

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО  
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
**ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
(ГОУ ВПО ИГУ)  
**КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ**

Н.А. Иванов

# **Полупроводниковые инжекционные лазеры**

Методические указания

Иркутск 2005

Печатается по решению учебно-методического совета ГОУ ВПО  
Иркутского государственного университета

Рецензент: Доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры общей и  
космической физики В.Л.Паперный

Составитель: Н.А. Иванов

кандидат физ. – мат. наук, доцент  
кафедры общей физики ИГУ

Полупроводниковые инжекционные лазеры: Методические указания  
– Иркутск, ИГУ, 2005. с – 16.

Библиогр. 4 назв. Ил. 7.

Методические указания содержат краткое изложение теоретических основ работы полупроводниковых инжекционных лазеров, особенности их конструкции, описание методик исследования диаграммы направленности излучения лазера, его спектральной характеристики, наблюдения светового импульса полупроводникового лазера, работающего в импульсном режиме. Задания и рекомендации для выполнения практической части лабораторной работы. Предназначены для студентов третьего и четвертого курсов специальностей "Физика", "Радиофизика и электроника".

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Принцип действия инжекционных лазеров	4
1.1 Усиление и генерация света в активных средах	4
1.2. Конструкция и работа инжекционных лазеров	6
1.3. Порог генерации и КПД инжекционных лазеров	9
2. Экспериментальная часть работы	11
2.1. Исследование спектра излучения инжекционного лазера	11
2.1.1. Описание экспериментальной установки	11
2.1.2. Порядок проведения эксперимента	12
2.2. Изучение диаграммы направленности излучения инжекционного лазера	13
2.2.1. Описание экспериментальной установки	13
2.2.2. Порядок выполнения измерений	14
2.3. Измерение длительности импульса излучения импульсного полупроводникового лазера ЛПИ-15	14
3. Требования к отчету	16
4. Техника безопасности	16
5. Вопросы для подготовки	16
6. Список литературы	

# 1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

## 1.1. Усиление и генерация света в активных средах

Рассмотрим квантовую систему, в которой возможны переходы, сопровождающиеся излучением и поглощением света (рис. 1). Пусть уровень  $m$  соответствует основному состоянию, а уровень  $n$ -возбужденному.

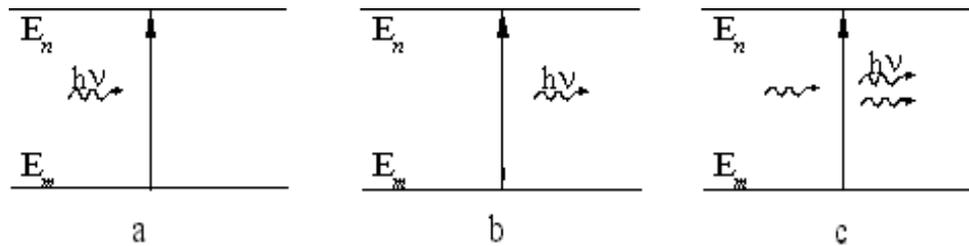


Рис.1

В такой системе возможны оптические переходы трех типов. На рис.1а показан переход, который происходит при поглощении кванта света. Вероятность такого перехода равна:

$$W_{mn} = B_{mn} r(n), \quad (1)$$

где  $r(n)$  - плотность энергии электромагнитного поля,  $B_{mn}$  - коэффициент, о котором будет сказано дальше. Здесь и далее имеется в виду монохроматическое излучение  $h\nu = E_n - E_m$ . Если система находится в возбужденном состоянии, то возможен ее спонтанный переход в основное состояние (рис. 1б). При этом высвобождается энергия в виде кванта излучения  $h\nu = E_n - E_m$ . Вероятность спонтанного излучения не зависит от интенсивности светового поля.

$$W_{nm}^{cn} = A_{nm}. \quad (2)$$

Возможен также индуцированный переход из возбужденного состояния в основное при взаимодействии системы с квантом излучения, энергия которого равна энергии перехода (Рис. 1с). Переход такого типа называется индуцированным или вынужденным. Индуцированный переход сопровождается излучением кванта света, энергия которого, поляризация и фаза полностью совпадают с этими параметрами кванта инициировавшего переход. То есть в результате такого перехода появляются два идентичных кванта излучения. Вероятность индуцированного перехода пропорциональна плотности энергии индуцирующего излучения.

$$W_{nm}^i = B_{nm} r(n). \quad (3)$$

Коэффициенты  $A_{nm}$ ,  $B_{mn}$ ,  $B_{nm}$  называются коэффициентами Эйнштейна. Значение этих коэффициентов определяется свойствами квантовой системы (атома, молекулы). Между

