

# Идентификация режимов генерации солитонов и солитонных молекул в туллиевом лазере с синхронизацией мод на основе насыщенного поглотителя.

## 1. СОСТАВ КОЛЛЕКТИВА

1. Урынбасаров М., бак. ММФ НГУ, лаборант НГУ; исполнитель.
2. Беднякова А.Е., к.ф.-м.н., старший преподаватель; руководитель.
3. Контактное лицо — Урынбасаров М., *m.urynbasarov@g.nsu.ru*

## 2. НАУЧНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

### 2.1. Постановка задачи

В данной квалификационной работе представлено исследование образования многосолитонных комплексов в туллиевом волоконном лазере, используя насыщающийся поглотитель на основе двустенных углеродных нанотрубках (ДУНТ). Были поставлены следующие задачи:

1. Реализовать схему туллиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод на основе эффектов нелинейного вращения поляризации и насыщающегося поглотителя на основе двустенных углеродных нанотрубок.
2. Проверить качественное согласование с экспериментом и продемонстрировать такие же режимы генерации: одиночный импульс, пара связанных солитонов и многоимпульсный.
3. Реализовать программный комплекс для моделирования различных конфигураций волоконных лазеров.

### 2.2. Современное состояние проблемы

На сегодняшний день рост скорости передачи данных в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) уступает быстрорастущему спросу на скорость передачи данных. Одним из способов решения данной проблемы является кодирование и передача информации с помощью солитонных молекул, использование которых позволяет увеличить пропускную способность информационного канала. Ещё одним методом увеличения скорости передачи информации в ВОЛС, который может быть использован совместно с концепцией солитонных молекул, является расширение спектрального диапазона в длинноволновую область (~2 мкм). Однако, основные характеристики и динамика солитонных молекул в данной спектральной области остаются мало изученными. В области 2 мкм обычные насыщающиеся поглотители обладают малой глубиной модуляции и большим временем релаксации и, таким образом, не способны обеспечить стабильную генерацию связанных солитонных состояний. В данной квалификационной работе представлено исследование образования многосолитонных комплексов в туллиевом волоконном лазере, используя насыщающийся поглотитель на основе двустенных углеродных нанотрубках (ДУНТ). Численное моделирование, основанное на векторном нелинейном уравнении Шрёдингера, демонстрирует переход от генерации одиночных солитонов к генерации связанных солитонных состояний. Также был написан программный комплекс, в котором был смоделирован туллиевый волоконный лазер. Результаты моделирования показывают, что использование ДУНТ обеспечивает формирование устойчивых одно- и многосолитонных структур в

длинноволновой области. Переход в длинноволновую область совместно с принципом кодирования информации солитонными молекулами открывает новые возможности для повышения пропускной способности ВОЛС.

### 2.3. Описание работы

В данной работе была выполнено математическое моделирование тулиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод [1]. Синхронизация мод была достигнута за счет использования насыщающегося поглотителя на основе двустенных углеродных нанотрубок и эффекта нелинейного вращения поляризаций. Система представляет собой резонатор длиной ~3,4 метра, включающий в себя волокно обогащенное тулием. Активное волокно имеет геометрические параметры одномодового пассивного волокна SMF-28 согласно стандарту [2]. Входной импульс генерировался в резонаторе Фабри-Перо, с усилителем на основе волокна обогащенного эрбием, и подавался через спектральный уплотнитель каналов. Также в схеме использовался поляризационный светоделитель, отсекающий ортогональную компоненту линейной поляризации, и волноотводный ответвитель. Схема представлена на Рис. 2.1

