

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО СВЯЗИ**  
**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ**  
**БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ**  
**«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ**  
**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ**  
**им. проф. М. А. БОНЧ-БРУЕВИЧА»**  
**(СПбГУТ)**

---

**Математическое моделирование оптических процессов,  
элементов и устройств**

**Методические указания  
к лабораторным работам**

**СПб ГУТ)))**

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ**

**2017**

## Содержание

Работа 1 «Компьютерное моделирование процессов на базе стандартных математических пакетов» .....	4
Работа 2 «Компьютерное моделирование объектов на базе стандартных математических пакетов» .....	8
Работа 3 «Моделирование оптических устройств генерации оптического излучения» .....	13
Работа 4 «Моделирование оптических процессов распространения сигналов» .....	17
Работа 5 «Изучение работы оптического устройства на основе его математической модели».....	20

# Работа 1 «Компьютерное моделирование процессов на базе стандартных математических пакетов»

## Цель работы:

Закрепить навыки компьютерного моделирования оптических процессов с использованием стандартных математических пакетов

## Задание на лабораторную работу

Изучить процессы оптического усиления. Составить математическое описание (математическую модель). Провести компьютерное моделирование процессов оптического усиления сигнала в полупроводниковых усилителях.

## Содержание отчета

Краткие теоретические сведения о моделируемых процессах, математическое описание процессов усиления. Результаты расчета и полученные графики зависимости.

## Теоретические сведения

Для описания этой модели используется аппроксимированное уравнения скорости, в котором электрическое поле описывается волновым уравнением и концентрацией носителей с помощью уравнения скорости. Такая модель применима для описания усиления лазеров с постоянным излучением и оптических импульсных сигналов. Ширина импульсов должна быть намного больше, чем время внутризонной релаксации, которое определяет динамику индуцированной поляризации. Обычно время внутризонной релаксации составляет 0,1 пс. Поэтому модель может быть использована для ширины импульса более 1 пс. Основным приближением в волновом уравнении для электрического поля в SOA является линейная зависимость между индуцированной носителем восприимчивостью и концентрацией носителей. В рамках этого приближения

коэффициент материального усиления  $g_m$  связан с концентрацией носителей  $N(t)$  следующим образом:

$$g_m(t) = A_g [N(t) - N_0] \quad (5)$$

где  $N_0$  - плотность носителей в точке прозрачности,  $A_g$  - дифференциальный коэффициент усиления. Коэффициент суммарного усиления  $g$  связан с коэффициентом усиления материала  $g_m$ ,

$$g(t) = \Gamma \cdot g_m(t) - \alpha \quad (6)$$

где  $\alpha$  - эффективный коэффициент потерь, включающий рассеяние и поглощение, а  $\Gamma$  - коэффициент оптического ограничения, определяемый как доля мощности моды в активном слое.

Также предполагается, что усилитель поддерживает один режим волновода и не изменяет состояние поляризации во время усиления. Предполагается наличие линейно поляризованного входного света. Расчет пренебрегает дисперсией групповых скоростей. Усиленный шум спонтанного излучения также не учитывается. В рамках этих предположений коэффициент усиления  $G$  для бегущей волны SOA для расстояния  $z$  составляет:

$$G(t, z) = e^{[g(t) \cdot z]} \quad (7)$$

Уравнение скорости носителей заряда характеризует сохранение носителей внутри активного слоя. Оно учитывает плотность тока и скорость генерации и рекомбинации носителей, усредненную по активному слою. Скорость рекомбинации состоит из спонтанных и стимулированных рекомбинаций. Скорость спонтанной рекомбинации включает излучательную и безызлучательную компоненты. Безызлучательная рекомбинация учитывает оже-рекомбинацию, которая, как правило, является доминирующим безызлучательным процессом в длинноволновых лазерах. Скорость спонтанной рекомбинации может быть охарактеризована величиной, известной как время жизни носителей  $\tau_s$ :

$$\frac{N(t)}{\tau_s} = R_A \cdot N(t) + R_B \cdot N^2(t) + R_C \cdot N^3(t) \quad (8)$$

Где  $R_A$  - коэффициент безизлучательной рекомбинации на дефектах и ловушках,  $R_B$  - коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации,  $R_C$  - коэффициент оже-рекомбинации.

Пренебрегая диффузией носителей, усиленным шумом спонтанного излучения и дробовым шумом, уравнение для плотности носителей  $N(t)$  составляет:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{q \cdot d} - \frac{N}{\tau_s} \cdot A_g(N - N_0) \frac{I}{h \cdot f} \quad (9)$$

где  $I$  - интенсивность света,  $J$  - плотность тока инжекции,  $q$  - заряд электрона,  $h$  - постоянная Планка,  $f$  - частота света,  $t$  - время,  $d$  - толщина активного слоя.

Уравнение (9) можно переписать в виде:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I_p}{q \cdot V} - \frac{N}{\tau_s} - \Gamma \cdot A_g(N(t) - N_0) \frac{P(N,t) \cdot L}{V \cdot h \cdot f} \quad (10)$$

Где  $I_p$  - ток накачки (или ток инжекции),  $V = L \cdot w \cdot d$  - объем активного Область, а  $L$  и  $w$  - длина и ширина усилителя соответственно.

Мощность усилителя  $P(N, t)$ , которая является средней мощностью по длине усилителя, составляет:

$$P(N, t) = \int_0^L \frac{P(N, z)}{L} dz = \int_0^L \frac{P_{\text{вх}} \cdot G(t, z)}{L} dz = P_{\text{вх}} \frac{e^{[g(t) \cdot L]} - 1}{g(t)} \quad (11)$$

Выходное оптическое поле:

$$E_{\text{вых}}(t) = E_{\text{вх}}(t) \cdot e^{\frac{[(1+j) \cdot \delta] \cdot g(t) \cdot L}{2}} \quad (12)$$

где  $\delta$  - коэффициент расширения полосы усиления. Этот параметр учитывает связь между коэффициентом усиления и показателем преломления усиливающей среды. Выходная мощность для параметризованных сигналов:

$$P_{\text{вых}}(t) = P_{\text{вх}} \cdot e^{g(t) \cdot L} \quad (13)$$

Чтобы включить несколько частотных диапазонов в расчет, часть уравнения 8 должна быть заменена следующим:

$$\frac{P(N, t)}{f} = \sum_k \frac{P_k(N, t)}{f_k} \quad (14)$$

где  $f_k$  - центральная частота для каждой полосы частот. Основными физическими эффектами, описываемыми моделью для канала с одной