коэффициентами Эйнштейна существует связь:

$$\begin{aligned} B_{mn} &= B_{nm}; \\ \frac{A_{nm}}{B_{nm}} &= \frac{8\pi^3 h n^3}{c^3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Величина обратная  $A_{nm}$  имеет размерность времени и называется спонтанным временем жизни  $t_{cn} = 1/A_{nm}$ . С учетом соотношений 4 можно записать:

$$W_{nm}^i = \frac{A_{nm} c^3}{8\pi^3 h n^3} r(n). \quad (5)$$

$$W_{nm}^i = \frac{c^3}{8\pi^3 h n^3 t_{cn}} r(n). \quad (6)$$

Пусть плоская монохроматическая волна с частотой  $n$  и интенсивностью  $I$  распространяется в среде с объемной плотностью атомов  $N$ .  $N_m$  - плотность атомов в состоянии  $m$ ;  $N_n$  - плотность атомов в состоянии  $n$ . Число индуцированных переходов в единице объема в единицу времени равно  $N_n W_{nm}^i$ , число переходов с поглощением света -  $N_m W_{mn}^i$ . Полная мощность излучения, генерируемая в единице объема:

$$P = (N_n - N_m) W_{nm}^i h n. \quad (7)$$

Это излучение когерентно суммируется с излучением  $I$  первоначальной волны (с сохранением фазы). Учитывая, что  $P = dI/dz$  (волна распространяется в направлении  $z$ ) и  $I_0 = c r(n)/n$ , закон изменения интенсивности при распространении света примет следующую форму:

$$\frac{dI_0}{dz} = (N_n - N_m) \frac{c^3}{8\pi n^2 t_{cn} n^2}. \quad (8)$$

Из (8) следует:

$$I_n(z) = I_0(0) e^{g(n)z}, \quad (9)$$

где

$$g(n) = (N_n - N_m) \frac{c^2}{8\pi n^2 t_{cn}}. \quad (10)$$

Из выражения (9) следует, что в зависимости от знака  $g(n)$  интенсивность света растет или уменьшается по экспоненциальному закону.

В состоянии термодинамического равновесия заселенность энергетических уровней определяется распределением Ферми-Дирака, из которого следует:

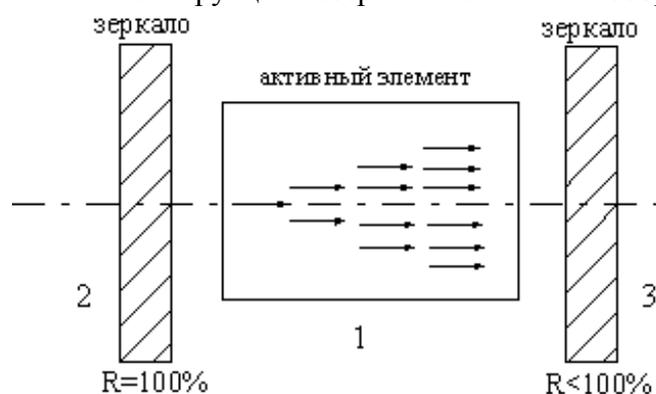
$$\frac{N_n}{N_m} = e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}} \ll 1 \quad (11)$$

То есть в состоянии термодинамического равновесия заселенность основного состояния всегда выше, чем возбужденного и, следовательно  $g(n) < 0$ . Таким образом, при

распространении в средах, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, интенсивность света убывает экспоненциально. Этот закон известен в оптике давно и носит название закона поглощения Бугера.

Если заселенность возбужденного состояния больше, чем основного, т.е.  $N_n > N_m$ , в среде будет происходить усиление света. Такое состояние называется состоянием с инверсной заселенностью. Оно не является термодинамически равновесным. Согласно (11), ему должна соответствовать отрицательная абсолютная температура. Инверсную заселенность можно создать на ограниченный промежуток времени, возбуждая среду каким-либо образом, т.е. сообщая ей энергию. В физике лазеров используют термин "накачка". Явление усиления света в средах с инверсионной заселенностью уровней положено в основу работы лазеров.

Конструкция лазера схематически изображена на Рис.2.



Активная среда (1), в которой тем или иным способом (оптическая накачка, разряд в газе, электронный пучок и т.п.) создана инверсная заселенность уровней, помещается внутри оптического резонатора. В простейшем случае оптический резонатор представляет собой два плоских параллельных зеркала (2, 3), одно из которых (3) является частично прозрачным. Роль резонатора заключается в создании положительной обратной связи. Фотон, испущенный в какой-либо точке рабочего тела в результате спонтанного перехода, вызывает индуцированные переходы.

Таким образом, в рабочем веществе возникает когерентная световая волна, которая усиливается по мере своего распространения. Дойдя до полупрозрачного зеркала, свет частично пройдет через него. Эта часть световой энергии излучается лазером вовне и может быть использована. Часть света, отразившаяся от полупрозрачного зеркала, даст начало новой лавине фотонов, которая не будет отличаться от предыдущей по фазе, частоте и поляризации в силу свойств индуцированного излучения. Таким образом, вся энергия, запасенная активной средой, высвечивается в виде когерентной световой волны. Поскольку наряду с усилением света в рабочем веществе существуют процессы, приводящие к потере световой мощности, генерация возникает при определенном пороговом значении коэффициента усиления, при котором усиление компенсирует потери.

## 1.2 Конструкция и работа инжекционных лазеров

Инжекционный лазер представляет собой инжекционный  $p-n$  переход, в котором генерация когерентного излучения обусловлена рекомбинацией электронов и дырок в области  $p-n$  перехода при протекании прямого тока. Избыток энергии при рекомбинации электрона и дырки может выделяться в виде кванта излучения  $h\nu \approx \Delta E$ , где  $\Delta E$  - ширина запрещенной зоны, либо передаваться кристаллической решетке, что приводит к повышению температуры кристалла. В связи с этим различают излучательную и безизлучательную рекомбинацию. Вероятность того или другого процесса зависит от строения энергетических зон полупроводника. На рис. За и б приведены возможные зависимости энергии электронов в полупроводнике от волнового вектора  $k$ .