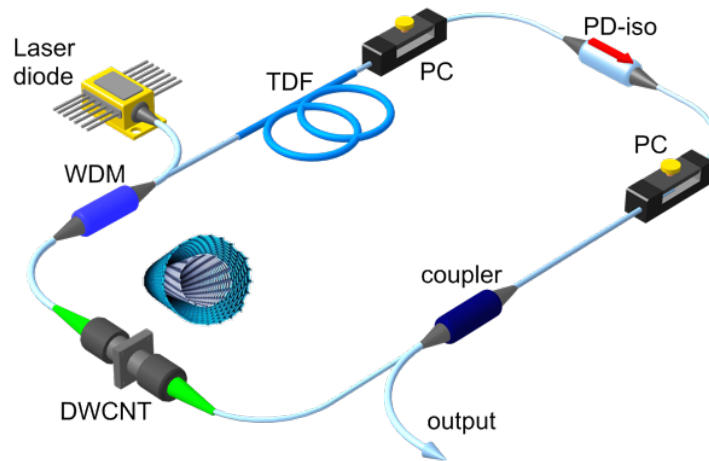


Рис. 2.1. Схема волоконного лазера.

Для описания сигнала распространения сигнала в световоде использовалась система обобщенных нелинейных уравнений Шредингера (ОНУШ) для круговых поляризаций [3, 4].

$$\frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} = \left[ -\frac{\alpha - g}{2} + i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - i\gamma I \pm i\frac{\gamma}{3} (|E_+|^2 - |E_-|^2) \right] E_{\pm} \quad (2.1)$$

$$I = (|E_+|^2 + |E_-|^2), \quad E_{\pm} = \frac{E_1 \pm iE_2}{\sqrt{2}},$$

где  $E_{\pm}$  огибающие электромагнитного поля правой и левой круговых поляризаций,  $\alpha = 14$  дБ/км (2.54 дБ/км), коэффициент затухания,  $g$  коэффициент усиления (с эффектом насыщения),  $\beta_2 = -74$  пс<sup>2</sup>/км (-76 пс<sup>2</sup>/км), коэффициент дисперсии второго порядка,  $\gamma = 0.78$  1/Ватт/км, коэффициент нелинейности,  $E_{1/2}$  вертикальная и горизонтальная компоненты линейной поляризации. Числа указанные в скобках относятся к активному волокну. Суммарная длина волокна в установке – 3.4 м. Длина отдельного отрезка пассивного волокна – 0.6 м. Длина активного волокна – 1 м. Данные уравнения решались численно с помощью симметричной схемы метода Фурье расщепления по физическим процессам.

### 2.3.1. Активное волокно

Активный световод легированный ионами тулия компенсирует оптические потери в световоде. Коэффициент усиления с учётом эффекта насыщения и фильтрации усиления можно записать в следующем виде:

$$g(E_{\pm}) = \frac{g_0}{1 + \frac{E}{E_{satG}}}, \quad E = \int_{T_R/2}^{-T_R/2} (|E_+|^2 + |E_-|^2) dt \quad (2.2)$$

где  $E$  энергия сигнала в резонаторе,  $g_0 = 40$  дБ/м, усиление малого сигнала,  $T_R = 0.0164$  мс, время обхода резонатора,  $P_{satG} = 10$  Ватт, мощность насыщения волокна,  $E_{satG} = T_R \cdot P_{satG}$  энергия насыщения. Коэффициент преломления равен 1.45.

Профиль усиления в частотной области был взят в форме Лоренциана:

$$L(\omega) = \frac{\frac{1}{2}FWHM}{\pi \left( \omega^2 + \left( \frac{1}{2}FWHM \right)^2 \right)} = \frac{1}{\frac{\pi FWHM}{2} \left( \frac{4\omega^2}{FWHM^2} + 1 \right)}, \quad (2.3)$$

где  $FWHM = 100$  нм, полуширина на полувывсоте, или, в нашем случае, ширина фильтра.

