

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

# Волоконный лазер

Лабораторная работа по курсу  
фотоника

Выполнили: студенты 654гр.  
Нехаев А.С.  
Суманова Е.Д.  
Тихонов С.С.

г. Долгопрудный  
2018 год

# Содержание

<b>1. Цели и задачи исследования</b>	<b>2</b>
<b>2. Теоретическая часть</b>	<b>3</b>
2.1. Введение . . . . .	3
2.2. Инверсия активной среды как необходимое условие генерации лазера . . . .	3
2.3. Получение инверсной населенности с помощью когерентной оптической накачки . . . . .	4
2.4. Режим работы волоконного лазера – режим свободной генерации . . . . .	4
2.5. Динамика генерации лазера в различных режимах работы . . . . .	4
2.5.1. Система уравнений, описывающая динамику генерации лазера . . . .	4
2.5.2. Релаксационные колебания в лазере. Работа лазера в нестационарных режимах генерации при ступенчатом включении импульса накачки. .	7
<b>3. Практическая часть</b>	<b>9</b>
<b>4. Задачи</b>	<b>13</b>
<b>5. Вывод</b>	<b>13</b>

# 1. Цели и задачи исследования

- 1) Изучить генерацию в волоконном лазере в режиме свободной генерации и физические основы появления релаксационных колебаний.
- 2) Изучить методы создания инверсии, управления режимами генерации и формирования модовой структуры излучения в лазере.
- 3) Определить влияние параметров генерации на частоту и затухание релаксационных колебаний.
- 4) Решить задачи.

## 2. Теоретическая часть

### 2.1. Введение

Волоконные лазеры являются выдающимся достижением квантовой электроники с момента создания первого лазера на кристалле рубина в 1960 г.

Поскольку в кварцевом волокне энергия фононов составляет  $400-1100 \text{ см}^{-1}$ , то в качестве активных ионов могут быть использованы только те, у которых энергетический зазор между уровнями с оптическими переходами превышает эту величину, поскольку иначе безизлучательная релаксация приведет к ухудшению люминесценции. Наиболее часто используемые активные ионы это:

- неодим  $\text{Nd}^{3+}$  (0.92 – 0.94 мкм, 1.05 – 1.1 мкм, 1.34 мкм),
- гольмий  $\text{Ho}^{3+}$  (1.9 – 2.1 мкм),
- эрбий  $\text{Er}^{3+}$  (1.53 – 1.6 мкм),
- тулий  $\text{Tm}^{3+}$  (1.7 – 1.9 мкм),
- иттербий  $\text{Yb}^{3+}$  (0.98 – 1.16 мкм).

Преимущества волоконных активных сред по сравнению с объемными активными лазерными средами:

- низкие оптические потери;
- большая длина взаимодействия и малый размер световедущей сердцевины, что обеспечивает эффективную накачку полупроводниковым лазером;
- большое отношение площади поверхности волокна к объему, что улучшает теплоотвод;
- высокое качество поперечной структуры пучка;
- использование внутриволоконных брегговских решеток в качестве распределенных зеркал обеспечивает компактность и стабильность лазера.

### 2.2. Инверсия активной среды как необходимое условие генерации лазера

Излучение лазера рождается на переходах между определенными энергетическими уровнями активных центров; их называют **рабочими уровнями**. Отнесенные к единице объема активной среды заселённости рабочих уровней будем обозначать через  $n_1$  (нижний рабочий уровень) и  $n_2$  (верхний рабочий уровень). Разность

$$N = n_2 - (g_1/g_2)n_1 \quad (1)$$

называют плотностью инверсной заселенности рабочих уровней. Здесь  $g_1$  и  $g_2$  – кратности вырожденных соответствующих уровней; для простоты будем, как правило, полагать, что  $g_1 = g_2$ .

Если выполняется условие

$$N > 0 \quad (2)$$

то говорят, что имеет место инверсия активной среды.

Для создания инверсии необходимо перевести активную среду в неравновесное состояние. Обеспечение инверсии активной среды является необходимой предпосылкой для реализации в лазере режима генерации. Коэффициенты усиления  $\chi_1$  пространственно-однородной среды описывается выражением

$$\chi_1 = \sigma N \quad (3)$$

где  $\sigma$  - сечение вынужденных переходов между рабочими уровнями.

Для создания и поддержания инверсии применяют тот или иной способ возбуждения (или, как говорят, способ накачки) активной среды. Активная среда лазера представляет собой некий термостат (сердцевина волокна из стекла), в котором имеются активные центры – квантовые системы, способные в результате возбуждения переходить в состояние с отрицательной температурой, отвечающей инверсной заселенности уровней.

В твердотельных волоконных лазерах активными центрами чаще всего служат ионы с незаполненными внутренними оболочками.

Реальные активные центры обычно имеют богатую систему энергетических уровней. Однако для работы лазера существенную роль играют лишь некоторые из них, в связи с чем при расчетах систему уровней упрощают, рассматривая только необходимые. Чаще всего используют 3-х и 4-х уровневые модели лазера, реже - многоуровневые.