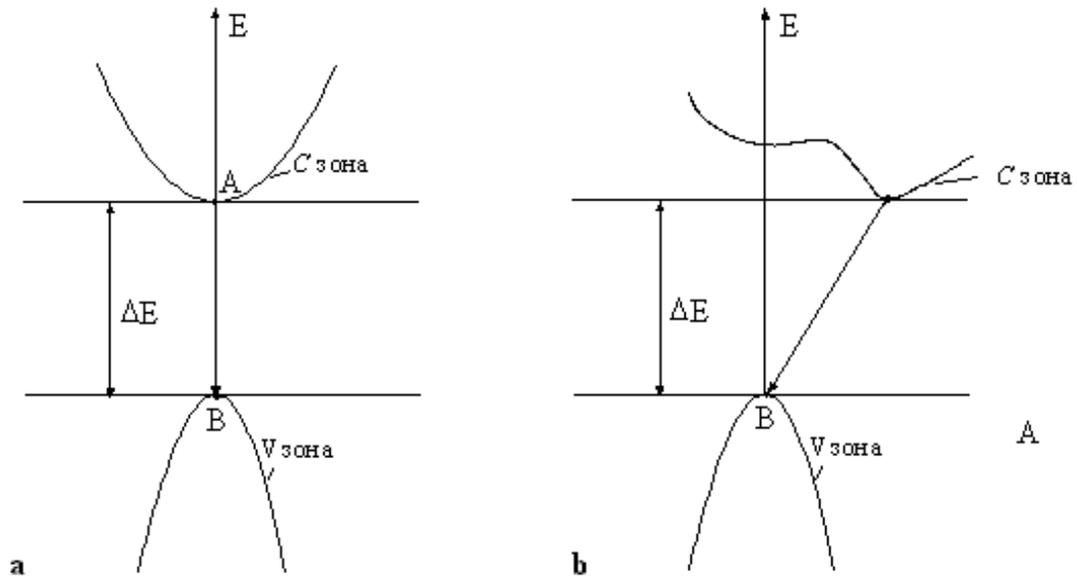


Рис.3.

Напомним, что значение волнового вектора, в соответствии с теорией волн де-Бройля, однозначно определяет импульс электрона. Верхняя ветвь отражает зависимость энергии электрона от импульса в зоне проводимости, нижняя - в валентной зоне. Интервал между максимумом энергии валентной зоны и минимумом зоны проводимости представляет собой запрещенную зону. При рекомбинации происходит переход электрона из нижнего состояния зоны проводимости (точка А) в наиболее высокое состояние валентной зоны (точка В). При переходе выполняются законы сохранения энергии и импульса. В первом случае (рис. 3а), импульс электрона в начальном и конечном состояниях практически один и тот же. Согласно закону сохранения энергии имеем:

$$\Delta E = h\nu \quad (12)$$

Импульс фотона пренебрежимо мал по сравнению с импульсом электрона. В этом взаимодействии им можно пренебречь. Следовательно, импульс электрона в начальном и конечном состояниях один и тот же, что соответствует закону сохранения импульса.

В непрямозонных полупроводниковых материалах, структура зон которых отображена на рис. 3б, рекомбинационный переход сопровождается существенным изменением импульса электрона (непрямой переход). Это изменение не может быть скомпенсировано импульсом, возникающего фотона. Поэтому для осуществления таких переходов необходимо участие третьей частицы. Такой третьей частицей, которая участвует во взаимодействии, является фонон (квант упругих колебаний решетки). Законы сохранения для этого случая запишутся в форме:

$$h\nu \pm \hbar\Omega_{\text{фон}} = \Delta E$$

для энергии,

$$\Delta \hbar \vec{k}_{\text{электр.}} = \pm \hbar \vec{k}_{\text{фонон.}} + \hbar \vec{k}_{\text{фотон.}} \quad (13)$$

для импульса.

Энергия фонона  $\hbar\Omega \ll \Delta E$ , поэтому энергия возникающего кванта света  $h\nu \approx \Delta E$ .

В то же время  $\hbar \vec{k}_{\text{фотона}} \approx 0$ , поэтому избыточный импульс электрона целиком передается фонону. Поскольку непрямые переходы происходят при одновременном участии трех

частиц, их вероятность мала по сравнению с вероятностью конкурирующих безизлучательных процессов. Для изготовления лазеров используются прямозонные полупроводники с высокой вероятностью излучательных переходов, например полупроводники группы  $A_3B_5$ .

Лазерные  $p-n$  переходы изготавливаются на основе материалов  $p$  и  $n$  типа с высокой степенью легирования. Концентрация легирующей примеси в них настолько высока, что уровень Ферми в полупроводнике  $n$  типа расположен выше дна зоны проводимости (рис. 4а). Состояния между дном зоны проводимости и уровнем Ферми при этом полностью заполнены электронами (заштрихованная область).

