс в резонаторе лазера распространяется по часовой стрелке и 60% его энергии выводится из резонатора с помощью делителя мощности.

Моделирование выполнялось для волоконных лазеров с насыщающимися поглотителями со следующими параметрами:

- 1) большая мощность насыщения ($P_a = 50$ Вт) и бесконечно малое время релаксации ($\tau_a = 0$);
- 2) большая мощность насыщения ($P_a = 50$ Вт) и конечное время релаксации ($\tau_a = 5$ пс);
- 3) малая мощность насыщения ($P_a = 5$ Вт) и бесконечно малое время релаксации ($\tau_a = 0$);
- 4) малая мощность насыщения ($P_a = 5$ Вт) и конечное время релаксации ($\tau_a = 10$ пс).

Далее по тексту волоконные лазеры с указанными параметрами будут обозначаться как лазеры 1, 2, 3 и 4 соот-

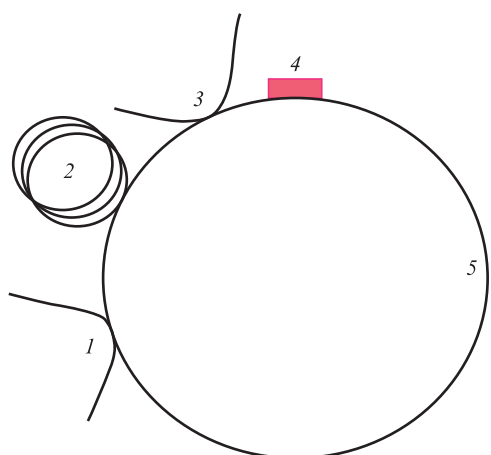


Рис.1. Схема кольцевого волоконного лазера, для которого осуществлялось моделирование структуры солитонного импульса.

ветственно. Остальные параметры резонаторов лазеров 1–4 были одинаковыми, их значения приведены ниже.

Дисперсия групповой скорости импульса в пассивном волокне β_2 ($ps^2 \cdot m^{-1}$)	-0.0695
Дисперсия третьего порядка групповой скорости в пассивном волокне β_3 ($ps^3 \cdot m^{-1}$)	0.0003
Дисперсия групповой скорости импульса в активном волокне β_2 ($ps^2 \cdot m^{-1}$)	-0.012
Коэффициент нелинейности волокна γ ($Wt^{-1} \cdot m^{-1}$)	0.0012
Мощность насыщения активной среды P_g (Вт)	0.02
Длина активного волокна L_1 (м)	0.3
Длина пассивного волокна L_2 (м)	1
Параметр линии усиления активной среды [20] Ω (ps^{-1})	36
Доля излучения, выводимого делителем мощности (%)	60

Приведенные значения дисперсии и нелинейности соответствуют таковым для волокна SMF 28 [21]. При $\Omega = 36$ ps^{-1} ширина полосы усиления с максимумом на $\lambda = 1930$ нм равна 100 нм [21]. Считалось, что профиль усиления активной среды параболический [8, 9, 12–14, 18, 19].

Для определения структуры импульса излучения волоконного лазера уравнение (1) численно решалось в среде Matlab с использованием вычислительной процедуры ode45. Поиск решения осуществлялся в процессе многократного прохода импульса по резонатору. Оптимальный вариант выбирался при условии стабилизации профиля импульса. Как правило, для получения оптимального решения требовалось 100–150 проходов импульса по резонатору.