## **2.3. Получение инверсной населенности с помощью когерентной оптической накачки**

В волоконных лазерах активное волокно имеет сердцевину, легированную ионами редкоземельных металлов, внутреннюю оболочку, образующую с сердцевиной волновод, и внешнюю оболочку, образующую волновод с внутренней оболочкой по которому распространяется излучение накачки, введенное в эту область от полупроводникового лазера. Для излучения накачки волновод является многомодовым, в то же время сердцевина активной области образует одномодовый волновод для генерируемого излучения. Для ввода излучения накачки используется несколько методов:

- 1) торцевой
- 2) набор V-образных канавок, распределенных по боковой поверхности световода;
- 3) два световода размещаемых в общей оболочке, один из которых - активный, а в другой вводится излучение накачки, которое в месте их контакта проходит в активную область и осуществляет накачку. Таким образом, осуществляется распределенная накачка активной области.

## **2.4. Режим работы волоконного лазера – режим свободной генерации**

Режим свободной генерации фактически означает отсутствие какого-либо специального управления генерацией или какого-либо воздействия на нее извне. В частности, отсутствует какая-либо модуляция (как активная, так и пассивная) добротности резонатора. Свободная генерация может иметь место как в случае импульсной, так и в случае непрерывной накачки. Свободное излучение волоконного лазера представляет собой, как правило, последовательность относительно коротких импульсов или, как принято говорить, пачек. Длительность отдельного пика равна  $10^{-7} - 10^{-6}$  (0.1 - 1 мкс); мощность достигает значений  $10^4 - 10^5$  Вт. Временной интервал между пачками составляет примерно 1-10 мкс.

## **2.5. Динамика генерации лазера в различных режимах работы**

### **2.5.1. Система уравнений, описывающая динамику генерации лазера**

Считая, что переходы между уровнями 4 и 3 и уровнями 2 и 1 являются быстрыми, можно положить  $n_4 \approx n_3 \approx 0$ . В этом случае скоростные уравнения можно записать

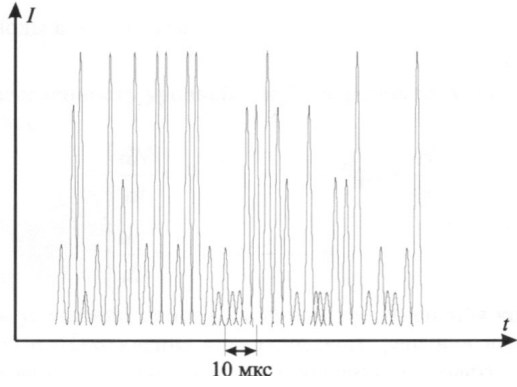


Рис. 1: Осциллограмма излучения твердотельного лазера, работающего в режиме свободной генерации

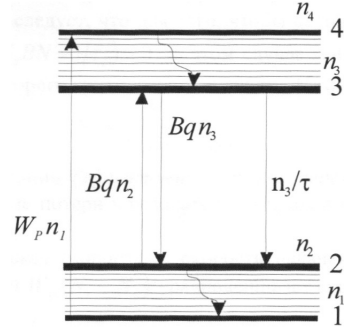


Рис. 2: Энергетическая схема квази-четырёхуровневого лазера

следующий образом

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = W_p n_1 - Bq n_3 - \frac{n_3}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} = V_a Bq n_3 - \frac{q}{\tau_c} \\ n_1 + n_3 = N_t \end{cases} \quad (4)$$

где:

- $N_t = 8 \cdot 10^{19}$  ионов/см<sup>3</sup> – плотность ионов иттербия Yb<sup>3+</sup>
- $n_1$  – населенность основного состояния
- $n_3$  – населенность рабочего уровня
- $q$  – полное число фотонов в резонаторе
- $W_p$  – скорость накачки
- $\lambda = 1.064$  мкм – длина волны генерации
- $\gamma$  – потери в резонаторе за проход в одном направлении
- $V_a = \pi \omega_0^2 l / 4$  – объем моды в активной среде
- $B$  – скорость индуцированных переходов на один фотон в моде
- $\omega_0$  – размер перетяжки моды в резонаторе
- $L$  – длина резонатора
- $l$  – длина активной зоны
- $L' = L + (n_0 - 1)l$  – оптическая длина резонатора
- $n_0$  – показатель преломления активной среды
- $V = \pi \omega_0^2 L' / 4$  – объем моды в резонаторе
- $c = 2,99792458 \cdot 10^{10}$  см/с – скорость света

Выражения для введенных величин  $B$  и  $\tau_c$  через известные параметры лазера можно получить следующем виде:

$$B = \frac{\sigma l c}{V_a L'} = \frac{\sigma c}{V} \quad \tau = \frac{L'}{c \gamma}$$

Вводя инверсную заселенность уровней 3 и 2 по формуле  $N = n_3 - n_2 \approx n_3$  систему уравнений (4) можно переписать в виде:

$$\begin{cases} \frac{dn_3}{dt} = W_p (N_t - N) - Bq N - \frac{N}{\tau} \\ \frac{dq}{dt} = \left( V_a B N - \frac{1}{\tau_c} \right) q \end{cases} \quad (5)$$

Полученная система уравнений описывает динамику изменения количества фотонов в резонаторе и инверсии населенности.