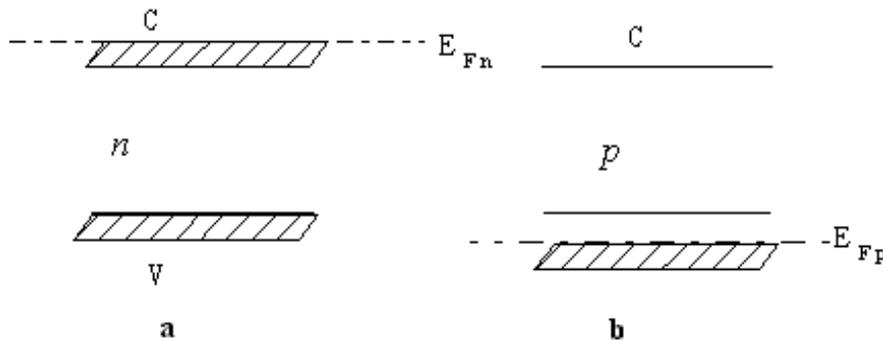


Рис.4

В полупроводнике  $p$ -типа уровень Ферми расположен выше потолка валентной зоны. Состояния между уровнем Ферми и потолком валентной зоны при этом свободны (Рис.4b). Полупроводники такого типа называются вырожденными. Энергетическая структура  $p-n$  перехода, образованного вырожденными полупроводниками в отсутствие внешнего напряжения, приложенного к переходу, приведена на рис.5а. Если к  $p-n$  переходу приложить внешнее напряжение в прямом направлении (плюс к области  $p$ ), энергетический барьер в области контакта понизится. Возникнет диффузионный ток электронов из  $n$

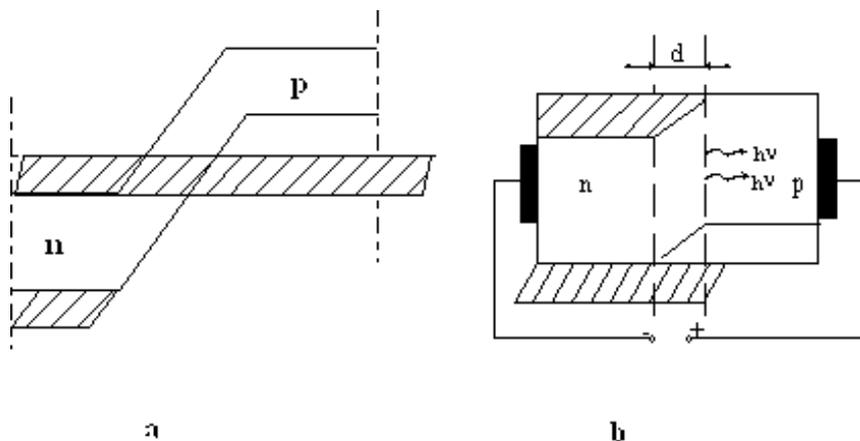
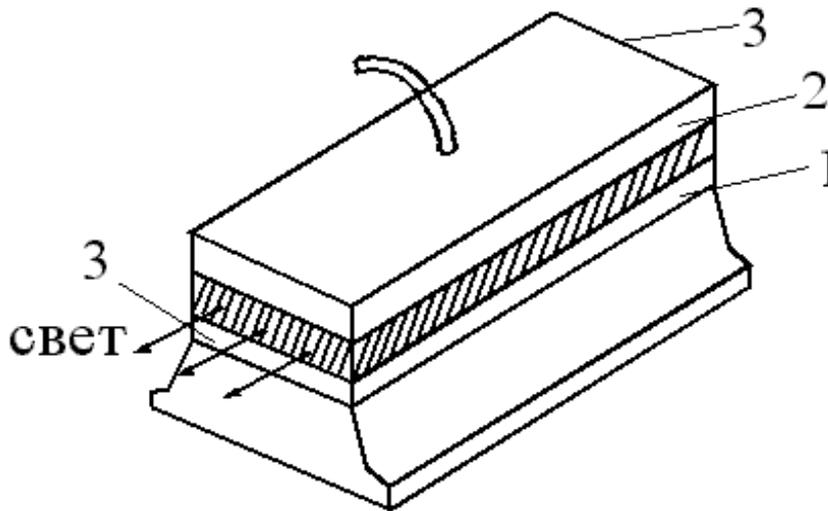


Рис.5.

области в  $p$  область и дырок в обратном направлении (рис.5b). В узком контактном слое, толщиной  $d$  возникает область с инверсной заселенностью, в которой плотность электронов у дна зоны проводимости выше, чем у потолка валентной зоны. Если в этой области распространяется излучение с энергией квантов удовлетворяющей условию:

$\Delta E < hn < (E_{Fn} - E_{Fp})$ , то оно может индуцировать только переходы, направленные вниз от заполненных состояний зоны проводимости на свободные состояния у потолка валентной зоны. Интенсивность света при этом будет возрастать. Для осуществления генерации когерентного излучения  $p-n$  переход помещают в оптический резонатор. Такая конструкция и представляет собой полупроводниковый инжекционный лазер. Обычно роль резонаторов в полупроводниковых лазерах выполняют плоскопараллельные грани кристалла, перпендикулярные плоскости  $p-n$  перехода. Поверхности этих граней высокого



оптического качества получают либо полировкой, либо скалыванием по естественным кристаллографическим плоскостям. Конструкция типичного лазера на арсениде галлия, длина волны излучения которого близка к 0,84 мкм, показана на рис. 6. В нем использован вырожденный полупроводник  $n$ -типа (1), содержащий  $10^{18}$  атомов донорной примеси теллура в 1  
Рис.6.

$\text{см}^3$ .  $P$ -область образована путем диффузии акцепторной примеси цинка с поверхностной концентрацией  $10^2 \text{ } 10^3 \text{ см}^3$  (2). Торцевые поверхности (3), перпендикулярные плоскости перехода (отполированные или сколотые), служат отражателями лазерного резонатора.

