

Министерство образования и науки Российской Федерации

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
(ТУСУР)**

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧ и КР)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ДЛЯ
ЦИФРОВЫХ ВОСП**

Методические указания к выполнению лабораторной работы по курсу
«Оптические цифровые телекоммуникационные системы»
для студентов специальности
210401 - Физика и техника оптической связи

2011

Министерство образования и науки Российской Федерации

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ
(ТУСУР)**

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧ и КР)

УТВЕРЖДАЮ

Зав. каф. СВЧ и КР

_____ С. Н. Шарангович

___ май 2011 г..

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ДЛЯ
ЦИФРОВЫХ ВОСП**

Методические указания к выполнению лабораторной работы по курсу
«Оптические цифровые телекоммуникационные системы»
для студентов специальности
210401 - Физика и техника оптической связи»

Разработчики:

Студенты

_____ А. А. Шибельгут

_____ Е. Ю. Марципака

Руководитель:

профессор кафедры РЗИ

_____ А. С. Задорин

2011

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Основные теоретические сведения.....	3
2.1. Общие сведения.....	3
2.2. Спектр излучения полупроводникового лазера.....	3
2.3. Относительная интенсивность шума	8
3. Содержание работы.....	10
3.1. Основные элементы программы.....	10
3.1.1. Ввод данных.....	10
3.1.2. Результаты моделирования	12
4. Порядок выполнения работы	15
5. Контрольные вопросы.....	16
6. Список использованной литературы.....	16

1. Введение

В связи с обширным использованием в настоящее время систем оптической передачи, важным направлением науки и техники является разработка и исследование источников излучения, позволяющих передавать высокоскоростные потоки данных на большие расстояния. Одним из наиболее распространенных источников излучения сейчас является полупроводниковый лазер (ППЛ) на двойной гетероструктуре. Такие ППЛ обладают рядом достоинств: узкополосность, монохроматичность, малое время переходных процессов; большая мощность излучения при малом пороговом токе накачки; непрерывная работа в широком диапазоне температур.

Для оценки возможностей использования ППЛ в высокоскоростных передающих оптических модулях необходимо знание одних из важных характеристик лазера таких, как ширины линии излучения и относительной интенсивности шума (*relative intensity noise – RIN*).

Данная работа посвящена изучению механизмов формирования линии излучения, освоению студентами метода расчета ширины линии излучения, а также изложению основ необходимых в понимании факторов, обуславливающих *RIN*, способа его определения.

2. Основные теоретические сведения

2.1. Общие сведения

Как было сказано выше, ширина линии излучения является, как правило, мощным фактором, влияющим на работу высокоскоростных передающих систем оптической связи. Уширение линии излучения обусловлено, в основном, спонтанными переходами со случайным изменением фазы фотонов. Также ширина линии излучения зависит от модового состава спектра. Поэтому для ограничения по продольным модам применяют такие структуры лазеров с дифракционными решетками как РБО- и РОС-лазеры.

2.2. Спектр излучения полупроводникового лазера

Быстродействие системы оптической связи, как известно, в значительной мере определяется шириной линии излучения $\Delta\nu$ полупроводникового лазера (ППЛ). В одночастотном режиме, при генерации единственной продольной моды параметр $\Delta\nu$ оказывается значительно меньше полосы пропускания лазерного резонатора и полностью определяется фазовым шумом светового поля, определяемого спонтанными переходами в активном слое. Механизм данных шумов, в основном, определяется двумя взаимосвязанными процессами [1-5]:

- 1) Стохастическими флуктуациями в резонаторе ППЛ объемной плотности фотонов вынужденного излучения S при наложении на него светового поля спонтанных фотонов.

2) Указанные выше флуктуации S вызывают соответствующие изменения плотности носителей, которые, в свою очередь, вызывают флуктуации показателя преломления активной среды лазера, следовательно, и фазы поля ϕ .

Рассмотрим формальное описание указанных механизмов при оценке шириной линии излучения РОС и РБО лазерных диодов [1,4]. Для этого произведем нормировку светового поля $E(t)$ в резонаторе ППЛ так, чтобы выполнялось соотношение:

$$E(t) = \sqrt{S(t)} \exp(j\phi(t)). \quad (2.2.1)$$

В результате механизма, изложенного в п.1 каждый i -й спонтанный фотон будет вызывать случайные флуктуации средней плотности фотонов S_0 и фазы поля в резонаторе ППЛ, которые обозначим как ΔS и $\Delta\phi$ (рисунок 2.2.1). В дальнейшем указанные случайные процессы будем считать стационарными. Интересующий нас спектр излучения лазера совпадает с энергетическим спектром $W_E(\omega)$ флуктуаций поля $E(t)$.

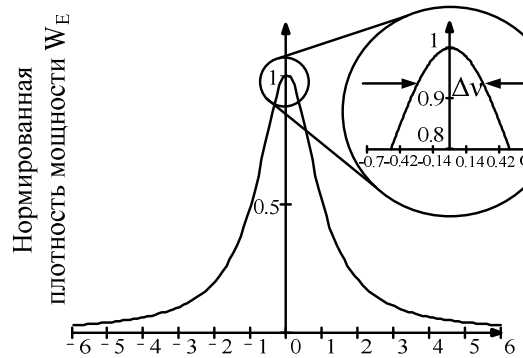
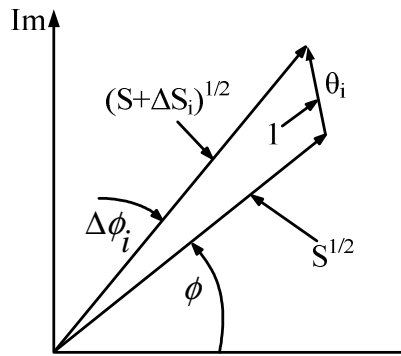


Рисунок 2.2.1. – Мгновенное изменение интенсивности и фазы поля ППЛ вследствие спонтанного излучения.

Рисунок 2.2.2. – Лоренцова кривая спектра излучения ППЛ.