Рассмотрим работу лазера при стационарной накачке (то есть когда скорость накачки  $W_p$  не зависит от времени).

Определим пороговое условие генерации лазера. Предположим, что в момент времени  $t = 0$  в резонаторе, вследствие спонтанного испускания, присутствует некоторое небольшое число фотонов  $q$ . При этом из уравнения (5) следует, что для того, чтобы величина  $\frac{dq}{dt}$  была положительной, должно выполняться условие  $(V_a B N - 1/\tau_c)$ . В этом случае генерация возникнет, если инверсия населенности  $N$  достигнет критического значения  $N_c$ , определяемого выражением

$$N_c = \frac{1}{V_a B \tau_c} = \frac{\gamma}{\sigma l} \quad (6)$$

где:

- $\sigma$  – сечение перехода генерации (*эффективное сечение перехода генерации для ионов  $Yb^{3+}$*   $\sigma = 2.5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ )
- $\gamma$  – суммарные потери в резонаторе за проход в одном направлении, определяемые ниже

Таким образом, критическая (пороговая) скорость накачки соответствует ситуации, когда полная скорость накачки уровней  $W_{cp} (N_t - N_c)$  уравнивает скорость  $N_c/\tau$  спонтанных переходов с рабочего уровня:

$$W_{cp} = \frac{N_c}{(N_t - N_c)\tau} \quad (7)$$

Пороговую скорость накачки уровней можно получить

$$W_{cp} = \frac{1}{(\tau_c V_a B N_t - 1)\tau} \quad (8)$$

Если  $W_p > W_{cp}$ , то число фотонов  $q$  будет возрастать от начального значения, определяемого спонтанным излучением, и если  $W_p$  не зависит от времени, то, в конце концов, достигнет некоторого постоянного значения  $q_0$ . Это стационарное значение и соответствующее ему значение инверсии  $N_0$  получаются из уравнений (5), если в них положить  $\dot{N} = \dot{q} = 0$ .

$$N_0 = \frac{1}{V_a B \tau_c} = N_c, \quad q_0 = V_a \tau_c \left[ W_p (N_t - N_c) - \frac{N_0}{\tau} \right]. \quad (9)$$

Полученные уравнения описывают непрерывный режим работы четырехуровневого лазера. При  $W_p = W_{cp}$  имеем  $N = N_c$  и  $q_0 = 0$ . Заметим, что при накачке ниже пороговой  $q = 0$ , и получаем  $N_0 = W_p \frac{N_t \tau}{1 + W_p \tau}$ . Но поскольку обычно выполняется условие  $N_0 = N_c \ll N_t$ , из формулы (8) находим, что  $W_{cp} \tau \ll 1$ , то есть  $W_p \tau \ll 1$  и  $N$  увеличивается с  $W_p$  практически линейно. Число фотонов, определяемое в (9), можно записать в эквивалентном виде:

$$q_0 = (V_a N_c) (\tau_c / \tau) (x - 1) \quad (10)$$

где:

$$x = W_p / W_{cp} \quad (11)$$

и где  $x$  – относительное превышение скорости накачки над пороговой. Как для оптической, так и для электрической накачки, можно записать:

$$x = P_p / P_{\text{пор}}, \quad (12)$$

где

- $P_p$  – мощность электрической накачки (приложенная к лампе или к разряду),
- $P_{\text{пор}}$  – ее пороговое значение.

Таким образом, если выбрать  $P_p/P_{\text{пор}} = 1.1$ , то количество фотонов в резонаторе будет около  $10^{10}$ .

Если считать основными потерями в резонаторе – выход излучения через зеркала, то суммарная мощность излучения, выходящего через оба зеркала:

$$P = \frac{q_0 \hbar \omega}{\tau_0}, \quad (13)$$

где  $\tau_0$  – время жизни фотонов в резонаторе, определяемое как

$$\frac{1}{\tau_0} = -\frac{c}{2L} \ln(1 - T), \quad (14)$$

где  $T$  – коэффициент пропускания выходного зеркала.

### 2.5.2. Релаксационные колебания в лазере. Работа лазера в нестационарных режимах генерации при ступенчатом включении импульса накачки.

Рассмотрим работу лазера при нестационарной накачке. Для данной временной зависимости скорости накачки  $W_p(t)$ , можно найти временную зависимость  $q(t)$  и  $N(t)$ , если заданы начальные условия.