### 1.3 Порог генерации и КПД инжекционных лазеров

Предположим для простоты, что электромагнитное излучение локализовано в активной области кристалла (в области инверсии). Реально это условие выполняется в инжекционных лазерах с двойной гетероструктурой. Пусть  $L$ -длина кристалла в направлении распространения света,  $w$ -его ширина, а  $d$ -толщина активной области с инверсной заселенностью. Объем активной области равен  $Lwd$ . Выражение (10) для коэффициента усиления в этом случае примет вид:

$$g(n) = \frac{(n_2 - n_1)c^2 / dLw}{8\pi n^2 n^2 t_{cn}}, \quad (14)$$

где  $n_2$  и  $n_1$  числа электронов в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. Пусть температура низка настолько, что  $n = 0$  (это условие выполняется при  $E \gg kT$ . Для GaAs оно выполняется при комнатной температуре). В этом случае общее число электронов, прошедших через  $p-n$ -переход, равно числу спонтанных рекомбинаций за то же время.

$$\frac{n_2}{t_{cn}} = \frac{Jh_i}{c}, \quad (15)$$

где  $J$  - ток через переход,  $h_i$  -внутренняя квантовая эффективность (для инжектированных электронов, рекомбинирующих излучательно). Выразим разность  $(n_2 - n_1)$  в формуле (14) через плотность тока  $i$ , протекающего через  $p - n$ -переход:  $i = J / Lw$ .

$$g(n) = \frac{c^2 h_i}{8pn^2 n^2 t_{cn} ed} i. \quad (16)$$

Видно, что коэффициент усиления пропорционален плотности тока  $p - n$ -перехода. Генерация возникает при некотором пороговом значении плотности тока  $i_{nop}$ , при котором усиление будет компенсировать потери. Потери энергии, при прохождении светом в кристалле расстояния  $L$ , равны  $e^{-aL} R$ , где  $a$  -коэффициент поглощения материала,  $R$  - коэффициент отражения от грани кристалла, образующей резонатор. В соответствии со сказанным выше, условие возникновения генерации можно записать в следующем виде:

$$e^{(g_{nop} - a)R} = 1 \quad (17)$$

здесь  $g_{nop}$  -пороговое значение коэффициента усиления. Из (16) и (17) находим пороговое значение плотности тока.

$$i_{nop} = \frac{8pn^2 n^2 ed}{c^2 h_i} \left( a - \frac{1}{L} \ln R \right), \quad (18)$$

Для современных полупроводниковых лазеров пороговая плотность тока составляет величину порядка 100 А/см<sup>2</sup>. Учитывая, что площадь перехода может быть меньше 1 мм<sup>2</sup>, пороговый ток для реальных приборов может составлять величину меньше 1 А.

Мощность излучения инжекционного лазера определяется следующим соотношением:

$$P = \frac{(J - J_{nop}) h_i h n}{e}, \quad (19)$$

где  $(J - J_{nop})$  -разность тока, протекающего через переход и порогового тока. Часть этой мощности, пропорциональной  $a$  рассеивается внутри лазерного резонатора. Другая часть, пропорциональная  $-\frac{1}{L} \ln R$ , излучается через концевые отражатели. Таким образом, выходная мощность лазера может быть выражена следующим соотношением:

$$P_0 = \frac{(J - J_{nop}) h_i h n}{e} \left( \frac{-\frac{1}{L} \ln R}{a - \frac{1}{L} \ln R} \right), \quad (20)$$

Пусть  $V$  -электрическое напряжение, приложенное к лазерному диоду,  $JV$  -электрическая мощность накачки лазера. КПД лазера по определению равен отношению:

$$КПД = \frac{P_0}{JV}. \quad (21)$$

Отсюда:

$$КПД = h_i \left( \frac{J - J_{nop}}{J_{nop}} \right) \left( \frac{h n}{eV} \right) \left( \frac{\ln(1/R)}{aL + \ln(1/R)} \right). \quad (22)$$

Обычно потери внутри кристалла малы, т.е.  $a \ll -1/L \ln R$ .  $eV \approx h n$ . (Внешнее поле почти полностью компенсирует внутренний контактный барьер). Отсюда при высоких уровнях возбуждения ( $J > J_{nop}$ ) имеем:  $КПД \approx h_i$ . Для полупроводников, используемых для

изготовления лазеров,  $h_i$  имеет величину, близкую к единице. Поэтому КПД инжекционных лазеров может достигать десятков процентов и является самым высоким среди всех типов лазеров. Низкая энергия возбуждения, малые размеры, возможность использования в сочетании с полупроводниковой электроникой и оптическими волокнами – все это делает инжекционный лазер исключительно важным прибором оптоэлектроники.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

### 2.1. Исследование спектра излучения инжекционного лазера

#### 2.1.1. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки для исследования спектра излучения инжекционного лазера приведена на Рис.7.