Как и любой другой стационарный стохастический процесс, спектр $W_E(\omega)$ определяется теоремой Винера-Хинчина и описывается преобразованием Фурье от ее автокорреляционной функцией (АКФ) $R_E(\tau)$ [2]:

$$W_E(\omega_m) = \int_{-\infty}^{\infty} R_E(\tau) \exp(-j\omega_m \tau) d\tau. \quad (2.2.2)$$

С учетом (2.2.1) выражение для АКФ имеет вид:

$$R_E(\tau) = \langle E^*(t) E(t+\tau) \rangle = S \langle \exp(j\Delta\phi) \rangle. \quad (2.2.3)$$

Здесь символом $\langle \dots \rangle$ обозначена операция усреднения по ансамблю, а величина $\Delta\phi$ определяется как:

$$\Delta\phi = \phi(t + \tau) - \phi(t). \quad (2.2.4)$$

В дальнейшем будем считать, что $\langle \Delta\phi \rangle = 0$.

Соотношение (2.2.3) справедливо в случае, когда флуктуацией числа фотонов ΔS можно пренебречь. Как известно, на практике уровень ΔS очень мал. При токе инжекции выше порогового уровня он описывается *RIN* ППЛ и лежит в пределах $-100 \div -160$ Дб. В данной связи при оценке $R_E(\tau)$ в формуле (2.2.3) пренебрегается флуктуацией ΔS .

При вычисления $\langle \exp(\Delta\phi) \rangle$ в (2.2.3) будем считать, что динамические флуктуации фазы $\Delta\phi$ лазерного поля, представляющие фазовый шум ППЛ, обусловлены большим числом воздействий на него спонтанных фотонов. Поскольку эти события независимы, то на основании центральной предельной теоремы плотность вероятности $p(\Delta\phi)$ будет иметь гауссову форму [2,4]:

$$p(\Delta\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle\Delta\phi^2\rangle}} \exp\left(-\frac{\Delta\phi^2}{2\langle\Delta\phi^2\rangle}\right).$$

Воспользуемся этим соотношением для расчета $\langle \exp(\Delta\phi) \rangle$. Получим:

$$\langle \exp(j\Delta\phi) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} p(\Delta\phi) \exp(j\Delta\phi) d(\Delta\phi) = \exp\left(-\frac{1}{2}\langle\Delta\phi^2\rangle\right). \quad (2.2.5)$$

Величина $\langle\Delta\phi^2\rangle$ в(2.2.5) определяет дисперсию фазового шума ППЛ.

Для определения $\langle\Delta\phi^2\rangle$ вновь обратимся к рисунку 2.2.1 и оценим флуктуации $\Delta\phi$ и ΔS стационарной плотности фотонов S_0 вынужденного излучения, вызванные одним спонтанным фотоном. Из рисунка 2.2.1 видно, что такой фотон вызывает следующее изменение поля E :

$$E = \text{Re}(E_0 + \cos\theta) + j \text{Im}(\sin\theta) \quad .$$

Умножим это соотношение векторно, а затем скалярно на невозмущенное поле E_0 . Получим:

$$|E \times E_0| = E_0 \sin\theta \approx E_0^2 \sin\phi,$$

$$S = E \cdot E = (E_0 + \cos\theta)^2 + \sin^2\theta = S_0 + 1 + 2\sqrt{S_0} \cos\theta.$$

Откуда, учитывая, что $\phi \ll 1$, получим:

$$\Delta\phi_1 \approx \sin\theta / \sqrt{S}, \quad (2.2.6)$$

$$\Delta S = 1 + 2\sqrt{S_0} \cos\theta. \quad (2.2.7)$$

Формула (2.2.6) описывает флуктуацию фазы излучения $\Delta\phi_1$, обусловленную механизмом описанным в п.1. Вариация плотности фотонов ΔS через механизм п.2 также приводит к изменению фазы поля на величину $\Delta\phi_2$. Установим эту связь.

Для этого обратимся к скоростному уравнению для плотности фотонов S_0 , которое определяется коэффициентом вынужденного излучения r_{st} и временем жизни фотона τ_{ph} в резонаторе ППЛ [1,2]:

$$\frac{dS_0}{dt} = r_{st} S_0 - \frac{S_0}{\tau_{ph}}. \quad (2.2.8)$$

Уравнение (2.2.7) вместе со скоростным уравнением для плотности фотонов описывает релаксационный процесс динамической вариации ΔS вблизи S_0 . Следовательно, искомая зависимость $\Delta\phi_2(\Delta S)$ также должна зависеть от време-

ни. Скорость изменения фазы $\Delta\phi_2(\Delta S(t))$ определяет изменение мгновенной частоты генерируемой лазером световой волны $\omega_{opt} = d(\Delta\phi_2(t))/dt$.

С другой стороны, для того чтобы частота ω_{opt} присутствовала в спектре излучения лазера, она должна удовлетворять одному из условий самовозбуждения, а именно условию баланса фаз [1]. Данное условие связывает частоту ω_{opt} с показателем преломления n' :

$$\omega_{opt} n' = const . \quad (2.2.9)$$

Дифференцируя данное соотношение, заключаем, что изменение частоты генерации на величину $\Delta\omega$ должно быть связано с изменением $\Delta n'$ как:

$$\Delta\omega N + \omega_{opt} \Delta n' = 0 .$$

Здесь $N = n' + \omega \cdot dn'/d\omega$ – групповой показатель преломления активного слоя ППЛ.

Из последних формул следует, что изменение частоты лазера определяется соотношением:

$$\Delta\omega = \frac{d\phi}{dt} = -\frac{\omega_{opt}}{N} \Delta n' \quad (2.2.10)$$

Заметим далее, что любое изменение n' всегда связано с соответствующей вариацией мнимой части показателя преломления n'' . Эта последняя компонента и определяет изменение коэффициента погонного усиления Δg активной среды ППЛ [1,2]:

$$\Delta n'' = -\frac{\Delta g c}{2\omega_{opt}} .$$

В ППЛ указанная связь между n' и n'' хорошо аппроксимируется линейной зависимостью [1,2,4]:

$$n' = \alpha n'' .$$

Последние формулы указывают на то, что флуктуации усиления активной среды ППЛ приводят к соответствующим изменениям показателя преломления и частоты генерации. Поэтому коэффициент пропорциональности α в последнем соотношении часто называется *чирп-фактором* [1,2,4].