В случае, когда скорость накачки описывается ступенчатой функцией, будем считать, что скорость накачки имеет следующую временную зависимость:  $W_p = 0$  при  $t < 0$  и  $W_p(t) = W_p$  (с независимой от времени величиной  $W_p$ ) при  $t > 0$ . При небольших колебаниях инверсии и количества фотонов около стационарных значений  $N_0$  и  $q_0$ , можно записать

$$\begin{cases} N(t) = N_0 + \delta N \\ q(t) = q_0 + \delta q \end{cases}, \quad (15)$$

где  $\delta N \ll N_0$  и  $\delta q \ll q_0$  (так что произведениями типа  $\delta N \delta q$  в (5) можно пренебречь). Тогда из уравнений (5) получаем систему:

$$\begin{cases} \delta \dot{N} = -\delta N (W_p - \frac{1}{\tau}) - B(q_0 \delta N + N_0 \delta q) \\ \delta \dot{q} = B q_0 V_a \delta N \end{cases} \quad (16)$$

Подстановка нижнего уравнения из (16) в верхнее уравнение с учетом  $B V_a N - 1/\tau_c = 0$ , дает уравнение колебаний:

$$\delta \ddot{q} + \left[ W_p + \left( \frac{1}{\tau} \right) + B q_0 \right] \delta \dot{q} + (B^2 N_0 q_0 V_a) \delta q = 0, \quad (17)$$

Решение которого имеет вид

$$\delta q = \delta q_0 \exp(st).$$

В этом случае получаем уравнение с параметром  $s$ :

$$s^2 + \left( \frac{2}{t_0} \right) s + \omega^2 = 0,$$

где

$$\omega^2 = B^2 N_0 q_0 \quad \frac{1}{t_0} = \frac{1}{2} (W_p + (1/\tau) + B q_0).$$



Решение квадратного уравнения будет:

$$s = -1/t_0 \pm [(1/t_0)^2 - \omega^2]^{1/2}$$

где для случая  $(1/t_0) < \omega$  вводим  $\omega'$  и получаем:

$$\omega' = [\omega^2 - (1/t_0)^2]^{1/2}, \quad s = -1/t_0 \pm i\omega'.$$

В этом случае решение будет представлять собой затухающее гармоническое колебание:

$$\delta q = C \exp(-t/t_0) \sin(\omega't + \varphi) \quad (18)$$

где константы  $C$  и  $\varphi$  определяются начальными условиями. Для изменения инверсии в случае  $(1/t_0) \ll \omega'$  получаем

$$\delta N = (\omega' C / B q_0 V_a) \exp(-t/t_0) \sin(\omega't + \varphi)$$

С учетом (9) и считая, что  $N_0 \ll N_t$ , выражения для  $t_0$  и  $\omega$  можно записать в более простом виде:

$$t_0 = 2\tau/x \quad \omega = \left( \frac{x-1}{\tau_0\tau} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

где  $x = W_p/W_{cp}$  — относительное превышение скорости накачки над пороговой. Таким образом, при ступенчатом включении накачки при генерации лазера происходят затухающие релаксационные колебания количества фотонов в резонаторе и, следовательно, выходной мощности с частотой  $\omega'$ .

Проведенный анализ режимов работы лазера дает качественную картину динамики генерации лазера при постоянной накачке в режиме непрерывной генерации и в переходном режиме. Численное интегрирование системы уравнений (5) при расчете параметров генерации лазера показывает следующие зависимости на рисунке 3 развития генерации от времени:

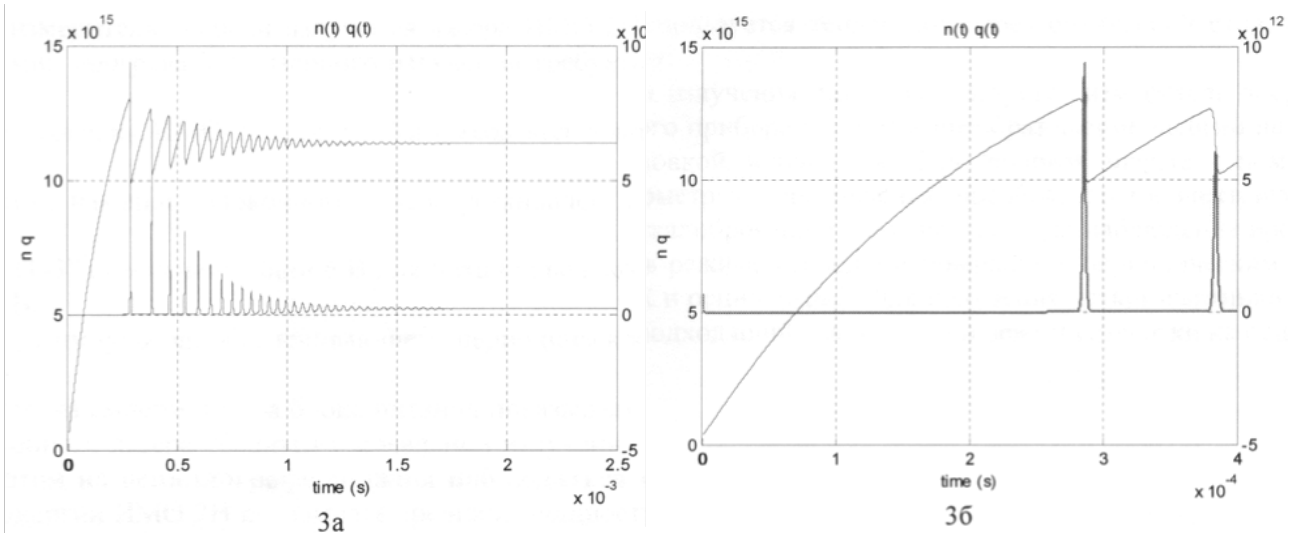


Рис. 3: Зависимость инверсии населенности  $n(t)$  и полного числа фотонов в резонаторе  $q(t)$  от времени при ступенчатом включении накачки (а и б — показано в разных временных масштабах).