длиной волны, являются насыщение усиления, вызванная насыщением по усилению, фазовая самомодуляция и восстановление коэффициента усиления. Созданная насыщением фазовая самомодуляция приводит к важным изменениям в спектре усиленных импульсов:

появление многопиковой спектральной структуры

красное смещение спектра

появление положительного чирпинга

Кроме того, форма и искажения спектра импульса зависят от начальной формы и начальной частотно-импульсной модуляции. Как правило, эффект насыщения усиления является серьезным препятствием для SOA в качестве встроенного усилителя. В случае одноканальной передачи эффект насыщения усиления приводит к эффекту картины. В случае многоканальной передачи эффект насыщения усиления приводит к межканальным перекрестным помехам. Независимо от проблем, связанных с применением SOA в качестве встроенного усилителя, они используются вблизи длины волны 1,3 мкм в стандартном одномодовом волокне. Основной причиной этого является возможность избежать большой дисперсии групповых скоростей, возникающей на длине волны 1,55 мкм.

## Работа 2 «Компьютерное моделирование объектов на базе стандартных математических пакетов»

### Цель работы:

Закрепить навыки компьютерного моделирования объектов с использованием стандартных математических пакетов

### Задание на лабораторную работу

Изучить работу оптического лазерного диода. Составить математическое описание (математическую модель). Провести компьютерное моделирование работы полупроводникового лазерного диода.

### Содержание отчета

Краткие теоретические сведения о моделируемых процессах, математическое описание моделируемого объекта. Результаты расчета и полученные графики зависимости.

### Теоретические сведения

#### Модель лазера

При построении модели лазерного диода учтено, что лазерный диод имеет линейные зависимости на рабочих участках характеристик. Параметры ЛД зависят от тока и температуры. Поэтому для описания его характеристик достаточно указать рабочие и пороговые значения, а так же коэффициенты, характеризующие нестабильность рабочих точек.

#### Вольтамперная характеристика

Вольтамперная характеристика лазера может быть аппроксимирована двумя линейными участками и при моделировании задается положением рабочей точки и порогового значения. На рис. 29 приведена ВАХ лазерного диода FP.

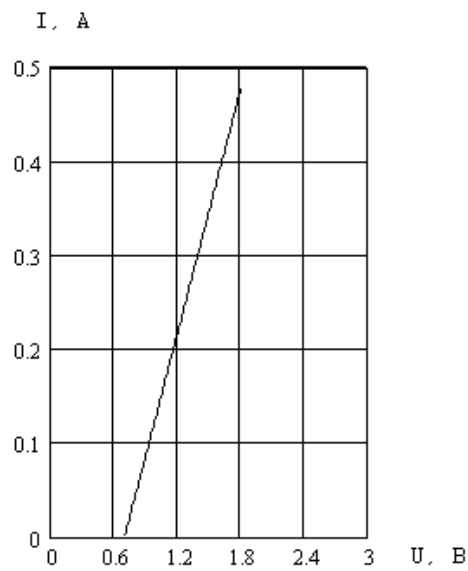


Рис. 29. ВАХ лазерного диода

### Излучательная характеристика

Зависимость мощности оптического излучения  $L$  на выходе полупроводникового лазера приведена на рис. 5.

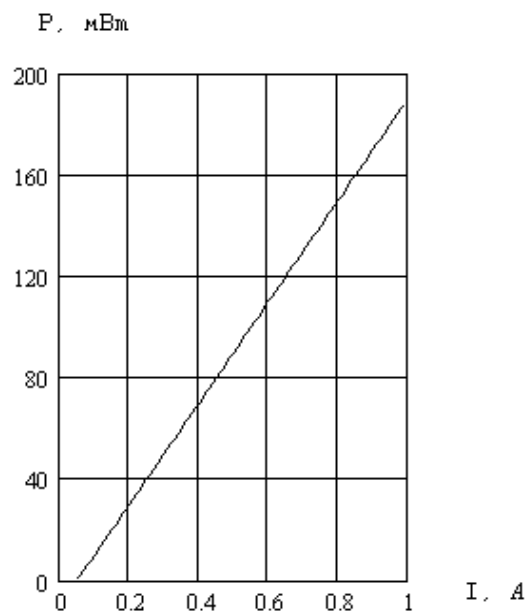


Рис. 30. Излучательная характеристика лазера



Излучательная характеристика задается рабочим током, номинальной выходной оптической мощностью излучения и пороговым током  $I_{th}$ .

Пороговый ток в значительной степени зависит от температуры [10]:

$$I_{th} = I_{th0} \exp[\Delta T / T_0],$$

где  $T_0$  - характеристическая температура.

$I_{th}$  - пороговый ток при текущей температуре

$I_{th0}$  - пороговый ток при  $T_0$

Характеристические температуры лазеров приведены в Таблице 6 [2, 10].

Таблица 6 – Характеристическая температура лазеров.

Гетероструктура	Длина волны, мкм	$T_0$ , К
GaAs/AlGaAs	0.85	130...150...180
InGaAs/GaAs	0.98	90
InGaAs/AlGaAs/InP	1.55	50...60...70

Пороговый ток составляет 45-80 мА

#### Характеристики прямой модуляции

Быстродействие лазерных диодов характеризуется аналогично СИД. Время нарастания и спада указывается в документации на конкретный тип ЛД. Особенностью работы ЛД является то, что при осуществлении импульсной модуляции путем инжекции импульса тока на форму выходного сигнала лазера накладываются затухающие колебания с частотой порядка нескольких ГГц. Это связано с возникновением фазового запаздывания при взаимодействии света и носителей. Релаксационные колебания, сильно ограничивающие область модуляции.

Частотный отклик промодулированного света при слабом сигнале имеет вид:

$$\frac{S_m(\omega)}{S_m(0)} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{r0}}\right)^2 + j \left(\frac{\omega}{\omega_{r0}}\right) \left(\frac{1}{\omega_{r0}\tau_s} + \omega_{r0}\tau_p\right)},$$

где  $\omega_{r0}$  - резонансная частота

$$\omega_{r0} = \left\{ \frac{1}{\tau_n\tau_s} \cdot \frac{(I_b - I_{th})}{I_{th}} \right\}^{1/2},$$

где  $\tau_s$  и  $\tau_p$  - соответственно время жизни носителей и фотонов,

$I_b$  - ток смещения или прямой ток

$I_{th}$  - пороговый ток

На рис. 31 приведены примеры расчета модуляционной характеристики. Над графиком указано отношение прямого тока к пороговому ( $\tau_p = 1$  пс,  $\tau_s = 3$  нс) [10].