Далее, в соответствии с (2.2.8), флуктуация усиления Δg может быть представлена в виде:

$$\Delta g = \frac{N}{c} \left(r_{st} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) .$$

Подставим последние формулы в (2.2.10), получим уравнение для компоненты $\Delta\phi_2$:

$$\frac{d\phi_2}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left(r_{st} - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) = \frac{\alpha}{2S_0} \frac{dS}{dt} .$$

Проинтегрируем это уравнение по t при начальном условии $S(t=0) = S_0 + \Delta S$ и до окончания релаксационного процесса, когда $S(t \rightarrow \infty) = S_0$. Тогда, воспользовавшись выражением (2.2.7) и полагая, что $S_0 = const$, заключа-

ем, что флуктуация фазы $\Delta\phi_2(t)$ излучения ППЛ, вызываемая одним i -м спонтанным фотоном в соответствии с механизмом п.2 определится как:

$$(\Delta\phi_2)_i = -\frac{\alpha}{2S_0} \Delta S_i = -\frac{\alpha}{2S_0} (1 + 2\sqrt{S_0} \cos \theta_i). \quad (2.2.11)$$

Полученное соотношение вместе с формулой (2.2.6) для $\Delta\phi_1$ определяет общее изменение фазы в течение одного акта спонтанного излучения:

$$\Delta\phi_i = (\Delta\phi_1)_i + (\Delta\phi_2)_i = \frac{1}{\sqrt{S_0}} (\sin \theta_i - \alpha \cos \theta_i). \quad (2.2.12)$$

Полное изменение фазы поля $\Delta\phi$ за время τ определяется путем суммирования $M=r_{sp} \cdot \tau$ актов спонтанного излучения:

$$\Delta\phi = \sum_{i=1}^l \Delta\phi_i = \sum_{i=1}^l \frac{1}{\sqrt{S_0}} (\sin \theta_i - \alpha \cos \theta_i).$$

С помощью последней формулы несложно вычислить дисперсию $\langle \Delta\phi^2 \rangle$. Выполняя суммирование и учитывая при этом, что фазовые флуктуации слагаемых под знаком суммы в данном соотношении не коррелированы между собой, получим:

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = \frac{r_{sp} |\tau|}{2S_0} (1 + \alpha^2)$$

Параметр r_{sp} в полученной формуле удобно выразить через *коэффициент спонтанного излучения* [1] (иначе называемый *коэффициентом инверсии* [2]):

$$n_{sp} = \frac{1}{(1 - r_{abs}/r_{sp})} = r_{sp} \cdot \tau_{ph},$$

где r_{abs} – коэффициент вынужденного поглощения.

С учетом введенных обозначений выражение для дисперсии фазового шума принимает вид:

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle = W_\phi |\tau|, \quad (2.2.13)$$

где $W_\phi = \frac{n_{sp} |\tau|}{2 \cdot S_0 \cdot \tau_{ph}} (1 + \alpha^2)$ – спектральная плотность мощности фазового шума ППЛ.

Подставляя результат в формулы (2.2.3), (2.2.5) находим АКФ $R_E(\tau)$, находим:

$$R_E(\tau) = S_0 \exp(-W_\phi |\tau|/2) = S_0 \exp\left(-\frac{n_{sp} |\tau|}{4 \cdot S_0 \cdot \tau_{ph}} (1 + \alpha^2)\right). \quad (2.2.14)$$

Спектр излучения ППЛ совпадает с энергетическим спектром $W_E(\omega)$ АКФ (2.2.14) и описывается формулой (2.2.2):

$$W_E(\omega) = \frac{W_\phi S_0}{W_\phi^2 / 4 + \omega^2}. \quad (2.2.15)$$

Полученное соотношение представляет, так называемый, лоренцев контур линии излучения, представленный на рисунке 2.2.2. Легко видеть, что ширина этой линии $\Delta\nu$ по уровню половиной мощности равна [1,2]:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{W_\phi}{2\pi} = \frac{n_{sp}}{4\pi \cdot S_0 \cdot \tau_{ph}} (1 + \alpha^2).$$

Для практических расчетов ширины линии излучения плотность фотонов S_0 удобно выразить через выходную мощность ППЛ на торце P , а время жизни фотона τ_{ph} – через коэффициенты отражения зеркал резонатора R_1 и R_2 и коэффициент поглощения α_l на его длине L . Получим:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu}{8\pi \cdot P} \left(\frac{c}{nL} \right)^2 \left(\alpha_l - \frac{\ln(R_1 R_2)}{2L} \right) n_{sp} (1 + \alpha^2). \quad (2.2.16)$$

Полученная формула (2.2.16) является модифицированной формулой Шавлова-Таунса, описывающей зависимость ширины линии от параметров активного слоя ППЛ [2]. Из нее следует, что $\Delta\nu$ пропорциональна множителю $(1 + \alpha^2)$. Для типичных полупроводниковых лазеров параметр α лежит в пределах $2 \div 8$ [1,2,4]. Это указывает на то, что в ППЛ основным из механизмов уширения линии излучения является описанный выше п.2, связанный с флуктуациями плотности носителей в активном слое лазера. Поэтому α называют также «фактором уширения линии» [1]. В соответствии с (2.2.16) ширина спектра должна быть обратно пропорциональна мощности излучения ППЛ P (или инжекционному току). Это значит, что при больших P $\Delta\nu$ должно стремиться к нулю. Однако, результаты измерений показывают, что при неограниченной световой мощности ППЛ ширина его спектра не равна нулю, т.е. $\Delta\nu(P \rightarrow \infty) \rightarrow \Delta\nu_{\min}$. Для лазеров системы AlGaAs $\Delta\nu_{\min}$ составляет $0.6 \div 1.9$ МГц. Причины указанного эффекта не установлены окончательно, но предполагается, что они связаны с $1/f$ шумом.

2.3. Относительная интенсивность шума

Рассмотрим основные свойства шумовых сигналов.