Таким образом, при генерации лазера могут наблюдаться релаксационные колебания мощности генерации (рис.3) с частотой, определяемой параметрами лазерной системы. В стационарном режиме генерации инверсия устанавливается на уровне пороговой.

### 3. Практическая часть

- 1) Построим график зависимости выходной мощности излучения от мощности накачки

Таблица 1: Экспериментальные данные

$I_{\text{накачки}}, \text{ А}$	Напряжение, В	Показания калориметра, Дж	$W_{\text{выходное}}, \text{ Вт}$	$W_{\text{накачка}}, \text{ Вт}$
2.1	6	49	1.323	12.6
1.9	6	46	1.242	11.4
1.8	6	45	1.215	10.8
1.7	6	43	1.161	10.2
1.6	6	41	1.107	9.6
1.5	6	36	0.972	9.0
1.4	6	32	0.864	8.4
1.3	6	29	0.783	7.8
1.2	6	25	0.675	7.2
1.1	6	21	0.567	6.6
1.0	6	17	0.459	6.0

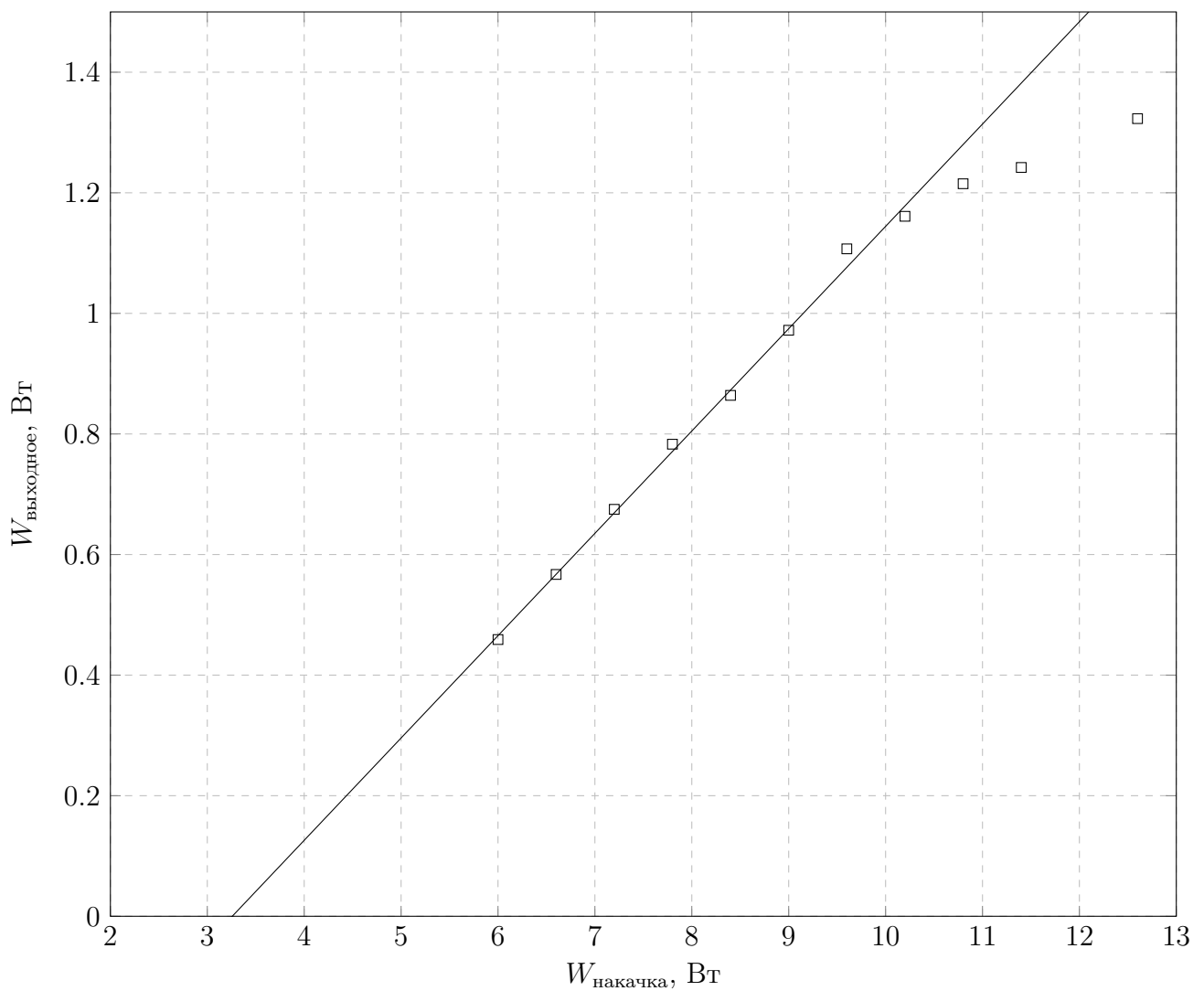
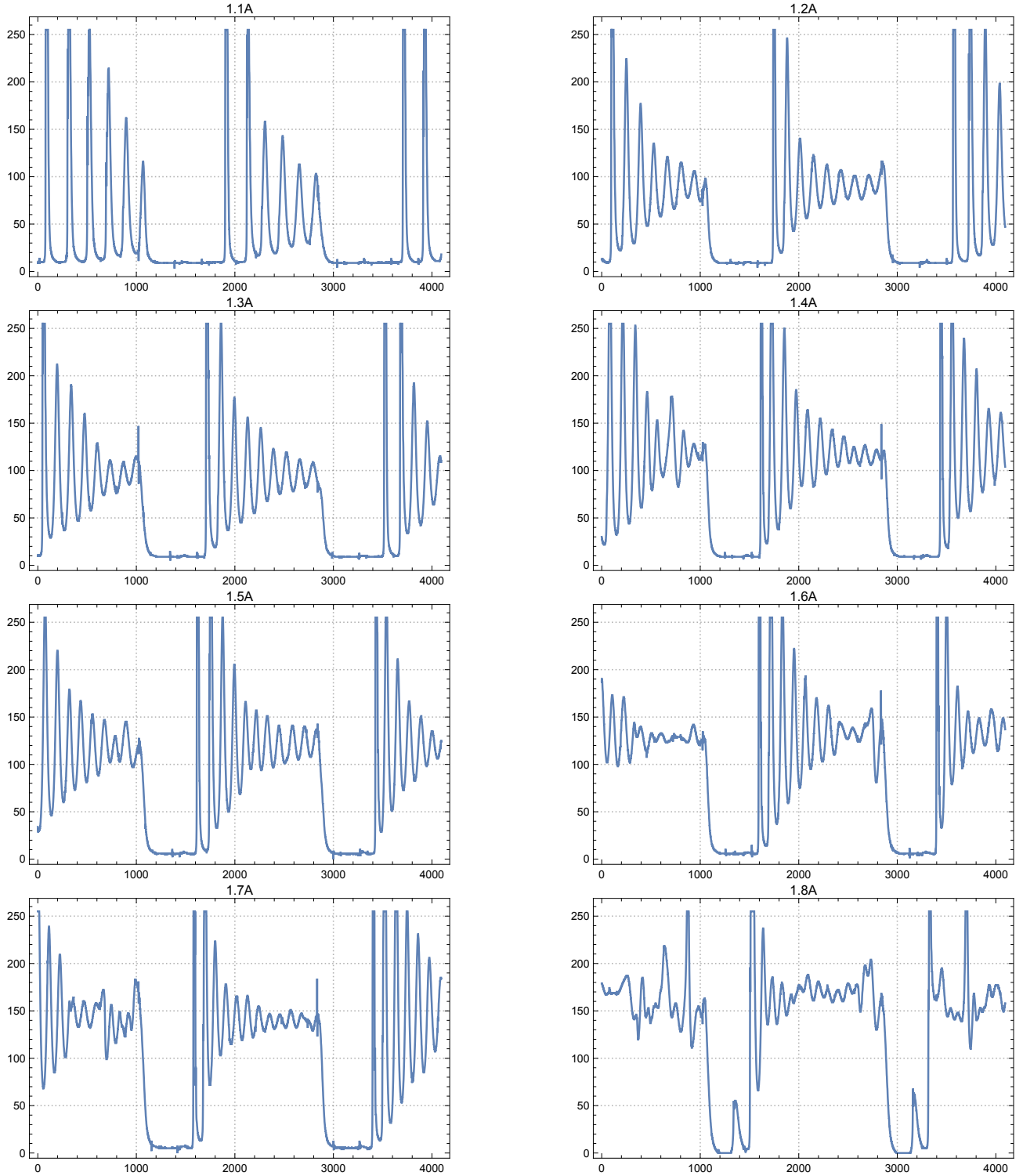


Рис. 4: График зависимости выходной мощности от накачки

По графику видим, то пороговая мощность накачки равняется примерно  $W_{cp} \approx 3.26$  Вт, КПД примерно  $\eta \approx 16.97\%$ .

- 2) Снятие зависимости частоты релаксационных колебаний от превышения над порогом генерации:



Также проведем теоретический расчёт частоты релаксационных колебаний для лазера с параметрами:  $L' = 10\text{м}$ ,  $\gamma = 0.12$ ,  $t_0 = 1.4\text{ мс}$ ,  $\tau_c = 278\text{ нс}$ .