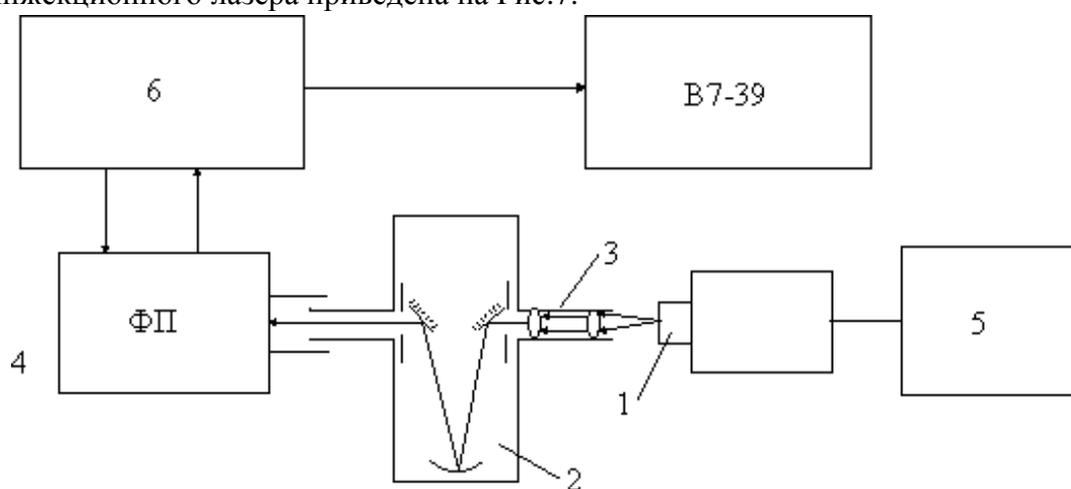


Рис.7.

Излучение полупроводникового лазера (1) фокусируется на входную щель монохроматора МУМ (2) с помощью конденсора (3). Из выходной щели монохроматора излучение попадает на вход фотоприемника (4), в качестве которого используется вакуумный фотоэлемент Ф25. Фотоприемник помещен в корпус, в котором одновременно смонтирован предварительный усилитель. На лицевую панель этого корпуса выведен четырехпозиционный переключатель чувствительности усилителя (первое положение соответствует максимальному усилению), ручка установки нулевого уровня на выходе усилителя, ручка управления диафрагмой, ограничивающий световой поток, попадающий в фотоприемник. Лазерный диод, монохроматор и приемник излучения установлены на оптической скамье. Питание лазера осуществляется от специального стабилизированного источника (5), в котором предусмотрена возможность регулирования тока, протекающего через диод. Источник питания фотоприемника и окончательный каскад усилителя собраны в отдельном блоке (6), к выходным клеммам блока (8) подключен цифровой вольтметр В7-39 (7), показания которого дают значение интенсивности светового потока на выходе монохроматора в относительных единицах.

### 2.1.2. Порядок проведения эксперимента

1. Установить на монохроматоре сменные щели шириной 0,25 мм.
2. Установите фотоприемник так, чтобы выходной тубус монохроматора входил во входной тубус фотоприемника.
3. Установите полупроводниковый лазер на оптической оси входного конденсора монохроматора.
4. Проверить соединение фотоприемника с блоком питания и выходного усилителя.
5. Подключить вольтметр В7-39 к выходным клеммам выходного усилителя.
6. Проверить соединение лазера с блоком питания.
7. Установить ручку регулировки чувствительности фотоприемника в положение 3, регулятор тока источника питания лазера в положение 0,18.
8. Включить вольтметр, источники питания лазера и фотоприемника.
9. Закрыть входное окно монохроматора непрозрачным экраном, и ручкой “установка 0” и “диафрагма” добиться минимального значения на шкале вольтметра.
10. Открыть входное окно и снять спектральную зависимость излучения лазера.

Измерение осуществляется в диапазоне длин волн 800-900 нм. Длина волны изменяется путем вращения ручки, расположенной на корпусе монохроматора. Значения длин волн считываются на цифровом табло монохроматора. Показания вольтметра соответствуют значениям интенсивности света в относительных единицах. В процессе измерения необходимо периодически проверять установку нуля регистрирующего усилителя.

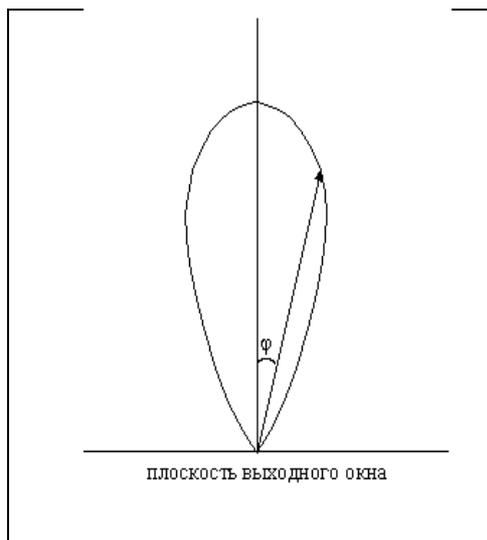
Спектральную характеристику снять при трех значениях тока накачки: 0,18; 0,25; 0,4 . Построить графики полученных спектральных зависимостей. Для этого, при построении графиков, по оси ординат необходимо откладывать нормированные значения интенсивности

$J_n(I) = \frac{J(I)}{J_{\max}}$ , где  $J(I)$  -текущее значения интенсивности,  $J_{\max}$  -максимальное значение

интенсивности при данном токе накачки. При выполнении этого задания, следует обратить внимание на то, что вследствие высокой монохроматичности лазерного излучения, шаг между экспериментальными точками следует выбирать достаточно малым, чтобы получить кривые, отражающие все особенности спектра. В области спектрального максимума этот шаг должен составлять 0,2 нм. Проанализируйте полученные зависимости и оцените пороговый ток изучаемого инжекционного лазера.