Чтобы выразить шум излучаемой оптической мощности P , зависящая от времени мощность $P(t)$ может быть записана следующим образом [2]:

$$P(t) = \langle P \rangle + \delta P(t), \quad (2.3.1)$$

где $\langle P \rangle$ – среднее значение мощности. Рассмотрим стационарные и эргодические шумовые процессы, так чтобы средним значением $\langle \dots \rangle$ обозначить один из двух ансамблей среднего числа

$$\langle P \rangle = \lim_{t' \rightarrow \infty} \frac{1}{t'} \int_{t_0}^{t_0+t'} P(t) dt. \quad (2.3.2)$$

Для стационарного сигнала среднее число, согласно уравнению (2.3.2), не зависит от t_0 . $\delta P(t)$ в (2.3.1) описывает шум $P(t)$ с $\langle \delta P(t) \rangle = 0$. Шум может быть описан во временной области автокорреляционной функцией [2]:

$$\rho_p(\tau) = \langle \delta P(t) \delta P(t - \tau) \rangle. \quad (2.3.3)$$

Шум в частотной области может также быть описан спектральной плотностью $W_p(\omega_m)$ на круговой частоте ω_m [2]:

$$W_p(\omega_m) = \left\langle |\Delta P(\omega_m)|^2 \right\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_p(\tau) \exp(-j\omega_m \tau) d\tau = \lim_{t' \rightarrow \infty} \frac{1}{t'} \left| \int_0^{t'} \delta P(t) \exp(-j\omega_m t) dt \right|^2. \quad (2.3.4)$$

Таким образом, спектральная плотность и автокорреляционная функция представляют пару преобразований Фурье (отношение Винера-Хинчина), и обратное преобразование Фурье принимает $\rho_p(t)$ вид функции спектральной плотности

$$\rho_p(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} W_p(\omega_m) \exp(j\omega_m \tau) df, \quad \text{где } f = \frac{\omega_m}{2\pi}. \quad (2.3.5)$$

Запись $\Delta P(\omega_m)$, введенная в (2.3.4) позже может быть приближенно использована как преобразование Фурье $\delta P(t)$.

Используя уравнения (2.3.3) – (2.3.5), средний квадрат шумового сигнала $\delta P(t)$ может быть выражен членом спектральной плотности (теорема Парсеваля) [2,4]:

$$\langle \delta P^2(t) \rangle = \rho_p(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} W_p(\omega_m) df = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle |\Delta P(\omega_m)|^2 \rangle df. \quad (2.3.6)$$

Шум, проходящий через узкополосный фильтр с центральной частотой ω_m и полосой фильтра Δf , которая имеет передачу единицы в полосе пропускания и ноль за полосой пропускания, достигает для среднего квадрата значение:

$$\langle \delta P^2 |_{\Delta f} \rangle = 2\Delta f \langle |\Delta P(\omega_m)|^2 \rangle = 2\Delta f \cdot W_p(\omega_m). \quad (2.3.7)$$

Степень двойки в (2.3.7) возникает, потому что должны быть учтены положительные и отрицательные частоты (ср. (2.3.6)).

Например, анализ шума также важен при вероятности того, что шумовой сигнал превышает некий предел, который особенно важен для цифровых применений. Для этой цели удобно ввести функцию плотности вероятности $p(\delta P)$ [2,4]. Функция плотности вероятности нормируется следующим образом

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(\delta P) d(\delta P) = 1, \quad (2.3.8)$$

а m -ый момент $\delta P(t)$ может быть записан как

$$\langle \delta P^m(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\delta P) \delta P^m d(\delta P). \quad (2.3.9)$$

При $m=2$ уравнение (2.3.9) представляет описание значения среднего квадрата альтернативное уравнению (2.3.6). Если накладывается бесконечное число шумовых процессов с различными статистиками, то оно описывается Гауссовой статистикой (центральная предельная теорема), учитывая Гауссову функцию плотности вероятности [2]:

$$p(\delta P) = \exp\left(-\frac{\delta P^2}{2\langle \delta P^2 \rangle}\right) / \sqrt{2\pi\langle \delta P^2 \rangle}. \quad (2.3.10)$$

Основным источником шума в лазерном диоде являются спонтанные шумы излучения, учитывая флуктуации излучаемой оптической интенсивности и частоты излучения. Интенсивность флуктуаций характеризуется RIN , тогда как частота флуктуаций ограничивает спектральную линию лазерного диода [2].

RIN это отношение шума оптической мощности $\delta P(t)$ к средней мощности $\langle P \rangle$ согласно [2]

$$RIN = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2}. \quad (2.3.11)$$

Шум, измеренный с полосой частот Δf , которую можно использовать в уравнении (2.3.7) принимает вид

$$RIN = \frac{2\Delta f \langle |\Delta P(\omega_m)|^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} = \frac{2\Delta f W_P(\omega_m)}{\langle P \rangle^2}. \quad (2.3.12)$$

Чтобы измерить RIN , оптическую мощность преобразуют к току после передающего фотодиода и шум этого фототока может быть легко измерен анализатором спектра. Эта процедура корректируется до тех пор, пока дополнительные шумы не сложатся в приемнике [2].

Однако, даже для идеального приемника необходимо рассмотреть квантовые шумы в фотодиоде, учитывая низкий предел RIN_Q для определяемой интенсивности шума [2]

$$RIN_Q = \frac{2\Delta f \langle |\Delta I(\omega_m)|^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = \frac{2\Delta f \cdot e}{\langle I \rangle} = \frac{3.2 \cdot 10^{-16} \text{ мА } \Delta f}{\langle I \rangle \text{ Гц}}. \quad (2.3.13)$$

$\langle I \rangle$ определяет значение фототока и спектральную плотность благодаря дробовому шуму (или квантовому шуму), определяемого выражением $\langle |I(\omega_m)|^2 \rangle = e \langle I \rangle$, где e – элементарный заряд. Уравнение (2.3.13) сохраняется, если сигнал можно обнаружить pin -фотодиодом [2].

Таким образом RIN лазерного диода измеряется пока не станет значительно больше, чем определенный предел RIN_Q . Для фототока $\langle I \rangle = 1 \text{ мА}$ RIN , например, определяется больше, чем $3.2 \cdot 10^{-16}$ на один герц полосы пропускания.