3. Результаты моделирования и их обсуждение

На рис.2 представлены зависимости пиковой мощности и энергии импульса лазеров 1–4 от коэффициента усиления g_0 в режиме одноимпульсной генерации при глубине модуляции поглотителя $q_0 = 0.1$. Точки на кривых соответствуют максимальным значениям энергии и пиковой мощности импульса при максимальном усилении, когда еще сохраняется одноим-

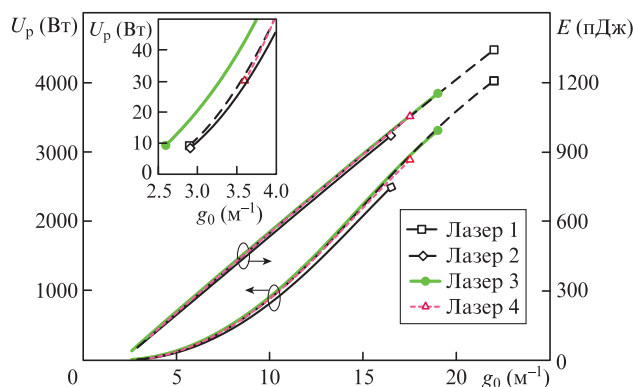


Рис.2. Зависимости пиковой мощности U_p и энергии импульсов E волоконных лазеров 1–4 от коэффициента усиления g_0 . Точками обозначены максимальные значения U_p и E , соответствующие срыву одноимпульсного режима. На вставке – начальные участки зависимости $U_p(g_0)$. Цветные варианты рис.2, а также рис.3 и 4 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

пульсный режим генерации. При дальнейшем увеличении усиления происходит срыв одноимпульсного режима генерации и возникновение второго солитона на период обхода резонатора импульсом.

Из рис.2 следует, что максимальные пиковая мощность и энергия импульса достигаются для волоконного лазера 1, в котором насыщающийся поглотитель имеет наибольшую мощность насыщения и минимальное время релаксации насыщенных потерь. Увеличение времени релаксации открытого состояния насыщающегося поглотителя для лазера 2, как и уменьшение мощности насыщения поглотителя для лазера 3, приводит к уменьшению максимальных достигаемых пиковой мощности и энергии импульса.

На вставке к рис.2 показаны начальные участки зависимости пиковой мощности импульса от коэффициента усиления активного волокна в лазерах 1–4. Видно, что наименьший коэффициент усиления, необходимый для запуска импульсной генерации, достигается в лазере 3, в котором насыщающийся поглотитель характеризуется меньшим значением мощности насыщения, чем поглотители в лазерах 1 и 2, и минимальным временем релаксации насыщенного состояния. Увеличение времени релаксации насыщенного состояния поглотителя для этого лазера привело к существенному увеличению минимального коэффициента усиления, необходимого для запуска импульсного режима.

Механизм срыва одноимпульсного режима при увеличении коэффициента усиления можно объяснить, используя данные, приведенные на рис.3, где в логарифмическом масштабе представлены профиль мощности P_A (в зависимости от времени t) и интенсивность спектра импульса P_ω (в зависимости от длины волны λ) на выходе из резонатора лазера, соответствующие максимальному значению энергии импульса лазера 4 (см. рис.2).

Из рис.3,а видно, что профиль мощности импульса состоит из центрального пика и широкого пьедестала. Длины волн чирпа профиля мощности соответствуют длинам волн пиков Келли спектра импульса [16]. Срыв одноимпульсного режима генерации лазера происходит из-за нестабильностей на профиле мощности, возникающих непосредственно за центральным пиком вследствие конечности времени релаксации насыщаемых потерь поглотителя, что согласуется с результатами работ [12, 15]. Рост нестабильностей приводит к возникновению за центральным пиком профиля импульса дополнительного пика. Вследствие динамики усиления активной среды дополнительный пик будет запаздывать относительно центрального пика импульса на время, равное половине периода обхода импульсом резонатора [15]. Таким образом, механизм нарушения одноимпульсного режима обусловлен ростом нестабильностей за центральным пиком импульса.