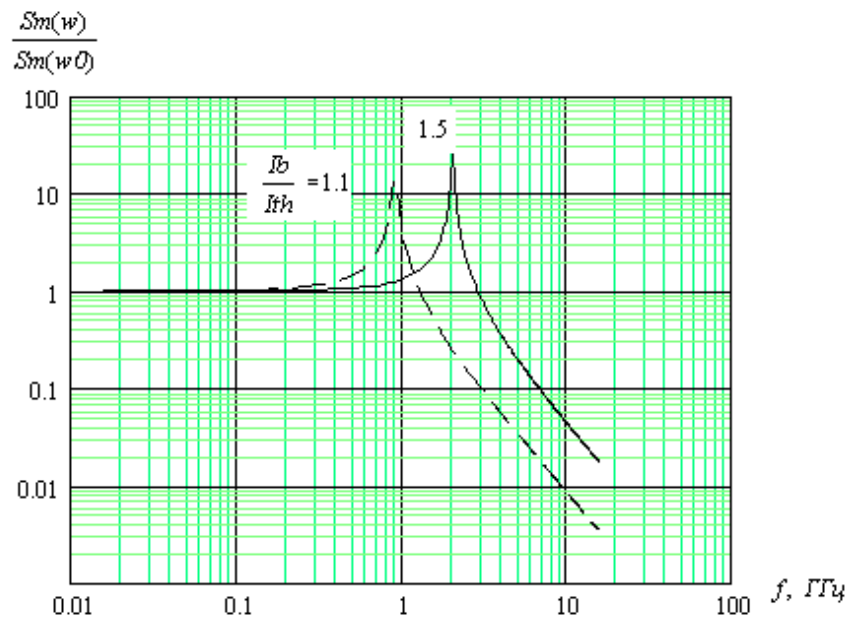


Рис. 31. Модуляционная чувствительность ЛД.

При возбуждении лазера скачком тока от 0 до  $I$  наблюдается задержка начала генерации на время  $\tau_s$ , необходимое для возрастания плотности неравновесных носителей до порогового уровня:

$$\tau_3 = \tau_{cn} \ln \frac{I}{I - I_{пор}},$$

$\tau_{cn} \sim 10^{-9}$  с – спонтанное время жизни электронов

$\tau_\phi \sim 10^{-12}$  с – время жизни фотона в резонаторе

Естественно  $\tau_3$  может быть уменьшено, если через лазер пропускать постоянный ток смещения.

## Работа 3 «Моделирование оптических устройств генерации оптического излучения»

### Цель работы:

Закрепить навыки компьютерного моделирования объектов с использованием стандартных математических пакетов

### Задание на лабораторную работу

Изучить работу оптического лазерного диода. Составить математическое описание (математическую модель). Провести компьютерное моделирование работы полупроводникового светоизлучающего диода.

### Содержание отчета

Краткие теоретические сведения о моделируемых процессах, математическое описание моделируемого объекта. Результаты расчета и полученные графики зависимости.

### Теоретические сведения

Энергетическая характеристика полупроводникового излучателя – зависимость средней мощности излучения полупроводникового излучателя (СИД) от его прямого тока. Типичная излучательная характеристика – зависимость потока излучения от прямого тока – приведена на рис. 4.6

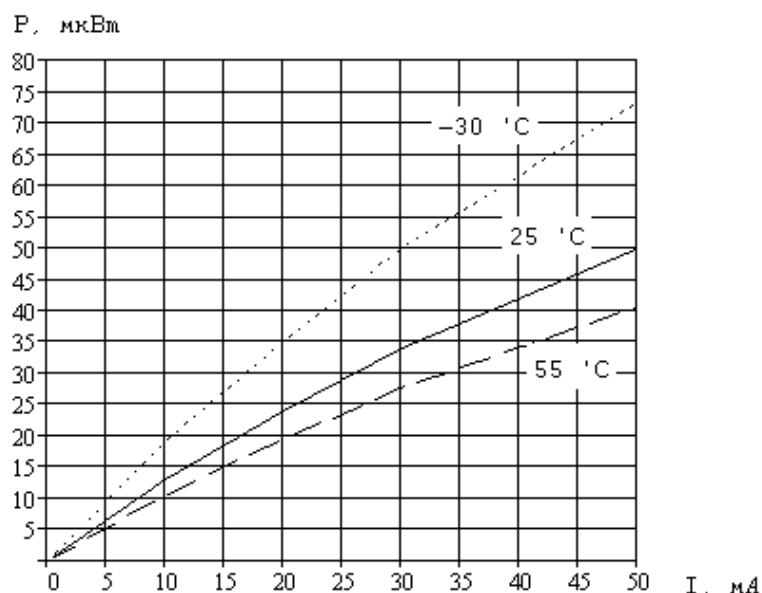


Рис. 4.6 Излучательная характеристика СИД.

Излучательная характеристика СИД линейна в рабочей области. При малых токах  $I_{np}$  велика доля рекомбинационной составляющей тока и коэффициент инжекции мал. С ростом прямого тока поток излучения сначала быстро увеличивается, до тех пор, пока в токе диода не становится преобладающей диффузионная составляющая тока. Дальнейшее увеличение  $I_{np}$  приводит к постепенному насыщению центров люминесценции и снижению излучательной способности СИД.

Поток излучения (излучаемая мощность) с ростом температуры уменьшается. Сила света изменяется примерно на 1% при увеличении температуры на 1°C.

Сила света СИД изменяется с ростом температуры по экспоненциальному закону:

$$L_v(T) = L_{v0} \exp[-TKL_v(T - T_0)],$$

где  $L_v(T)$  – сила света при температуре T

$L_{v0}(T)$  – сила света при комнатной температуре

$TKL_v$  -температурный коэффициент силы света

Зависимость изменения силы света от температуры приведена на рис. 4.7.