3. Содержание работы

3.1. Основные элементы программы

Программа лабораторной работы состоит из одного основного окна с несколькими вкладками. Используя вкладки «Лазер»→«Активная среда», «Лазер»→«Конструкция», «Моделирование», производят ввод данных. Выбирая вкладки «ПХ», «АЧХ», «АХ», «Пороговый ток», «Спектр», «Коэффициент усиления среды», «RIN», «Чирп», «Модуляция малым сигналом», «Линия излучения», а также вкладки, вложенные в соответствующие указанные, изучают результаты моделирования.

3.1.1. Ввод данных

Ввод данных производится на вкладках «Лазер»→«Активная среда», «Лазер»→«Конструкция» и «Моделирование».

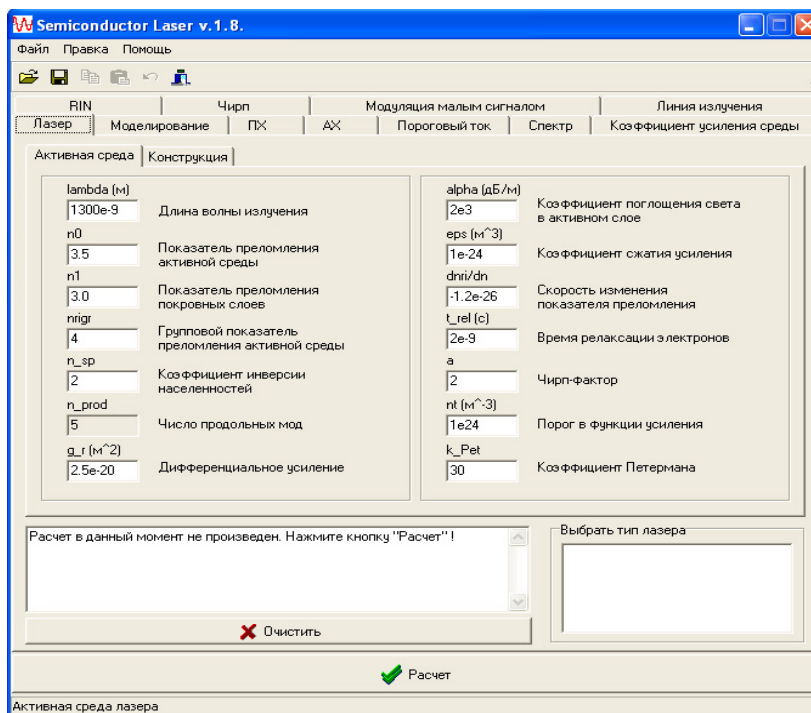


Рисунок 3.1. – Ввод данных на вкладке «Активная среда».

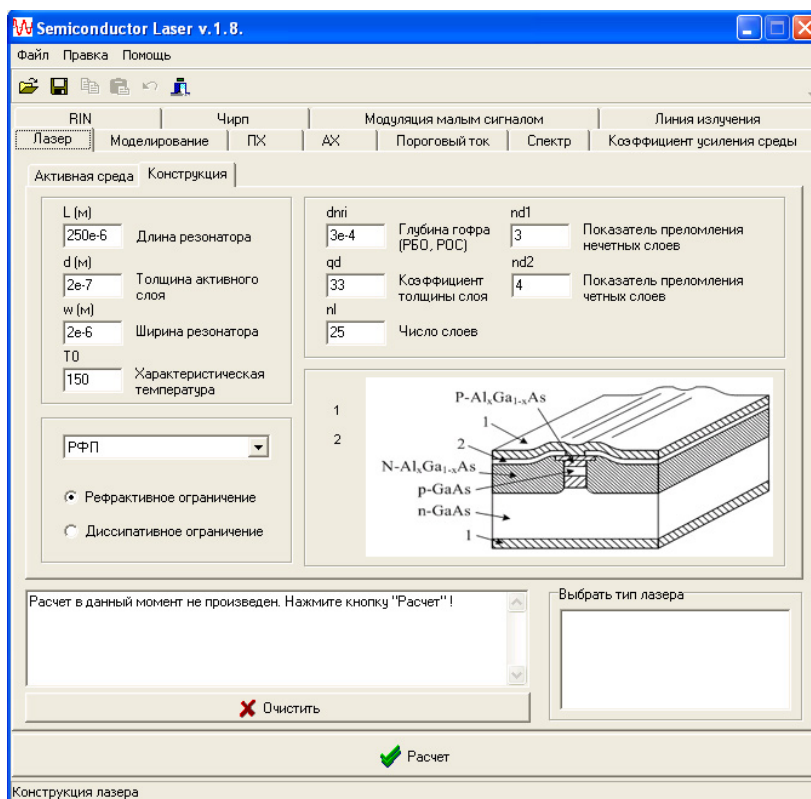


Рисунок 3.2. – Ввод данных на вкладке «Конструкция».

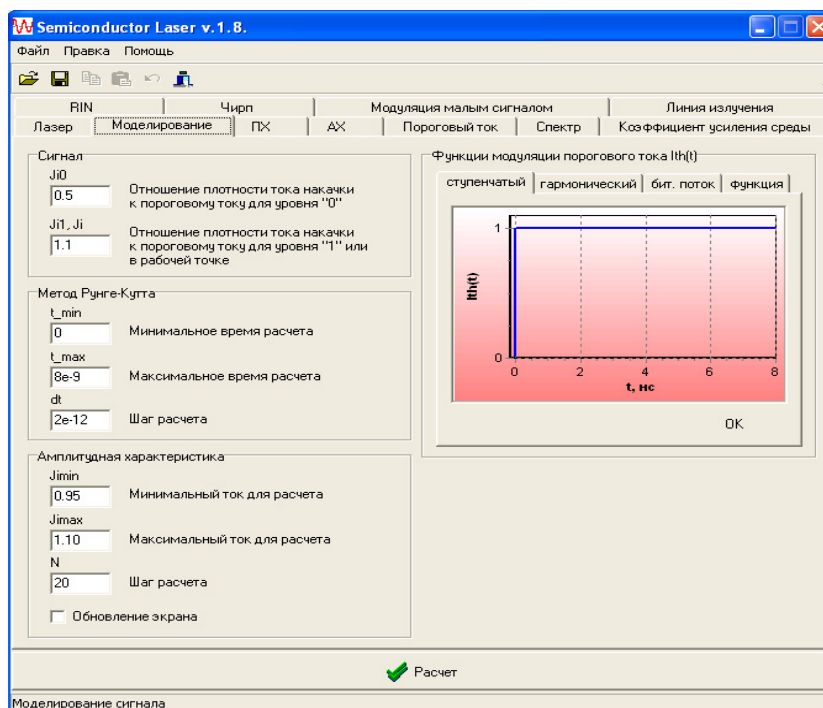


Рисунок 3.3. – Ввод данных на вкладке «Моделирование».