### 2.3.2. Насыщающийся поглотитель

Действие насыщающегося поглотителя на основе двустенных нанотрубок описывалось следующим уравнением:

$$\alpha(P_{\pm}) = \frac{\alpha_0}{(1 + P_{\pm}/P_{sat})} + \alpha_{ns} \quad (2.4)$$

где  $\alpha(P_{\pm})$  коэффициент поглощения,  $P_{\pm}$  пиковая мощность,  $\alpha_0 = 64\%$ , насыщающееся поглощение,  $\alpha_{ns} = 36\%$ , ненасыщающееся поглощение,  $P_{sat} = 10$ , Ватт мощность насыщения (пиковая мощность необходимая для уменьшения коэффициента поглощения вдвое от начального значения). Значения  $\alpha_0$ ,  $\alpha_{ns}$ ,  $P_{sat}$  получены экспериментально.

### 2.3.3. Поляризационный контроллер и поляризационный светоделитель

Поляризационный контроллер состоит из полу- и четверть-волновых пластинок. Их действие на электромагнитное поле, имеющее круговую поляризацию, может быть записано в виде матриц Джонса:

$$W_{\lambda/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 - i & 0 \\ 0 & 1 + i \end{pmatrix}, \quad W_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

где  $W_{\lambda/2}$  и  $W_{\lambda/4}$  – операторы для полу- и четверть- волновых пластинок, соответственно. Чтобы описать действие пластинки под наклоном  $\alpha$ , нужно также применить матрицы поворота  $R(\alpha)$ :

$$M(\alpha) = R(\alpha) W_i R(-\alpha). \quad (2.6)$$

Поляризационный светоделитель отделяет вертикальную линейную поляризацию. В силу того, что поляризационный светоделитель расположен перед поляризационным контроллером, для двух последовательно стоящих волновых пластинок уравнение значительно упростится:

$$E_{\pm} = E_1 e^{\pm i\psi} \cos \left( \chi \mp \frac{\pi}{4} \right), \quad (2.7)$$

где  $\psi$  – угол поворота полу-волновой пластинки,  $\chi$  – угол поворота четверть-волновой пластинки.

## 2.4. Полученные результаты

Результаты выходных данных сравнивались с экспериментальными [1]. Были получены различные режимы генерации (Рис.2.5), среди которых можно выделить одноимпульсный режим, многоимпульсные режимы и связанные солитонные состояния.