Конечность времени релаксации потерь поглотителя приводит к смещению спектра импульса в длинноволновую область [16]. Такое смещение является результатом уменьшения потерь, вносимых поглотителем в профиль интенсивности за центральным пиком импульса, при увеличении времени релаксации потерь. Для солитонного импульса эта часть профиля имеет чирп с большими длинами волн, чем центральный пик (см. рис.3). Таким образом, происходит усиление длинноволновых компонент импульса и смещение спектра в длинноволновую область полосы усиления. Данное смещение объясняет необходи-

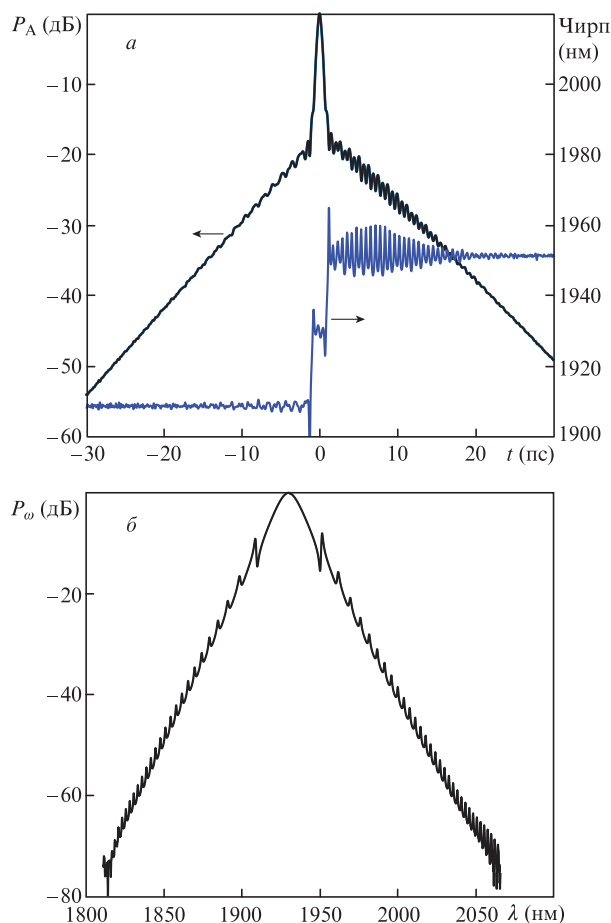


Рис.3. Профиль мощности и чирп импульса (а), а также спектр импульса (б) лазера 4, соответствующие его максимальной энергии.

мость повышения усиления для запуска стабильного импульсного режима в лазере 3. При запуске импульсного режима из-за низкой пиковой мощности импульса его спектр характеризуется небольшой шириной. Смещение спектра импульса генерации в длинноволновую область к краю полосы усиления активной среды в данных условиях приводит к уменьшению эффективности усиления импульса и росту нестабильностей в центре полосы усиления. В результате происходит дестабилизация условий генерации. Для создания условий устойчивой генерации необходимо повышать усиление для увеличения пиковой мощности импульса и расширения спектра. Импульс с более широким спектром при смещении в длинноволновую часть спектра получит необходимое усиление для поддержания стабильных условий генерации.

На рис.4 представлены зависимости ширины спектра и длительности импульса на полувысоте для волоконных лазеров 1–4. Из рисунка следует, что увеличение коэффициента усиления приводит к уменьшению длительности импульса и к увеличению ширины спектра.

На рис.5 приведены зависимости параметра спектральной ограниченности от g_0 для лазеров 1–4. Видно, что они имеют локальный максимум. Из рисунка также следует, что профиль импульса волоконных лазеров 1–4 приближенно описывается sech -функцией, для которой параметр спектральной ограниченности равен 0.315.

На рис.6 показаны зависимости пиковой мощности и энергии импульса волоконного лазера от времени релаксации открытого состояния поглотителей при мощности

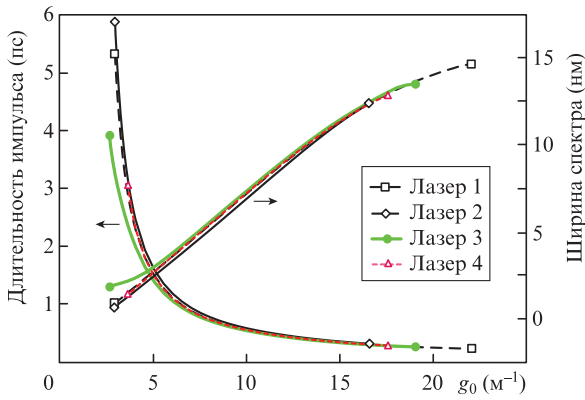


Рис.4. Зависимости ширины спектра и длительности импульса для волоконных лазеров 1–4 от коэффициента усиления.