## 2.2. Изучение диаграммы направленности излучения инжекционного лазера

### 2.2.1. Описание экспериментальной установки



Пространственное распределение энергии излучения какого-либо источника света характеризуется так называемым фотометрическим телом излучения. Фотометрическое тело – это часть пространства, ограниченная поверхностью, проходящей через концы радиусов векторов, построенных во всевозможных направлениях так, чтобы длина каждого численно равна интенсивности излучения источников в данном направлении. Если фотометрическое тело обладает осью симметрии, что типично для реальных излучателей, то пространственное распределение излучения можно характеризовать диаграммой направленности, которая представляет собой сечение фотометрического тела плоскостью, проходящей через ось симметрии. В качестве примера на рис.8 представлен возможный вид диаграммы направленности. На рисунке величина  $I$  представляет собой интенсивность излучения источника в направлении, составляющем угол  $\varphi$  с нормалью к плоскости выходного окна. Вид диаграммы направленности инжекционного лазера зависит от тока через прибор. При значении тока накачки ниже порогового значения излучатель работает как светодиод. Его излучение при этом характеризуется широким угловым распределением. При переходе в режим генерации угловая расходимость излучения резко уменьшается. Таким образом, по виду диаграммы направленности можно судить о возникновении генерации.

Схема установки, которая в настоящей работе используется для изучения диаграммы направленности излучения инжекционного лазера, представлена на Рис.9.

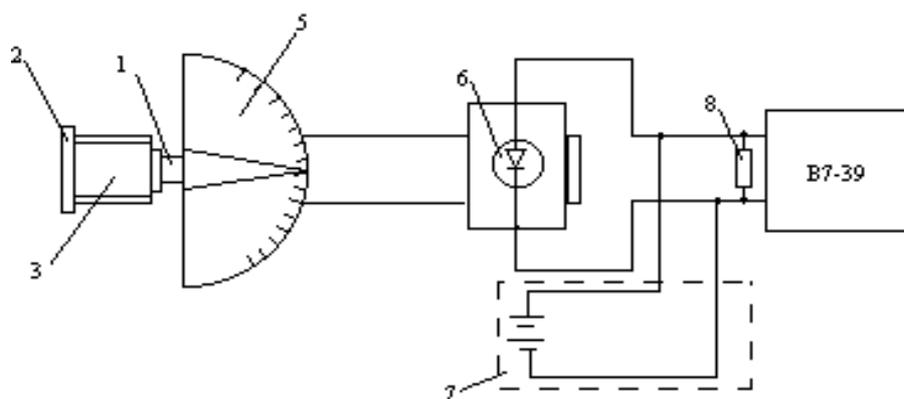


Рис.9.

Инжекционный лазер (1) укреплен на барабане (2), который установлен в обойме (3) держателя и может поворачиваться вокруг горизонтальной оси на  $180^\circ$ . Держатель лазера укрепляется на рейтере оптической скамьи. Такая конструкция позволяет снимать диаграмму направленности в двух плоскостях. В плоскости  $p-n$ -перехода (корпус лазера при этом

находится в горизонтальном положении) и в плоскости перпендикулярной плоскости  $p-n$ -перехода (корпус лазера в этом случае находится в вертикальном положении). На держателе лазера смонтирована консоль (4), которая может вращаться вокруг вертикальной оси. Угловое положение консоли определяется по угломерной шкале (5). На консоли для измерения интенсивности излучения лазера в различных направлениях укреплен фотодиод (6). Фотодиод включен в цепь последовательно с источником питания (7) и сопротивлением нагрузки  $R_n$ . (8). Падение напряжения на сопротивлении нагрузки пропорционально фототоку и, следовательно, и интенсивности падающего на приемную площадку фотодиода излучения. Оно измеряется вольтметром В7-39.

### 2.2.2. Порядок выполнения измерений

1. Установить держатель образца так, чтобы консоль могла вращаться в пределах  $180^\circ$ .
2. Проверить соединение всех приборов по схеме. Включить в сеть вольтметр В7-39.
3. Установить плоскость  $p-n$ -перехода горизонтально.
4. Снять зависимость интенсивности излучения лазера от углового положения детектора. Интенсивность излучения измеряется в относительных единицах как разность показаний вольтметра при регистрации излучения  $V_T$  и его показаний  $V$ , обусловленных темновым током  $J = c(V - V_T)$ . Для измерения  $V_T$  необходимо уменьшить ток накачки лазера до нуля. Диаграмму направленности снять при трех значениях тока накачки: 0,18; 0,25; 0,4.
5. Рассчитать нормированную интенсивность, представляющую собой отношение интенсивностей для данного углового положения детектора, к максимальной интенсивности для заданного значения тока накачки лазера  $J_n(j) = c[V(j) - V_T] / c(V_{max} - V_T)$ .
6. Построить диаграммы направленности для каждого значения тока накачки, откладывая в полярных координатах значения нормированной интенсивности в зависимости от угла наблюдения  $\varphi$ .
7. Повернуть барабан, на котором укреплен лазерный диод, на  $90^\circ$  вокруг горизонтальной оси так, чтобы  $p-n$ -переход располагался в вертикальной плоскости. Повторите операции, описанные в пунктах 4-6 для этой ориентации лазерного диода.
8. Анализируя диаграммы направленности, оценить пороговые значения тока накачки. Сравните его со значением, полученным при исследовании спектральной характеристики.

### 2.3. Измерение длительности импульса излучения импульсного полупроводникового лазера ЛПИ-15

Эта часть работы предусматривает знакомство с экспериментальными методами наблюдения коротких световых импульсов. Экспериментальная схема установки приведена на рис.10.