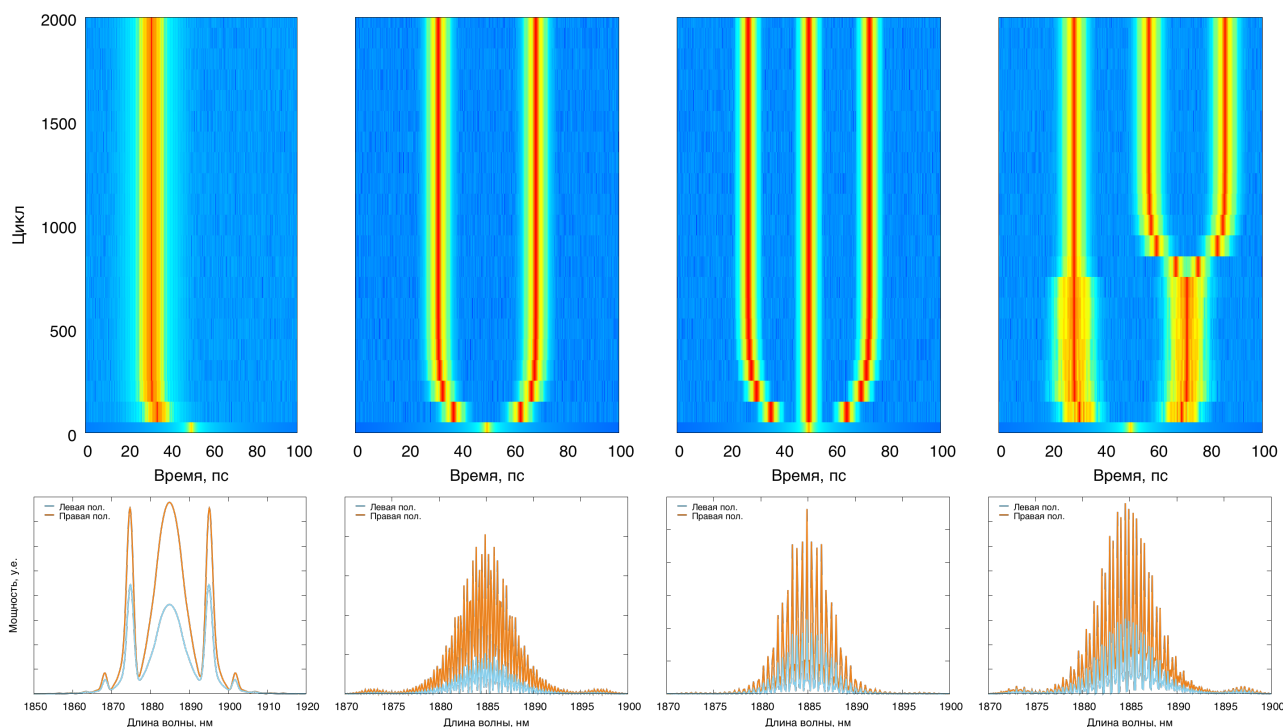


Рис. 2.2. Различные режимы генерации.  
Сверху: вид временной области, снизу: спектр на последнем цикле.

Устойчивость проверялась на последних 100 циклах симуляции по данному условию:

$$\frac{|P_{peakmax} - P_{peakmin}|}{P_{peakmax}} < 0.01 \quad (2.8)$$

Численно получены различные режимы генерации. На рисунке 2.2 изображена пространственно-временная динамика выходного излучения, измеренная на протяжении 2000 обходов резонатора, и спектры соответствующие последнему циклу для каждого примера. Было обнаружено, что изменение поворота пластинок в ПК при фиксированной мощности накачки ведет к переходу от генерации одиночного солитона к генерации связанных солитонных состояний. При стабильной генерации были обнаружены только импульсы с фиксированным расстоянием между парами. Также увеличение мощности накачки ведет к образованию многоимпульсных сигналов.

Функция автокорреляции имеет форму квадратного секанса. В эксперименте наблюдались три режима, полученные численно. Далее рассмотрим каждый из них и сравним с экспериментом.

Первый режим (Рис.2.3а и соответственно Рис.2.4 А) — это генерация одиночного солитона, о чём свидетельствуют полосы боковых частот Келли.

Второй режим — это генерация связанных солитонов, о чем можно судить по функции автокорреляции имеющую три вершины с соотношением амплитуд 1:2:1, что говорит о существовании импульсов с одинаковой амплитудой и расстоянием между ними, равного 1.8 пс, что в три раза меньше самой длительности импульсов. Как видно, настройка ПК влечет многоимпульсную генерацию. Спектр модулирован высоким контрастом, в силу разности фаз между импульсами, равного  $\pi$ . Солитонные