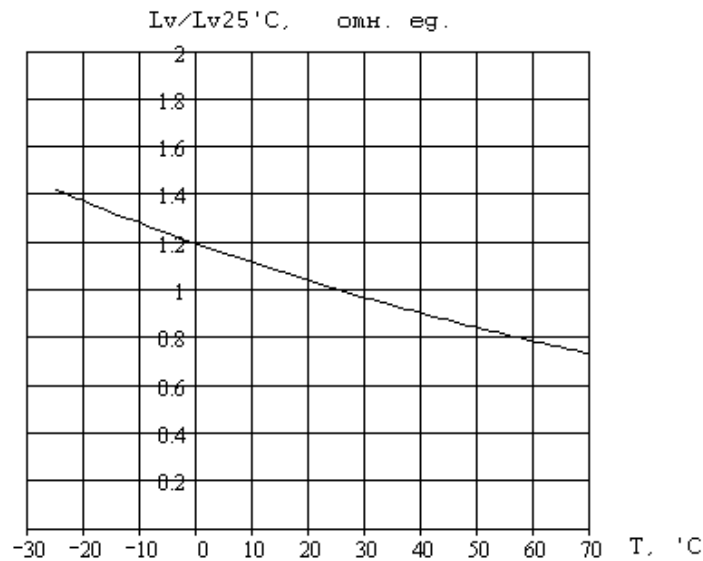


Рис. 4.7. Зависимость силы света от температуры окружающей среды

### Деградация источника излучения

*Деградация* – ухудшение одного или нескольких параметров компонента ВОСП в период его эксплуатации. При длительном протекании через СИД прямого тока постепенно уменьшается мощность излучения. Деградацию связывают с увеличением концентрации центров безызлучательной рекомбинации за счет перемещения в электрическом поле неконтролируемых примесных атомов. Так же играет роль дезактивации части излучательных центров за счет их перехода из узлов кристаллической решетки в междуузлия. Снижение мощности излучения из-за деградации подчиняется экспоненциальному закону:

$$P(t) = P(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{dez}}\right),$$

где  $F_v(0)$  - исходная (начальная мощность излучения)

$\tau_{deg}$  - постоянная времени, характеризующая скорость процесса деградации.

Для большинства излучающих диодов  $\tau_{deg} \approx 10^4$  ч (вплоть до  $10^5 - 10^6$  ч), однако у некоторых образцов срок службы не превышает  $10^3$  ч, .

## Работа 4 «Моделирование оптических процессов распространения сигналов»

### Цель работы:

Закрепить навыки компьютерного моделирования оптических процессов распространения оптических сигналов

### Задание на лабораторную работу

Изучить теоретические сведения об оптических процессах распространения оптических сигналов. Составить математическое описание (математическую модель). Провести компьютерное моделирование процессов распространения.

### Содержание отчета

Краткие теоретические сведения о моделируемых процессах, математическое описание моделируемого объекта. Результаты расчета и полученные графики зависимости.

### Теоретические сведения

При распространении оптических сигналов по оптическим волокнам происходят процессы затухания и дисперсии. Общие или вносимые потери в ОВ можно разделить на собственные потери, характеризующиеся собственным затуханием, и дополнительные потери. Собственное затухание (рис. 8.1) обусловлено самим ОВ и возрастает с увеличением его длины. Для однородного ОВ можно рассчитать коэффициент затухания  $\alpha$  - величину собственного затухания на единицу длины:

$$\alpha = \frac{a(\text{дБ})}{L}, \text{ дБ/км} \quad (8.2)$$

где L - длина ОВ, км.



Зависимость коэффициента затухания в кварцевых оптических волокнах от длины волны излучения представлена на рис. 8.1. Рисунок носит иллюстративный характер, так как для разных типов волокон и разных производителей величина потерь может различаться.



Рис.8.1. Зависимость коэффициента затухания от длины волны и положение окон прозрачности в кварцевых ОВ.

Собственные потери в ОВ в основном обусловлены двумя причинами: рассеянием и поглощением. Соответственно коэффициент затухания можно разделить на две составляющих – коэффициент затухания  $\alpha_s$ , обусловленный рассеянием, и коэффициент затухания  $\alpha_a$ , обусловленный поглощением:

$$\alpha = \alpha_s + \alpha_a \quad (8.3)$$

Из рис. 8.1 видно, что в диапазоне длин волн 800-1700 нм потери асимптотически уменьшаются с ростом длины волны. Это обусловлено рассеянием света в ОВ - фундаментальной (технологически неустранимой) причиной потерь в ОВ. При обычно используемых в связи мощностях излучения проявляется только один вид рассеяния – релеевское рассеяние.

Потери из-за релеевского рассеяния быстро уменьшаются с ростом длины волны, так как чем больше длина волны, тем меньше остается неоднородностей,

размеры которых сравнимы с длиной волны, и все больше неоднородностей, размеры которых много меньше длины волны. Известно, что коэффициент затухания  $\alpha_s$ , обусловленный рассеянием, обратно пропорционален длине волны  $\lambda$  в четвертой степени:

$$\alpha_s = \chi_s \lambda^{-4}, \quad (8.4)$$

где  $\chi_s$  - коэффициент пропорциональности, который для высококачественных кварцевых ОБ равен 0.7-0.9 дБ·мкм<sup>4</sup>/км. Этот коэффициент зависит от материала (вида и концентрации легирующих добавок и т.п.) и технологии изготовления ОБ.

## Работа 5 «Изучение работы оптического устройства на основе его математической модели»

### **Цель работы:**

Закрепить навыки проведения исследовательских работ и компьютерного моделирования оптических процессов и устройств.

### **Задание на лабораторную работу**

Изучить теоретические сведения о работе оптического модулятора Маха-Цендера. Изучить работу устройства по результатам компьютерного моделирования и его математической модели.

### **Содержание отчета**

Краткие теоретические сведения о моделируемых процессах, математическое описание моделируемого объекта. Результаты расчета и полученные графики зависимости.

### **Теоретические сведения**

схема, приведенная на рисунке 5.3, которая позволяет выполнить моделирование работы оптического модулятора.