3.1.2. Результаты моделирования

С результатами моделирования можно ознакомиться на вкладках «ПХ», «АЧХ», «АХ», «Пороговый ток», «Спектр», «Коэффициент усиления среды», «RIN», «Чирп», «Модуляция малым сигналом», «Линия излучения».

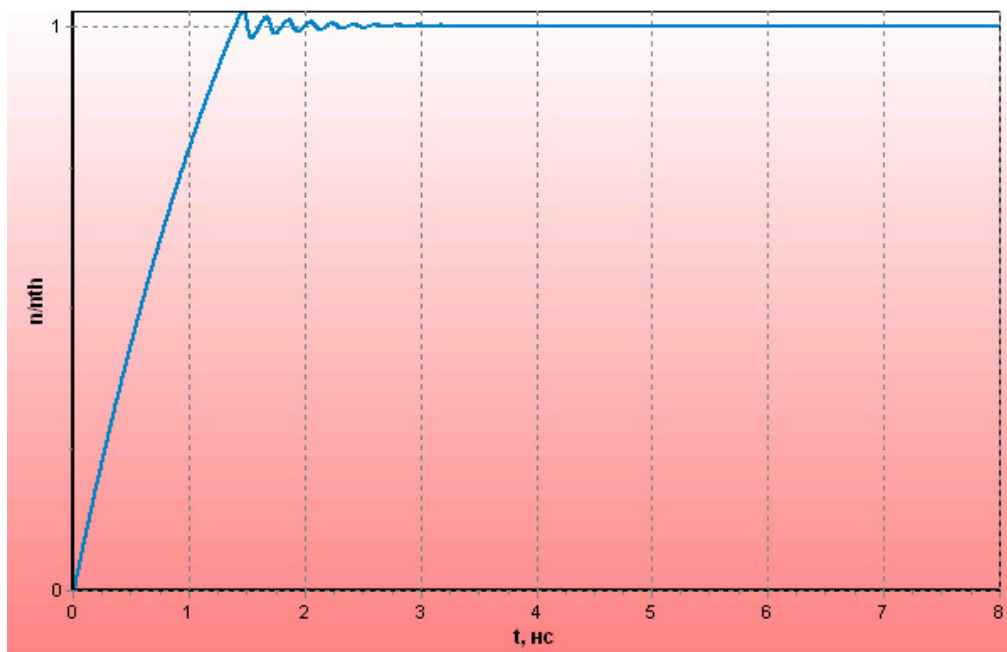


Рисунок 3.4. – Результат моделирования. Зависимость n/n_{th} от t .

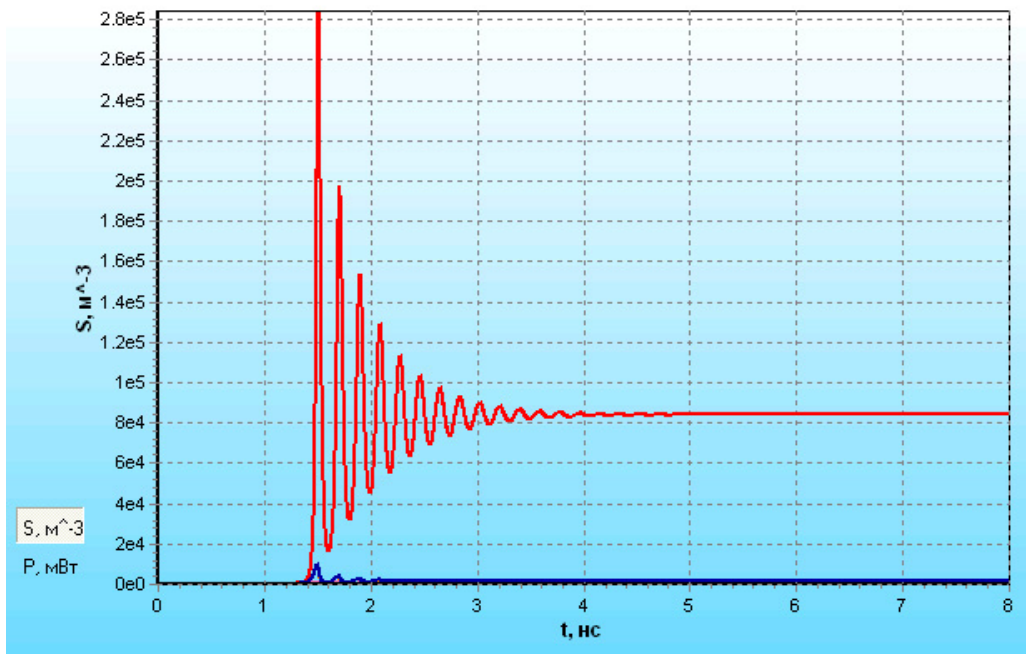


Рисунок 3.5. – Результат моделирования. Зависимость S от t .