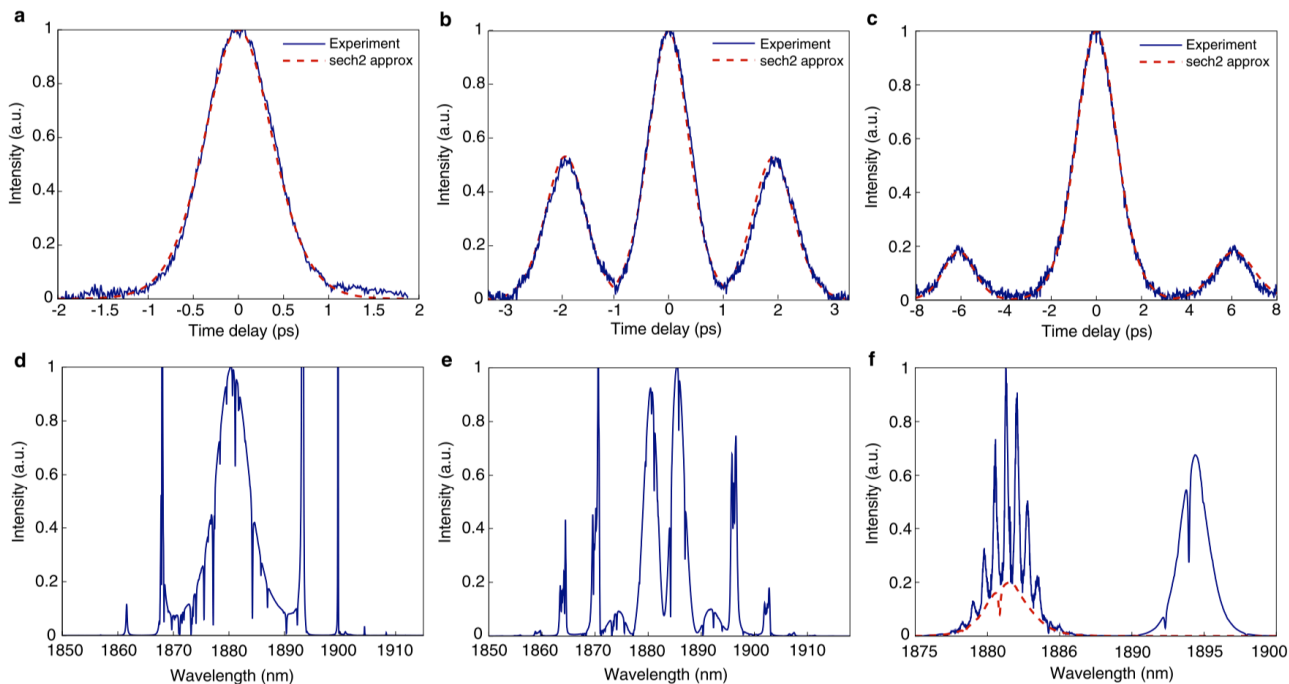


Рис. 2.3. Экспериментальные данные.  
Сверху: функция автокорреляции, снизу: частотная область.

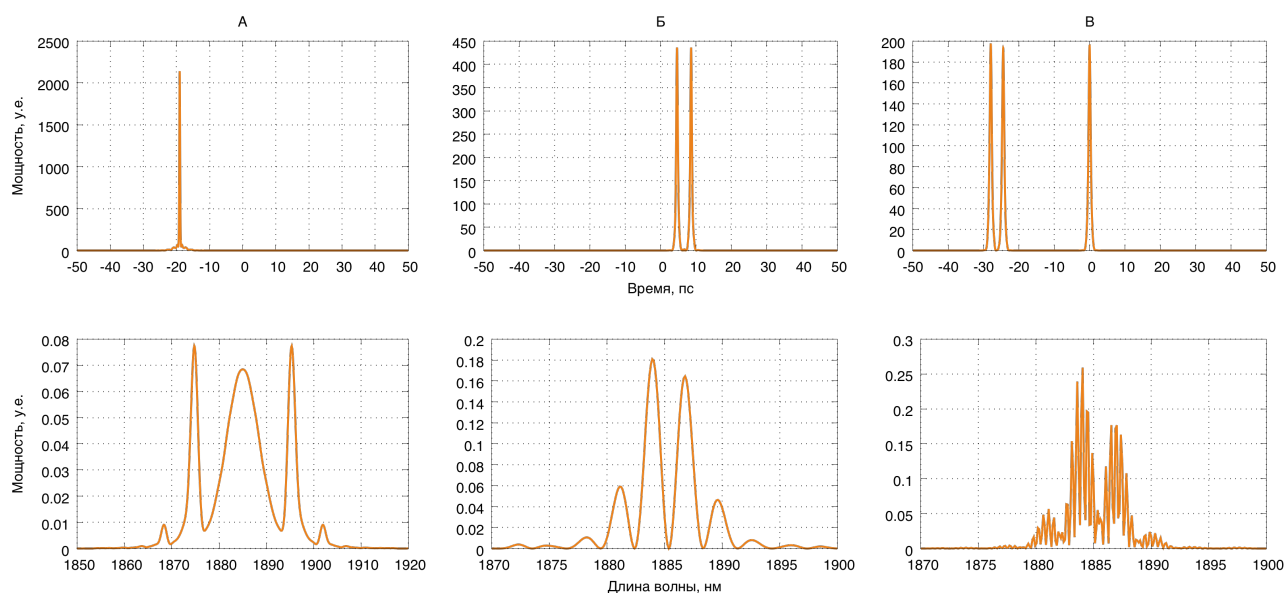


Рис. 2.4. Данные численного эксперимента.  
Сверху: временная область, снизу: частотная область.