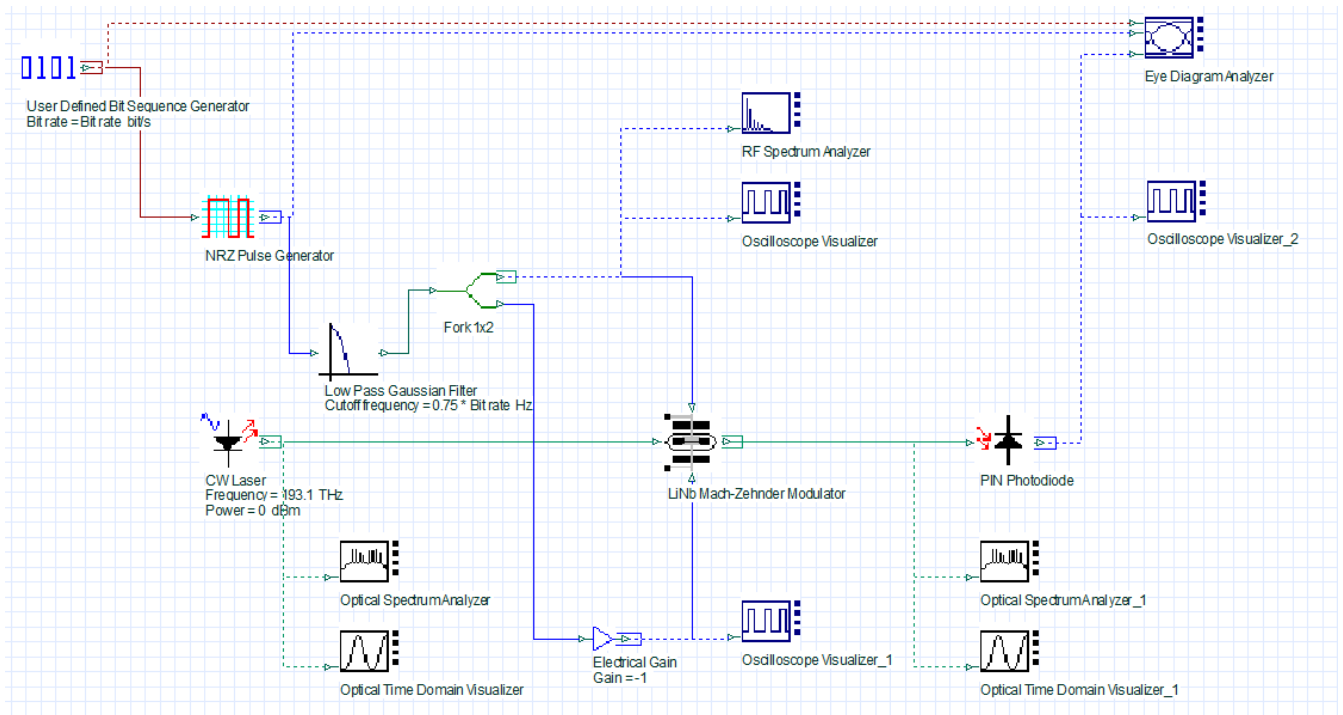


Рис. 5.3. Схема моделирования

Разработанная схема позволяет продемонстрировать особенности работы модулятора на основе ниобата лития.

Проведем моделирование работы и продемонстрируем связь между напряжением, приложенном к плечам модулятора и чирпом оптических импульсов на выходе модулятора.

Чирп является важным фактором в высокоскоростных волоконно-оптических системах связи, поскольку он оказывает влияние на допустимые расстояния передачи. Внешние модуляторы на основе ниобата лития позволяют уменьшить или устранить чирп, так как лазерный источник удерживается в узкой ширине спектра, в стационарном режиме. В рассматриваемом примере внешний модулятор представляет собой модулятор на основе  $\text{LiNbO}_3$ . В разработанной схеме чирп анализируется во взаимосвязи с рабочим напряжением.

В схеме задействован модулятор с двумя модулирующими напряжениями. В настройках заданы значения  $\Delta V_1 = -\Delta V_2$ .

Модулятор работает в квадратурном режиме. Это означает, что напряжение смещения помещает модулятор в середину кривой оптического отклика, и,

следовательно, интенсивность составляет половину своего пикового значения. Коэффициент экстинкции установлен равным 100 дБ, чтобы избежать любого чирпа, вызванного асимметричными волноводами Y-ветви. Модулятор настроен на работу ненормализованном режиме, что означает, что электрический входной сигнал не будет нормализован.

Модулятора с двумя приводами модулирующего напряжения и с геометрией, которая абсолютно одинакова для обоих плеч. Чирпинг можно выразить с точки зрения приложенных напряжений:

$$\alpha = \frac{V_1 + V_2}{V_1 - V_2}$$

где V1 и V2 - напряжение, приложенное к плечам 1 и 2 соответственно.

На рис. 5.4 приведено окно с настройками модулятора.