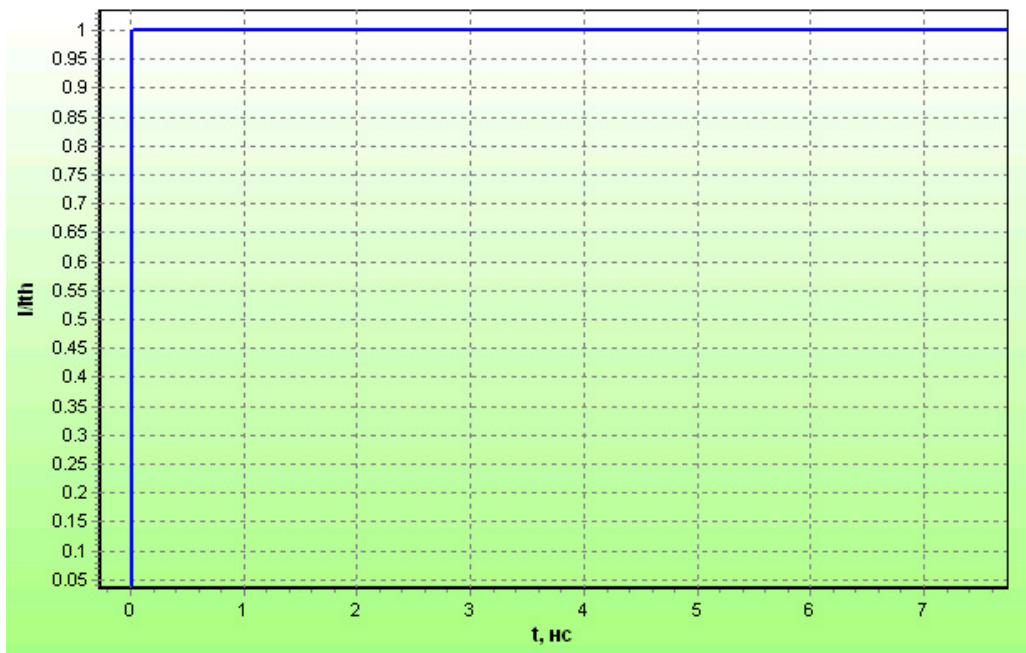


Рисунок 3.6. – Результат моделирования. Зависимость I/I_{th} от t .

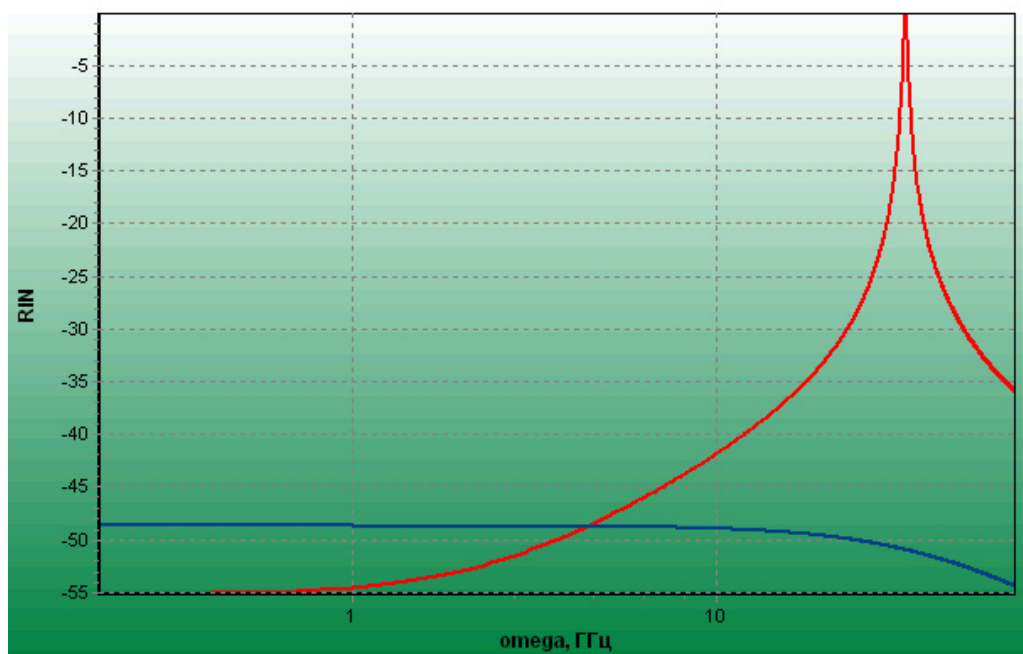


Рисунок 3.7. – Результат моделирования. Относительная интенсивность шума RIN .

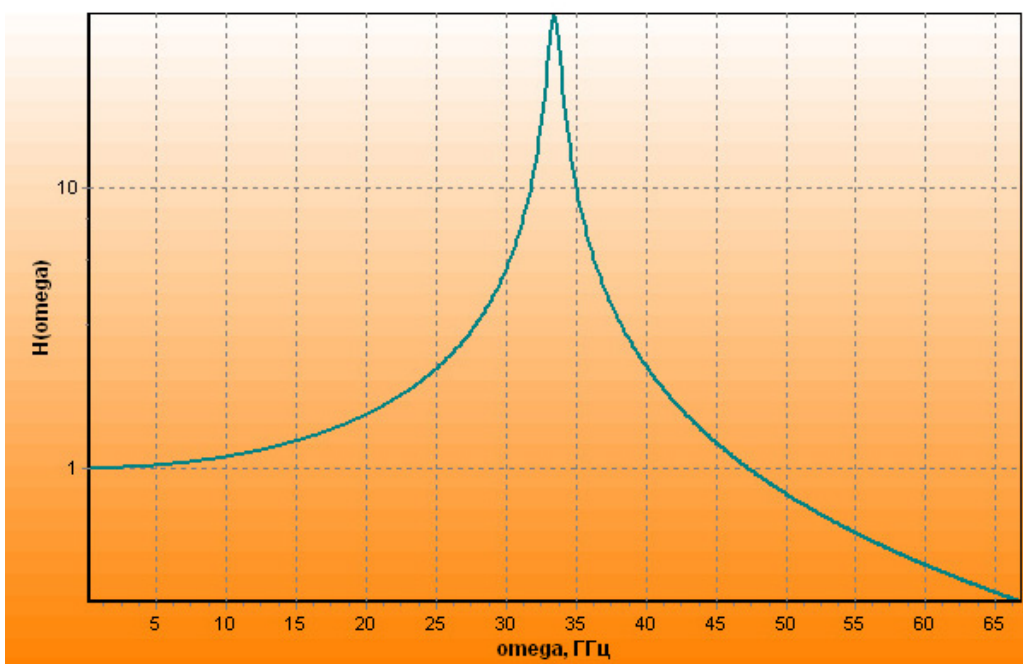


Рисунок 3.8. – Результат моделирования. Передаточная характеристика.