молекулы, генерация которых наблюдалась в эксперименте, являлись устойчивыми, с фиксированным расстоянием между импульсами на протяжении нескольких часов работы лазера в лабораторных условиях.

Третий режим — многоимпульсный. Увеличение мощности накачки привело к одновременной генерации солитонной пары и одиночного солитона распространяющимся с разными групповыми скоростями. Модуляция спектра имеет низкий контраст, поскольку одиночный солитон не синхронизирован с солитонной парой (фазы не синхронизированы). Подробно данный режим описан в работе Ахмедиева [5]. Существование второго спектрального пика на 1894 нм не может быть объяснено с помощью используемой численной модели и требует дальнейшего исследования.

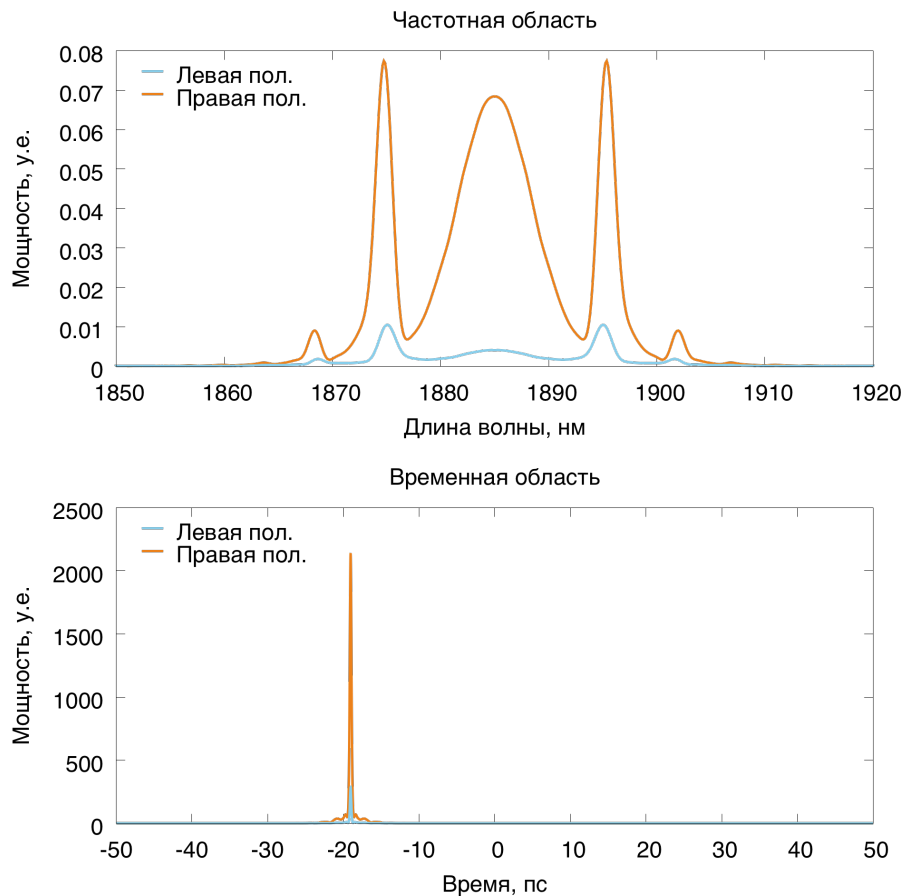


Рис. 2.5. Иллюстрация А.