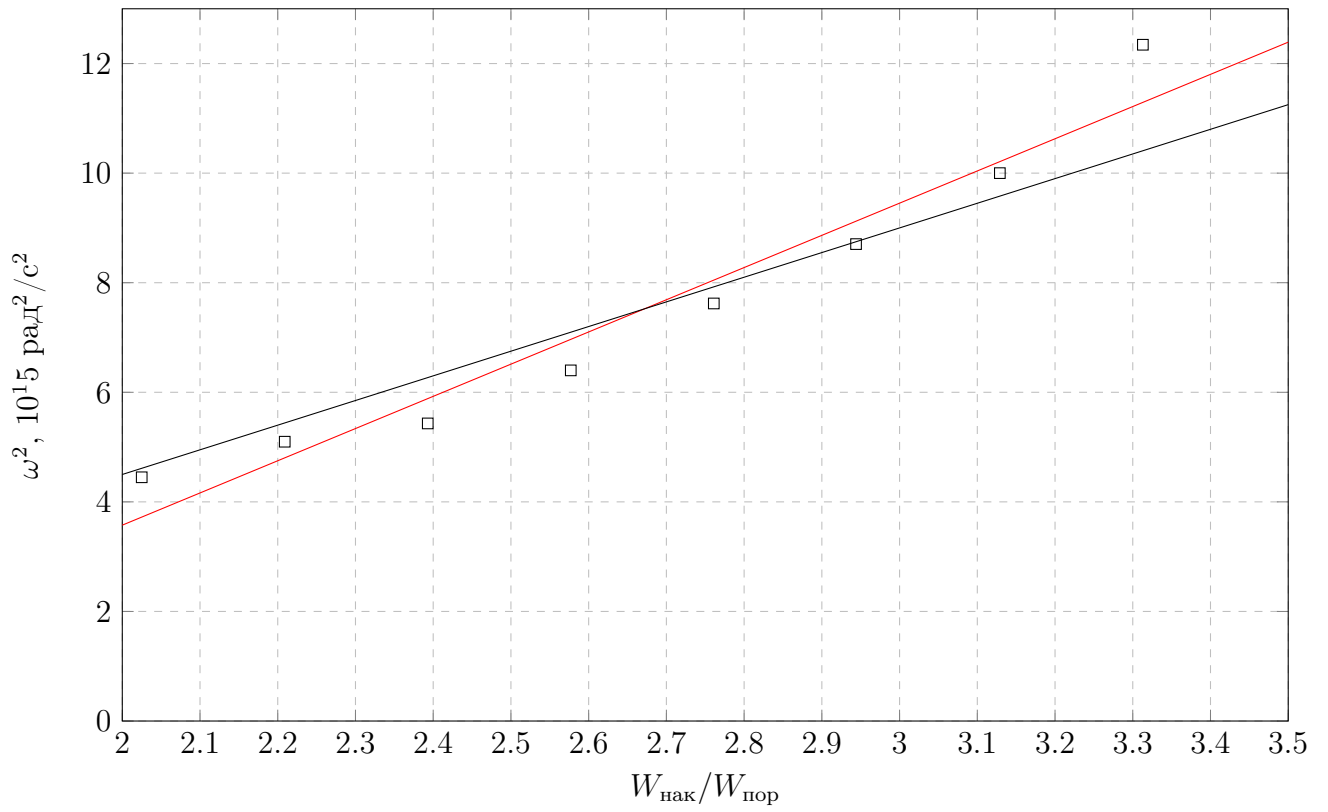


Рис. 5: График зависимости квадрата частоты от превышения мощности накачки над пороговой