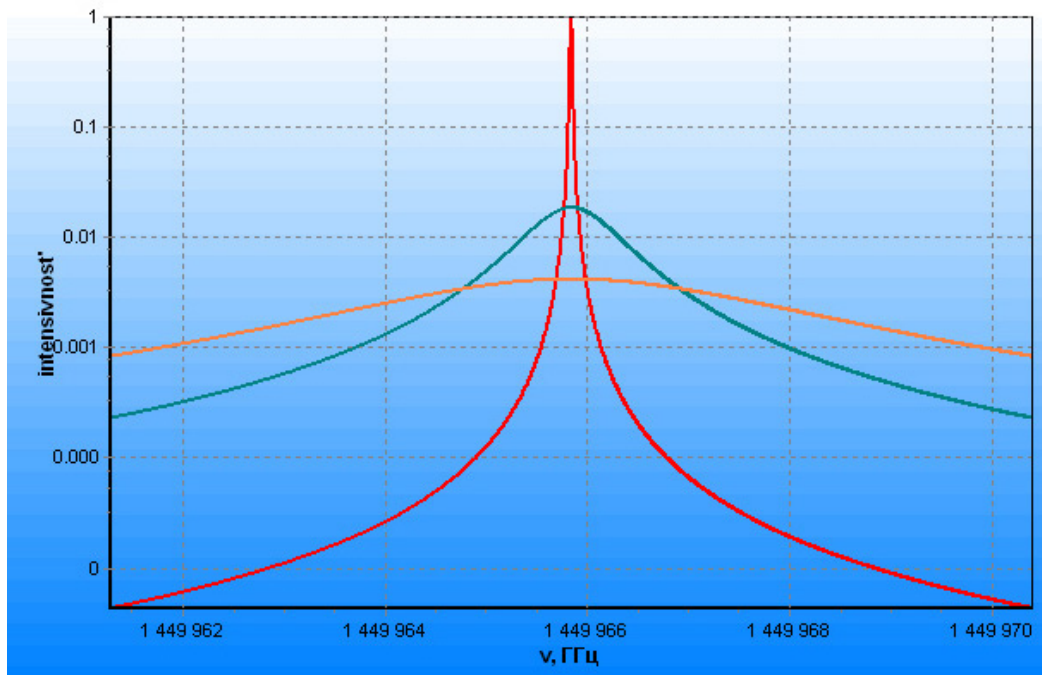


Рисунок 3.9. – Результат моделирования. Ширина линии излучения $\Delta\nu$.

Для облегчения работы с программой разработана гибкая справочная система.

4. Порядок выполнения работы

Параметры полупроводникового лазера задаются преподавателем.

1. Для заданных показателей преломления активной среды n_0 и покровного слоя n_1 , толщины активного слоя d и длины волны λ построить динамику модовой плотности и инверсии населенностей. Сравнить динамику плотности фотонов для разных продольных мод.

2. Для заданного порога усиления n_{th} построить зависимость плотности фотонов S_m от плотности порогового тока J . Чем обусловлено изменение плотности фотонов? Пояснить принципы.

3. Для ступенчатой и гармонической функций построить зависимости $n/n_{th}(t)$ и $S(t)$. Объяснить различия.

4. Рассмотреть поведение линии излучения в установившемся и динамическом режимах. Чем обусловлено такое поведение?

5. Определить выходную мощность излучения при $I_{th}=10$ мА.

6. Построить зависимость $n_{th}(d)$. Поясните полученную зависимость. С чем связано различие между модовыми зависимостями?

7. При разных значениях порогового тока I_{th} определить значения времени задержки излучения.

8. Исследовать зависимость линии излучения $\Delta\nu$ от чирп-фактора a . Чем обусловлена такая зависимость?

9. Результаты вычислений занести в отчет.

В выводах необходимо объяснить полученные в пунктах 1-8 зависимости.

5. Контрольные вопросы

1. Какую информацию можно получить из зависимости числа фотонов S от времени t ?
2. Объясните механизм генерации и усиления излучения в ППЛ.
3. Каковы причины затухания продольных мод?
4. Поясните метод ограничения поперечных мод.
5. На каких процессах основаны механизмы формирования линии излучения?
6. Объясните алгоритм вычисления ширины линии излучения.
7. Каким эмпирическим фактором определяются диссипативные и рефрактивные среды?
8. Что такое чирп-фактор?
9. Чем обусловлено изменение показателя преломления в активной среде?
10. Что характеризует относительная интенсивность шума RIN ?
11. Поясните физический смысл скоростных уравнений.
12. Объясните зависимость пороговой плотности носителей заряда n_{th} от толщины активного слоя d ?

6. Список использованной литературы

1. Складов О К. Волоконно-оптические сети и системы связи. Учебное пособие.- С-Пб : Лань, 2010. – 272 с.
2. Фокин В.Г. Оптические системы передачи и транспортные сети. Учебное пособие .- М.: Эко-Трендз, 2008. -288 с.
3. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи (4-е, дополненное издание)- М. : Эко-Тренд. 2007. -512 с..
4. Оптические цифровые телекоммуникационные системы: учебно-методическое пособие по практическим занятиям// Коханенко А.П., Шарангович С.Н. / Под ред. С.Н. Шаранговича – Томск: Изд-во Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники, 2007. -78 с.
5. Волноводная оптоэлектроника. Под ред. Т. Тамира – М.: Мир, 1991. – 574 с.
6. Petermann K. Laser Diode Modulation and Noise. Dortrecht/Boston/London. Kluwer Academic Publishers, 1988. – 315 p.
7. Petermann K. Einführung in die optische Nachrichtentechnik. – Technische Universität Berlin, 2003. – 342 p.
8. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника. – М.: Техносфера. Серия “Мир электроники”, 2004. – 588 с.
9. Шибельгут А.А., Марципака Е.Ю. Механизмы формирования спектра излучения полупроводникового лазера // Научная сессия ТУСУР-2006: Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, Томск, 4-7 мая 2006 г. – Томск: Издательство «В-Спектр», 2006. Ч. 1. – с. 291-294.