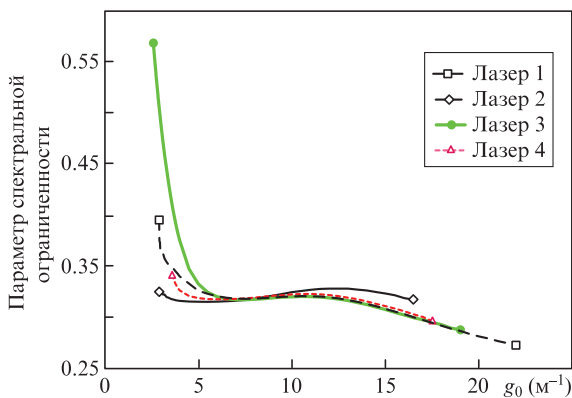


Рис.5. Зависимости параметра спектральной ограниченности для волоконных лазеров 1–4 от коэффициента усиления.

насыщения 50 и 5 Вт и фиксированном коэффициенте усиления $g_0 = 14 \text{ м}^{-1}$. Для каждого значения мощности насыщения поглотителя соответствующие зависимости ограничены максимальным значением времени релаксации его открытого состояния, при котором сохраняется одноимпульсный режим. При большем значении времени релаксации поглотителя импульс перестает быть устойчивым, и к моменту завершения обхода импульсом резонатора появляется второй солитон.

Из рис.6 видно, что уменьшение мощности насыщения поглотителя при фиксированном коэффициенте уси-

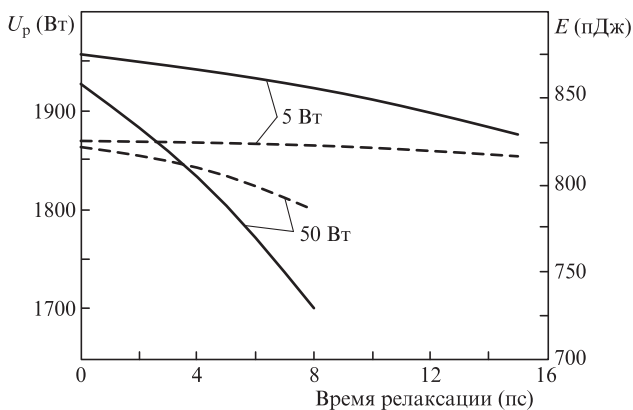


Рис.6. Зависимости пиковой мощности (сплошные кривые) и энергии импульса (штриховые кривые) от времени релаксации открытого состояния поглотителя для лазеров 1–4 при мощности насыщения поглотителя 50 и 5 Вт и $g_0 = 14 \text{ м}^{-1}$.

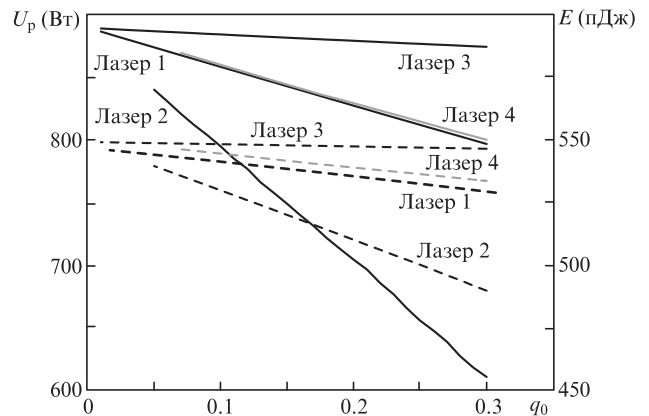


Рис.7. Зависимости пиковой мощности (сплошные кривые) и энергии импульса (штриховые кривые) от глубины модуляции поглотителя для лазеров 1–4 при $g_0 = 10 \text{ м}^{-1}$.