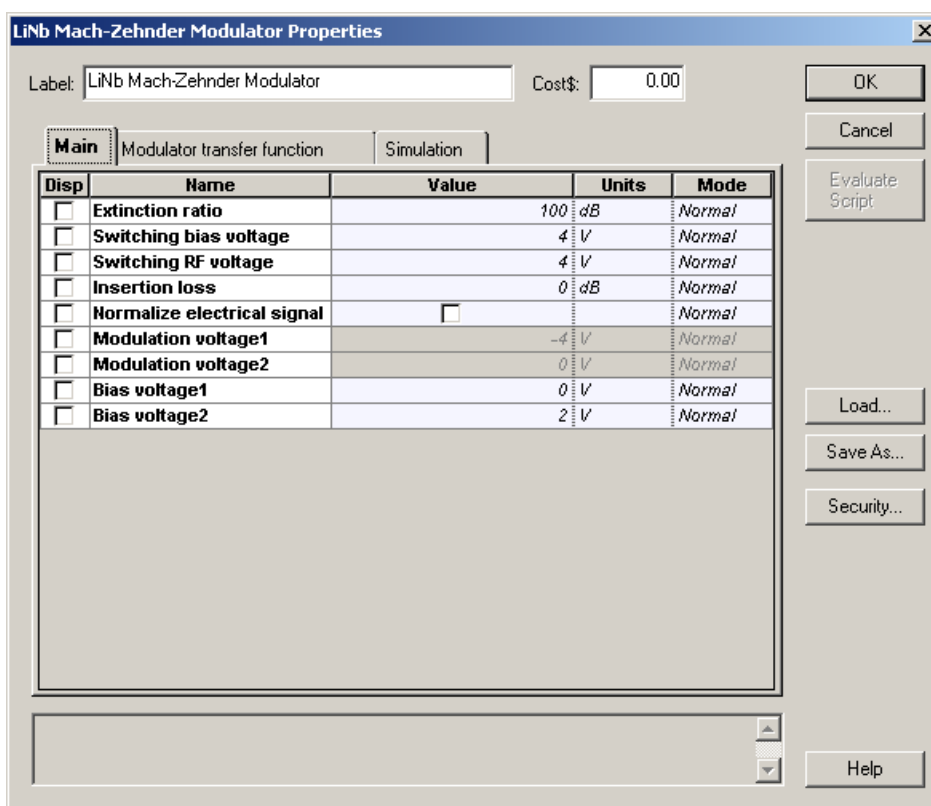


Рис. 5.4 Настройки модулятора при проведении моделирования

Для достижения нулевого чирпа в модуляторе, необходимо чтобы приложенные напряжения к плечам были равны по модулю, т.е.  $V_1 = -V_2$ .

На рисунках 5.5 и 5.6 приведены временные диаграммы модулирующего напряжения, приложенного ко входам модулятора.

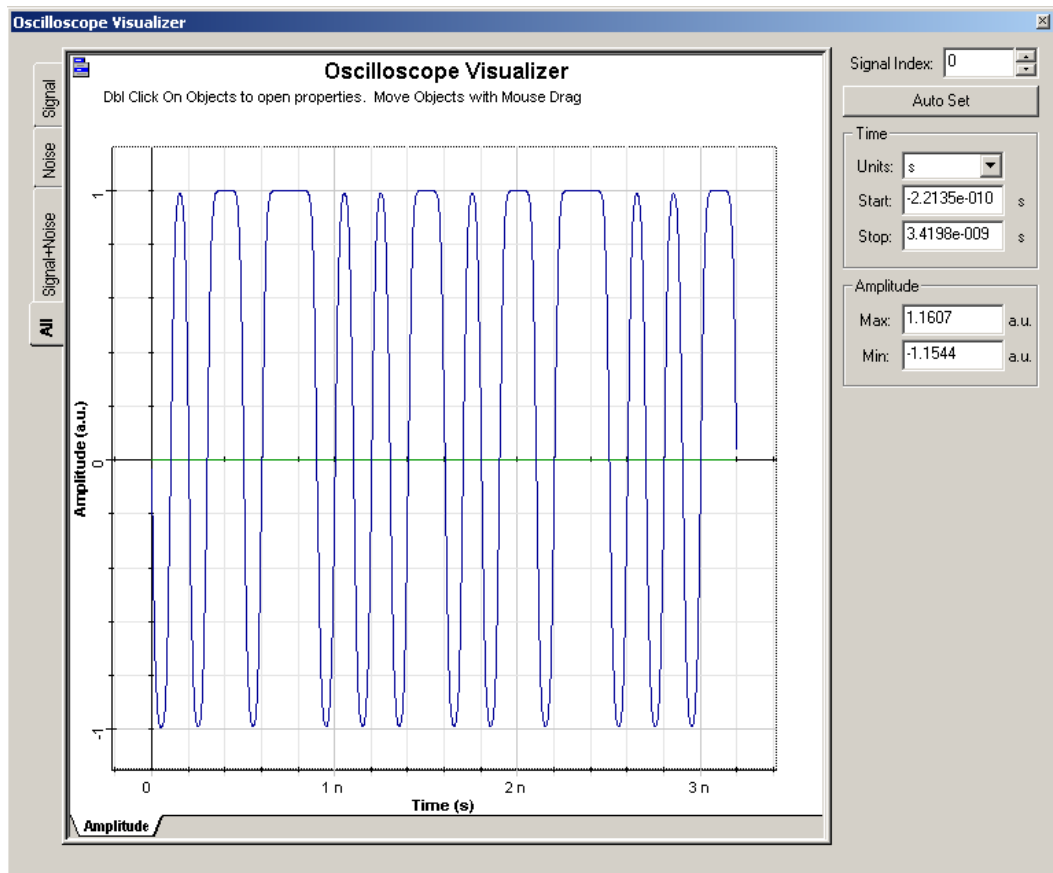


Рис. 5.5 Зависимость напряжения на входе 2

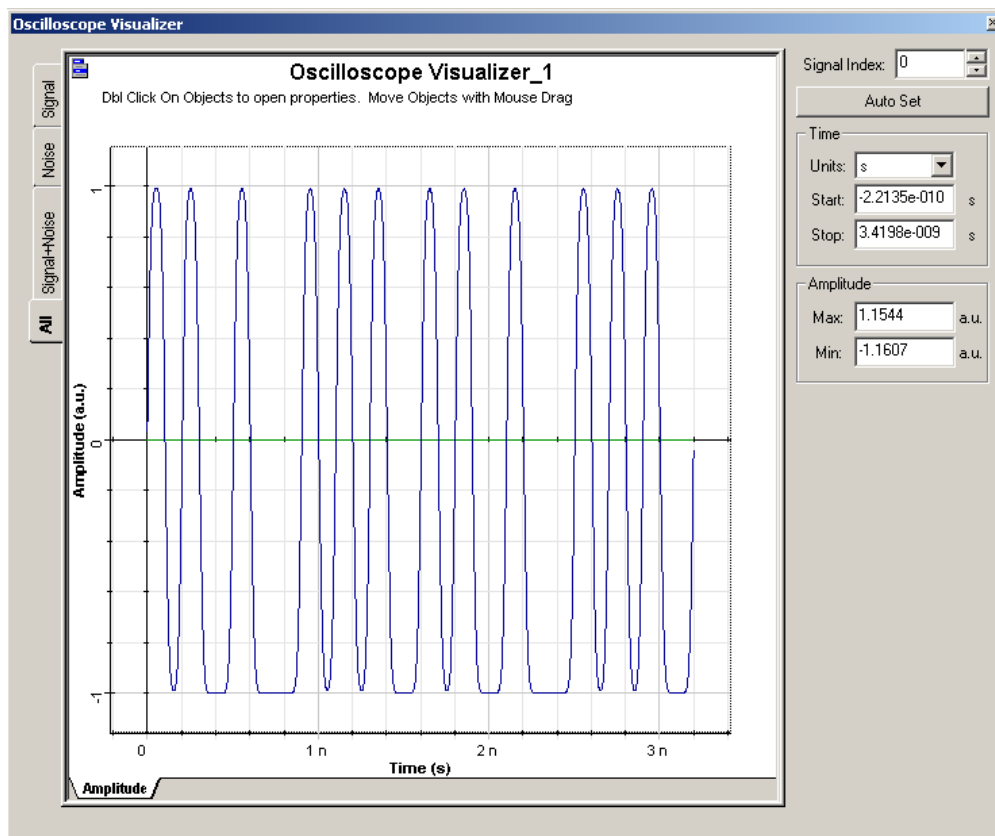


Рис. 5.6 Зависимость напряжения на входе 3

Из приведенных рисунков видно, что напряжения равны по амплитуде и противоположны по фазе. Для формирования противофазного напряжения в схему моделирования установлен инвертер (ElectricalGain).