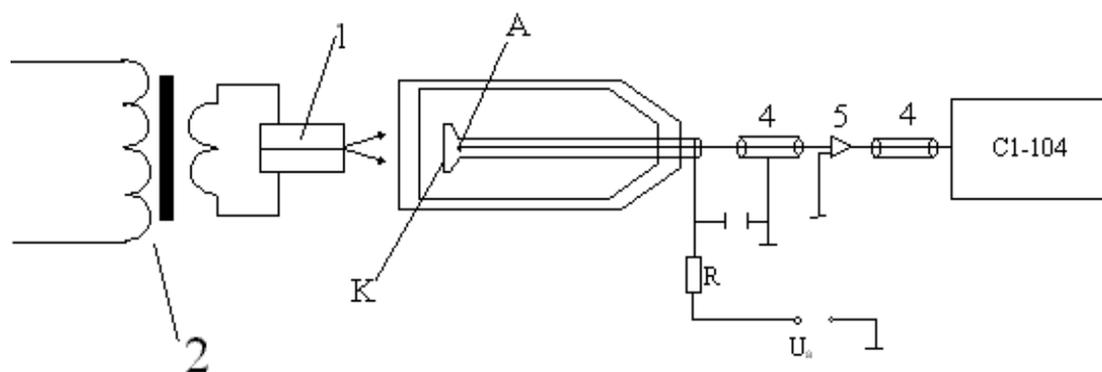


Рис.10.

На полупроводниковый лазер (1) через специальный импульсный трансформатор (2) подается импульс тока накачки треугольной формы. Амплитуда импульса – порядка 100 А, длительность – порядка 50 нс, частота следования импульсов –  $10^3$  Гц. Короткие световые импульсы лазерного излучения регистрируются фотоэлектронным калориметром ФК-16 (3). Фотоэлектронный калориметр – это вакуумный фотоэлемент специальной конструкции, который характеризуется высоким быстродействием (время фотоответа порядка 1 нс). Особенности конструкции этого прибора ясны на рис.10. Для уменьшения времени пролета электронов между электродами, расстояние между катодом и анодом в этом приборе минимально. К электродам прикладывается напряжение порядка 1 кВ, что также уменьшает время пролета электронов и уменьшает влияние разброса начальных скоростей на дисперсию пакета электронов. Выводы фотоэлектрического калориметра выполнены в виде коаксиальной линии. Особенность коаксиальной линии состоит в том, что при нагрузке равной ее волновому сопротивлению ее импеданс в форму передаваемых по линии электрических сигналов обусловленных распределенной индуктивностью и емкостью. С выхода фотоэлектронного калориметра по коаксиальной линии (4) сигнал поступает на вход широкополосного усилителя (5), входное сопротивление которого является согласованной нагрузкой коаксиального кабеля. С выхода усилителя сигнал поступает на вход широкополосного осциллографа С1-104, который имеет входное сопротивление 50 Ом и также согласовано с волновым сопротивлением подводящего кабеля. Наибольшая скорость развертки этого осциллографа 1 нс/см.

Порядок работы на этой установке следующий. Установить ручки чувствительности осциллографа на самые грубые пределы. Включить источник питания лазера, усилитель осциллографа. Установить напряжение 1 кВ на фотоэлектронном калориметре. Напряжение на этом приборе следует увеличивать плавно во избежание попадания высоковольтных переходных импульсов в измерительную цепь. Ручками регулировки осциллографа “чувствительность”, “развертка”, “синхронизация” добиться устойчивой осциллограммы импульса лазерного излучения. Зарисовать наблюдаемый импульс, нанести на рисунок ось времени. Определить длительность импульса на уровне его половинной высоты.

**Внимание!** Импульсные осциллографы имеют значительный запас по яркости. Это необходимо для наблюдения коротких одиночных импульсов. Работа в режиме непрерывной развертки при максимальной яркости приводит к быстрому выходу из строя электронно-лучевой трубки. Поэтому при работе осциллографа необходимо следить за яркостью луча. Перед включением прибора в сеть необходимо убедиться, что все они надежно заземлены.

### **3. ТРЕБОВАНИЯ К ОТЧЕТУ**

Отчет составляется индивидуально на отдельных листах и сдается преподавателю. В отчете должна быть сформулирована цель работы. Он должен содержать схемы измерительных установок, полученные цифровые результаты в виде таблиц, графики полученных зависимостей выполненные на миллиметровой бумаге, физическую интерпретацию полученных закономерностей.

### **4. ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ**

Включение экспериментальных установок допускается после тщательного изучения инструкций по работе с входящими в них приборами. Перед включением необходимо убедиться в надежности заземления всех приборов и соединений питающих и сигнальных кабелей и проводов. Запрещается смотреть фронтально на работающий полупроводниковый лазер во избежание поражения глаз инфракрасным лазерным излучением. В источниках питания фотоэлектрического калориметра и импульсного лазера имеются высоковольтные цепи. Запрещается вскрывать эти приборы, перед их включением следует визуально убедиться в целостности высоковольтных кабелей и разъемов.

### **5. ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ**

1. Принцип работы и основные элементы конструкции лазеров.
2. Устройство и принцип действия полупроводникового инжекционного лазера.
3. Порог генерации инжекционного лазера.
4. Коэффициент полезного действия полупроводникового инжекционного лазера.
5. Области применения полупроводниковых лазеров.