ления приводит к увеличению пиковой мощности и энергии импульса. С увеличением времени релаксации энергия импульса уменьшается, что согласуется с результатами, полученными нами ранее [16]. При этом, если время релаксации открытого состояния насыщающегося поглотителя превысит некоторое определенное значение, энергия импульса достигает максимума при данном усилении, и одноимпульсная генерация срывается. Отметим также, что срыв генерации для лазера с поглотителем, характеризующимся большей мощностью насыщения, происходит при меньших временах релаксации.

Результаты моделирования, показывающие влияние глубины модуляции поглотителя на энергию и пиковую мощность лазерного импульса при фиксированном $g_0 = 10 \text{ м}^{-1}$, представлены на рис.7. Видно, что при фиксированном коэффициенте усиления с увеличением глубины модуляции пиковая мощность и энергия импульса уменьшаются. Начальные значения глубины модуляции соответствуют возникновению импульсной генерации при $g_0 = 10 \text{ м}^{-1}$. Из сравнения соответствующих зависимостей для лазеров 1, 2 и 3, 4 следует, что увеличение времени релаксации открытого состояния насыщающегося поглотителя приводит к увеличению минимальной глубины модуляции, отвечающей началу импульсной генерации.

На рис.8 показаны зависимости максимальных пиковой мощности и энергии импульса от времени релаксации открытого состояния поглотителя при мощности насыщения 50 и 5 Вт. Видно, что при бесконечно малом времени релаксации открытого состояния поглотителя

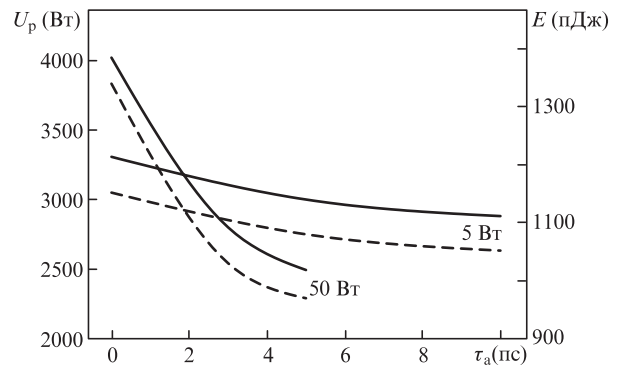


Рис.8. Зависимости максимальной пиковой мощности (сплошные кривые) и максимальной энергии импульса (штриховые кривые) от времени релаксации открытого состояния насыщающегося поглотителя при мощности насыщения 50 и 5 Вт.

большее значение энергии импульса достигается в лазере с поглотителем, характеризующимся большей мощностью насыщения. При увеличении времени релаксации открытого состояния поглотителя максимальная энергия импульса в лазере с поглотителем с большой мощностью насыщения уменьшается быстрее, чем в лазере, в резонаторе которого находится поглотитель с меньшей мощностью насыщения. Это приводит к тому, что максимально возможная энергия импульса в лазере с поглотителем с меньшей мощностью насыщения и определенным значением времени релаксации открытого состояния будет выше максимально возможной энергии импульса лазера с поглотителем с большей мощностью насыщения и с тем же значением времени релаксации открытого состояния. Таким образом, начиная с некоторого определенного значения времени релаксации открытого состояния, которое соответствует точке пересечения зависимостей на рис.8, поглотитель с меньшей мощностью насыщения позволяет достичь большей энергии импульса, чем поглотитель с большей мощностью насыщения.