Выходной (промодулированный) оптический сигнал для этих напряжений приведен на рисунке 5.7.

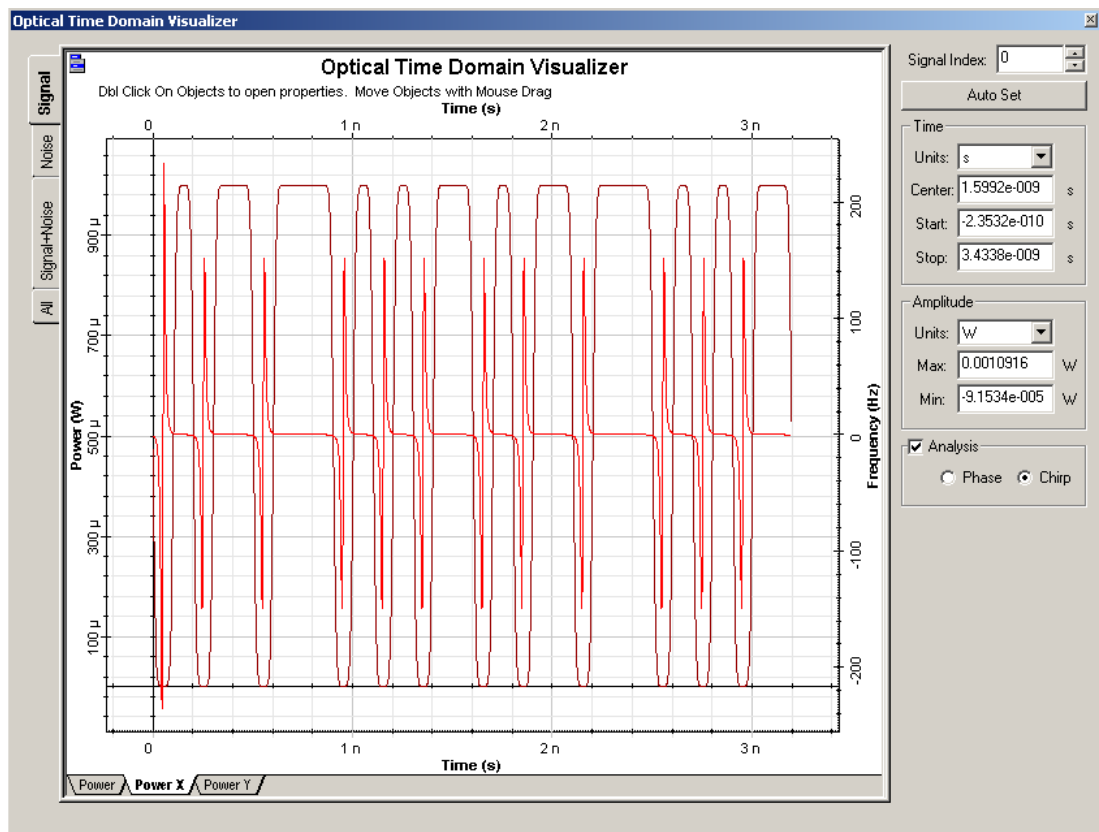


Рисунок 5.7. Промодулированный оптический сигнал

Амплитуда оптического сигнала изменяется от 0 до 1 мВт. Амплитуда чирпа составляет около 100 Гц (его можно считать практически нулевым из-за его небольшого значения).

Чтобы продемонстрировать разницу в значении чирпа с изменениями прикладываемого напряжения, пиковое напряжение устанавливается равным  $V_{1pp} = 3,0$  В,  $V_{2pp} = 1,0$  В, чтобы получить  $\alpha = 0,5$ . На рисунке 5.8 показаны электрические входные сигналы при измененных условиях.