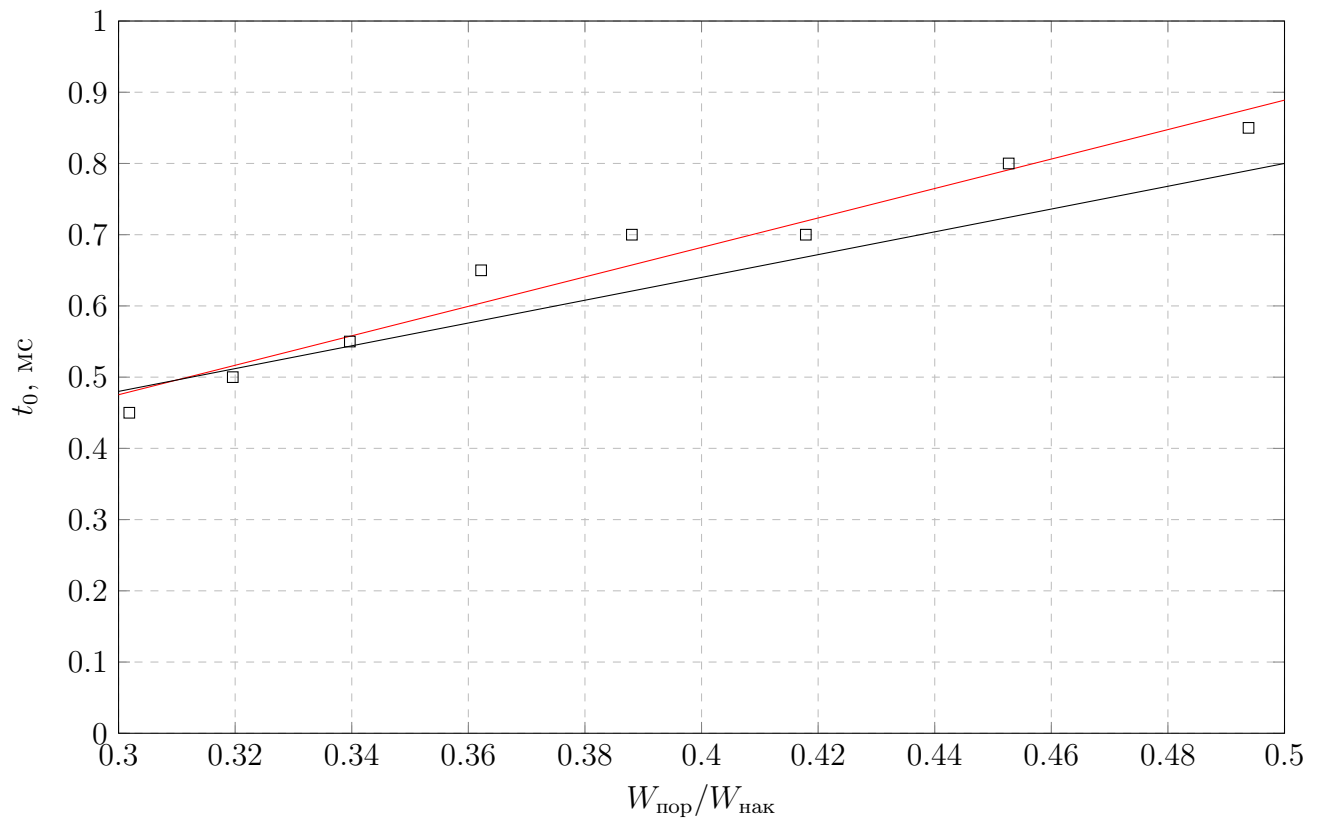


Рис. 6: График зависимости времени затухания от величины обратной превышению мощности накачки над пороговой

В обоих графиках красными линиями проведены экспериментальные кривые, а черными - теоретические. Такие координаты используем для того, чтобы наблюдать линейную зависимость. Из полученного графика видно, что значения, полученные в эксперименте, почти не отличаются от расчётных. Небольшую разницу можно объяснить некоторым отличием реальных параметров лазера. Однако сам характер зависимости хорошо согласуется с теорией.

## 4. Задачи

- 1) Рассчитать частоту релаксационных колебаний для волоконного лазера, используемого в работе.

$$\omega = \sqrt{\frac{x-1}{\tau_0\tau}}; \quad x = \frac{W_p}{W_{cp}}; \quad \frac{1}{\tau_0} = -\frac{c}{2L} \log(1-T).$$

$$T = 0.8; \quad \tau = 1200 \text{ мкс}; \quad L = 10 \text{ см.}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{0.5}{1200 \times 10^{-6} \times \frac{-20}{3 \times 10^8} (\log 0.2)^{-1}}} = 100294.5 \text{ Гц}$$

- 2) Определить время затухания фотонов в резонаторе волоконного лазера.

$$\frac{1}{\tau_0} = -\frac{c}{2L} \log(1-T) \Rightarrow \tau_0 = 40 \text{ нс}$$

- 3) Определить температуру, при которой работа иттербиевого лазера будет происходить по трехуровневой схеме, если штарковское расщепление уровней рабочего перехода  $\sim 500 \text{ см}^{-1}$

$$E = \hbar\omega = \hbar c \frac{2\pi}{\lambda} = kT \Rightarrow T = \frac{2\pi\hbar c}{k} = \frac{\hbar c}{\lambda k}$$

$$W = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{500 \text{ см}} \Rightarrow T = \frac{\hbar c W}{k} = 720 \text{ K}$$

- 4) Рассчитать частоту и время затухания релаксационных колебаний для типичного He-Ne, полупроводникового и YAG:Nd<sup>3+</sup> лазеров.

$$\tau_0 = -\frac{2L}{c \cdot \log(1-T)}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{x-1}{\tau_0\tau}}, t_0 = \frac{2\tau}{x}$$

Лазер	$L$	$T, \%$	$\tau$	$\tau_0$	$\omega, \text{ рад/с}$	$t_0$	$1/\omega$
YAG Nd <sup>(3+)</sup>	1 м	10	230 мкс	63 нс	$1.9 \times 10^5$	307 мкс	33 мкс
He-Ne	1 м	0.5	100 нс	1.3 мкс	$1.9 \times 10^6$	0.133 мкс	3.2 мкс
Полупроводниковый	0.5 мм	35	1 нс	7.7 пс	$8 \times 10^9$	1.3 нс	781 пкс

Сказать о том, возможно ли наблюдать релаксационные колебания, мы сможем, сравнив столбцы  $1/\omega$  и  $\tau$ . Если период колебаний в несколько раз меньше времени затухания, как в случае с волоконным лазером, то р.к. будут хорошо наблюдаться. Если же период больше или порядка времени затухания, как в He-Ne и полупроводниковом лазере, то мы не сможем наблюдать р.к..

## 5. Вывод

- 1) В ходе работы мы изучили особенности работы волоконного лазера в непрерывном режиме, а также физические основы релаксационных колебаний.
- 2) Определили влияние параметров лазера на частоту релаксационных колебаний.
- 3) Изучили методы создания инверсии населенности и формирования модовой структуры излучения в лазере.
- 4) Решили некоторые задачи.