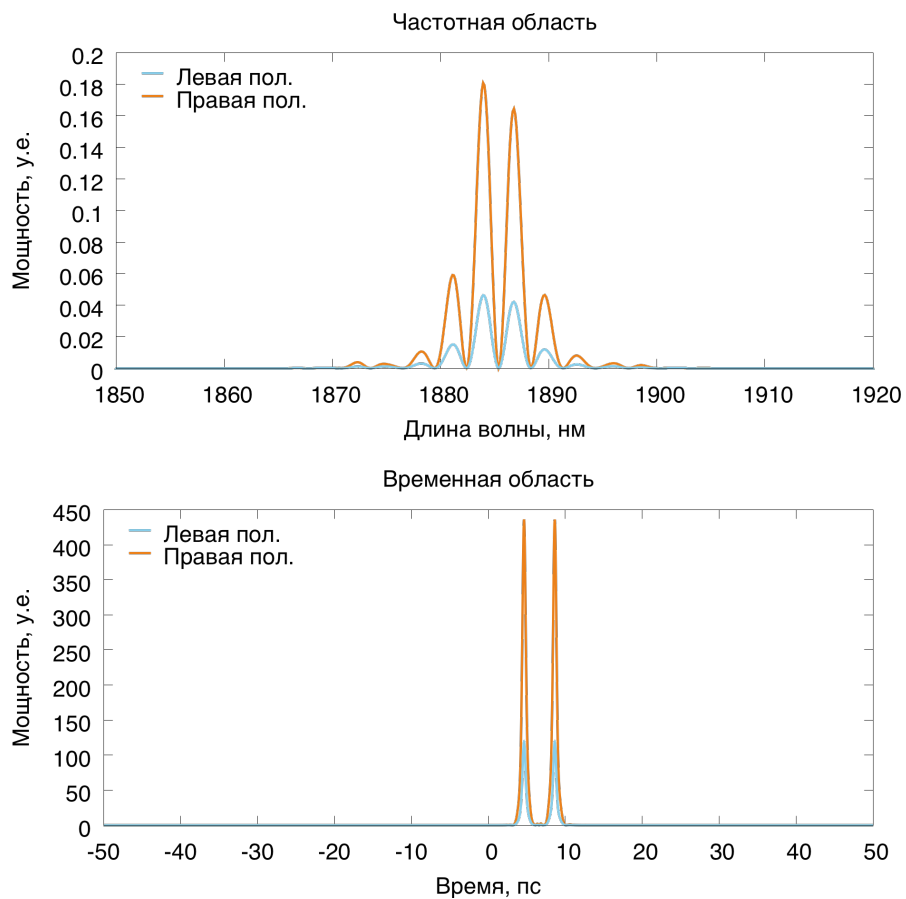


Рис. 2.6. Иллюстрация Б.