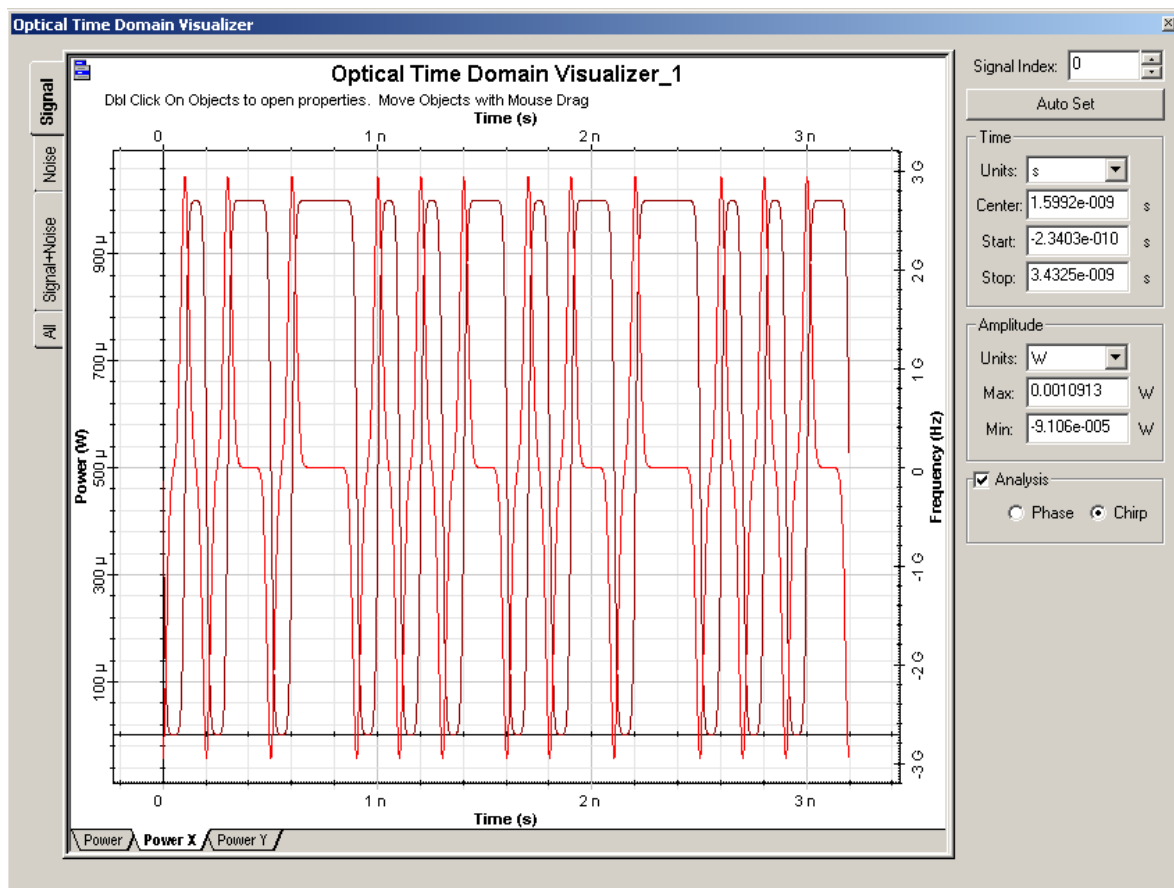


Рисунок 5.8. Оптический сигнал и изменение чирпа

Увеличенное значение чирпа показано на рисунке 5.7. Оптический сигнал кажется одинаковым, однако чирп в сигнале намного больше, чем показанный на рисунке 5.6. Амплитуда чирпа составляет около 3 ГГц.

При изменении напряжений  $V_{1pp} = 1.0V$ ,  $V_{2pp} = 3.0V$  и значения  $\alpha = -0,5$  форма оптического сигнала и значение чирпа приведены на рисунке 5.9.

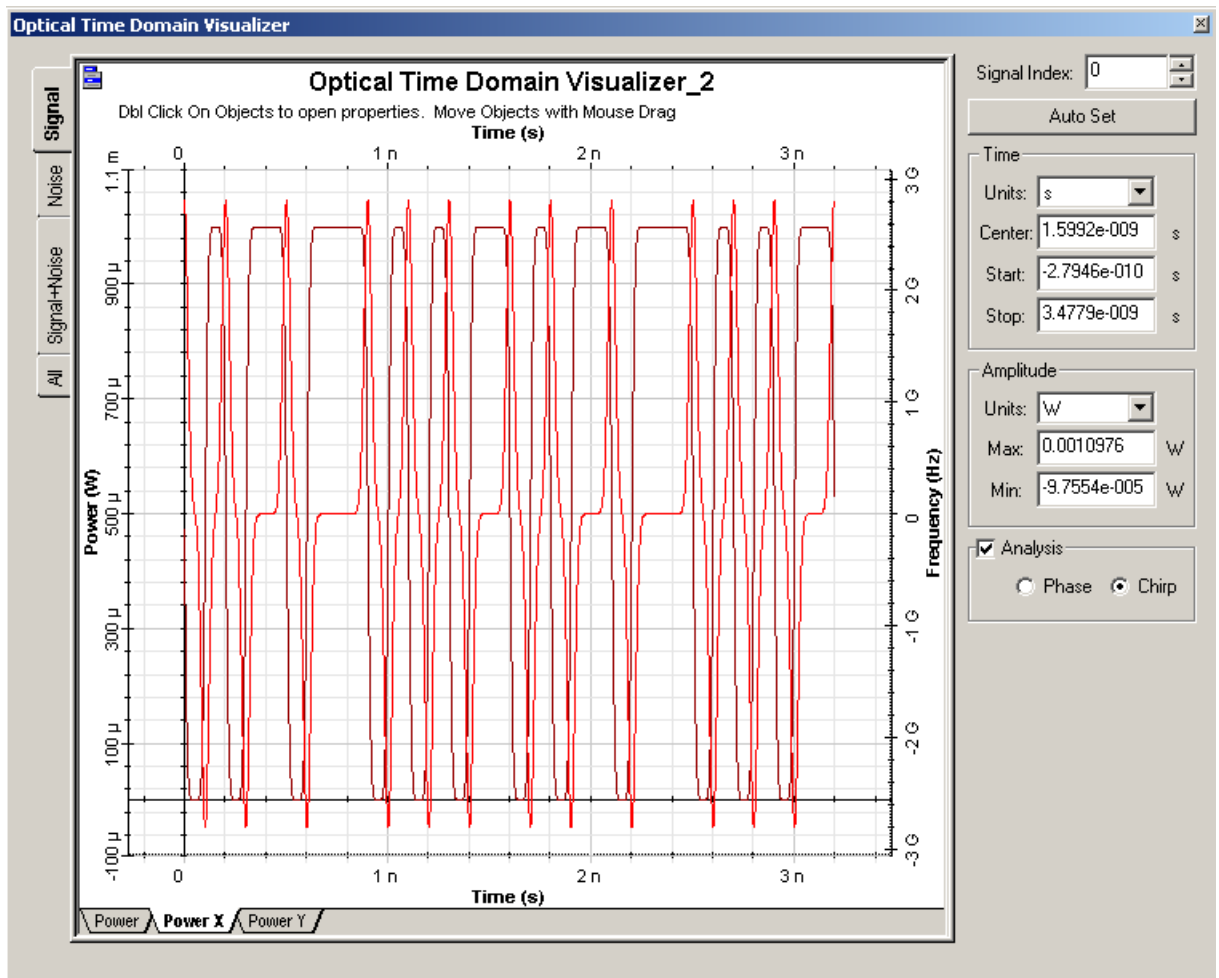


Рис. 5.9 Оптический сигнал и изменение чирпа

Анализируя результаты моделирования, приведенные на рисунках 5.7, 5.8 и 5.9 можно сделать вывод о том, что изменяя напряжения на плечах модулятора Маха-Цендера можно контролировать значения чирпа выходного оптического сигнала.