4. Заключение

Методом численного моделирования показано, что эффективность использования насыщающегося поглотителя с большей мощностью насыщения для достижения максимальной энергии импульса волоконного лазера повышается с уменьшением времени релаксации его открытого состояния. Увеличение времени релаксации открытого состояния насыщающегося поглотителя при фиксированном коэффициенте усиления приводит к уменьшению максимально достижимой энергии импульса.

Уменьшение мощности насыщения и времени релаксации потерь поглотителя позволяет запустить импульсный режим при меньшем коэффициенте усиления. Увеличение глубины модуляции насыщения поглотителя при фиксированном коэффициенте усиления приводит к уменьшению пиковой мощности и энергии лазерного импульса.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для эффективного запуска импульсного режима генерации волоконного лазера необходимо использовать составной насыщающийся поглотитель, состоящий из поглотителя с малой мощностью насыщения и минимальным временем релаксации потерь, который позволяет запустить им-

пульсный режим при минимальном усилении, и поглотителя с большой мощностью насыщения и минимальным временем релаксации открытого состояния – для увеличения максимальной энергии импульса.

Для получения устойчивого режима одноимпульсной генерации с определенной энергией импульса целесообразно использовать комбинацию насыщающихся поглотителей с характерными значениями параметров.

1. Haiml M., Grange R., Keller U. *Appl. Phys. B*, **79**, 331 (2004).
2. Diebold A., Zengerle T., Alfieri C.G.E., Schriber C., Emaury F., Mangold M., Hoffmann M., Saraceno C.J., Golling M., Follman D., Cole G.D., Aspelmeyer M., Südmeyer T., Keller U. *Opt. Express*, **24**, 10512 (2016).
3. Spühler G.J., Weingarten K.J., Grange R., et al. *Appl. Phys. B*, **81**, 27 (2005).
4. Orsila L., Härkönen A., Hyyti J., Guina M., Steinmeyer G. *Opt. Lett.*, **39**, 4384 (2014).
5. Kobtsev S., Ivanenko A., Gladush Yu.G., Nyushkov B., Kokhanovskiy A., Anisimov A.S., Nasibulin A.G. *Opt. Express*, **24**, 28768 (2016).
6. Guo H., Hou L., Wang Yo., Sun J., Lin Q., Bai Ya., Bai J. *J. Lightwave Technol.*, **37**, 2370 (2019).
7. Yamashita Sh. *J. Lightwave Technol.*, **30**, 427 (2012).
8. Okhotnikov O.G. *Fiber Lasers* (Weinheim: Wiley, 2012).
9. Haus H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11** (9), 736 (1975).
10. Harter D.J., Band Y.B., Ippen E.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21** (8), 1219 (1985).
11. Sergeev A.M., Vanin E.V., Wise F.W. *Opt. Commun.*, **140** (1–3), 61 (1997).
12. Kurtner F.X., der Au J.A., Keller U. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4** (2), 159 (1998).
13. Akhmediev N.N., Ankiewicz A., Lederer M.J., Luther-Davies B. *Opt. Lett.*, **23** (4), 280 (1998).
14. Яруткина И.А. Канд. дис. (Ин-т вычисл. технологий СО РАН, Новосибирск, 2014).
15. Paschotta R.P., Keller U. *Appl. Phys. B*, **73**, 653 (2001).
16. Мастин А.А., Рябочкина П.А. *Квантовая электроника*, **49** (9), 816 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (9), 816 (2019)].
17. Guina M., Xiang N., Vainionpää A., Okhotnikov O., Sajavaara T., Keinonen J. *Opt. Lett.*, **26**, 1809 (2001).
18. Gumenyuk R., Okhotnikov O.G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 1 (2012).
19. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Гуменюк Р.В., Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **45** (1), 26 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (1), 26 (2015)].
20. Diels J.C., Rudolph W. *Ultrashort Laser Pulse Phenomenon: Fundamentals, Techniques and Applications on Femtosecond Time Scale* (New York: Academic Press, 1996).
21. Li H., Liu J., Cheng Z., Xu J., Tan F., Wang P. *Opt. Express*, **23**, 6292 (2015).