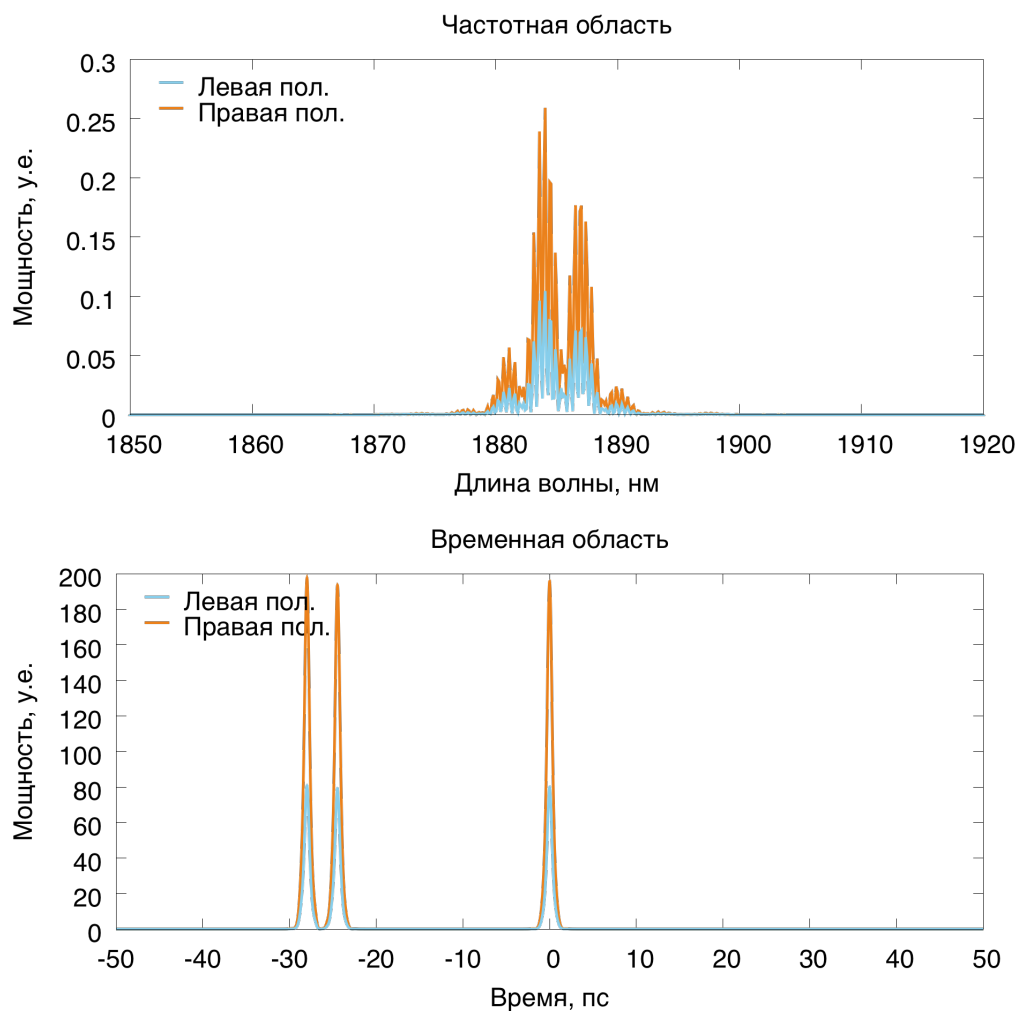


Рис. 2.7. Иллюстрация В.

### 3. ЭФФЕКТ ОТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КЛАСТЕРА В ДОСТИЖЕНИИ ЦЕЛЕЙ РАБОТЫ

Основной эффект увеличения производительности вычислений достигался массовым отображением однотипных задач с разными значениями входных параметров на множество ядер кластера. Таким образом, для выполнения требуемых расчётов по всей рассматриваемой области значений угла вращения мощности накачки, полу- и четверть- волновых пластинок необходимо выполнить тысячи независимых расчётов, каждый из которых занимает примерно час, что в сумме позволяет сэкономить очень много времени. При использовании кластера время ожидания сокращается до одного часа, что позволяет быстрее получать свежие данные для анализа и больше концентрироваться на научной составляющей работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Chernysheva M., Bednyakova A., Al Araimi M. Double-Wall Carbon Nanotube Hybrid Mode-Locker in Tm-doped Fibre Laser: A Novel Mechanism for Robust Bound-State Solitons Generation // Science Reports. 2017. Ноябрь. Vol. 7, no. 44314.
2. Corning Inc. SMF-28 standard. URL: <https://www.corning.com/worldwide/en/products/communication-networks/products/fiber/smf-28-ultra.html>.
3. Tang D. Y., Zhao L. M., Zhao B. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers. // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 72, no. 043816.
4. Kharenko D. S. Generation and scaling of highly-chirped dissipative solitons in an yb-doped fiber laser. // Laser Physics Letters. 2012. Vol. 9, no. 662.
5. Grelu P., Akhmediev N. Group interactions of dissipative solitons in a laser cavity: the case of 2+1. // Optics Express. 2004. Vol. 12, no. 3184.