

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**
**ФГБОУ «СЕВЕРО-КАВКАЗСКИЙ ГОРНО-МЕТАЛЛУРГИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»**

КАФЕДРА ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

Отчет по практика

ПРЕДДИПЛОМНАЯ (ПРОИЗВОДСТВЕННАЯ) ПРАКТИКА
(Тип практики)

НА ТЕМУ

« Разработка системы оптической накачки твердотельного лазера »

Выполнил:

студент 4 курса гр. ЭНб-19-2

Файзуллаев Т. А

Руководитель работы:

доцент кафедры Гончаров И. Н

Содержание

| | |
|---|-----------|
| <u>Введение.....</u> | <u>3</u> |
| 1 <u>Стекла с примесью неодима</u> | <u>4</u> |
| 1.2 <u>Общие сведения об источниках накачки оптических генераторов.....</u> | <u>6</u> |
| 1.3 <u>Системы накачки.....</u> | <u>14</u> |
| 2 <u>Расчетная часть.....</u> | <u>16</u> |
| 2.1 <u>Задание на курсовой проект.....</u> | <u>16</u> |
| 2.2 <u>Расчет эллиптической системы накачки.....</u> | <u>17</u> |
| 2.3. <u>Распределение энергии накачки внутри активного образца.....</u> | <u>20</u> |
| <u>Заключение</u> | <u>24</u> |
| <u>Список используемых источников.....</u> | <u>25</u> |

Введение

Рассмотрение режимов оптической накачки лазеров связано с рассмотрением устройства лазера и принципа его действия. При накачке лазера, поглощенная энергия переводит атомы рабочей среды в возбужденное состояние. Когда число атомов в возбужденном состоянии превышает количество атомов в основном состоянии, возникает инверсия населенности. В этом состоянии начинает действовать механизм вынужденного излучения и происходит излучение лазера или же оптическое усиление. Оптическая накачка чаще всего производится в твердотельных лазерах. Мощность накачки должна превышать порог генерации лазера. Поэтому для практики представляют большой интерес различные режимы оптической накачки лазеров.

Для создания инверсной населённости среды лазера используются различные методы накачки. Накачка лазера может осуществляться как непрерывно, так и импульсно. При длительном (непрерывном) режиме ввода в активную среду мощность накачки ограничена перегревом активной среды и связанными с ним явлениями. В режиме одиночных импульсов возможно введение в активную среду значительно большей энергии, чем за то же время в непрерывном режиме. Это обуславливает большую мощность одиночного импульса.

Целью данного проекта является исследование импульсного и непрерывного режимов оптической накачки лазеров. Необходимо отметить, что это очень важная задача, поскольку накачка в значительной степени определяет энергетические характеристики лазера, частности мощность излучения, а также общую эффективность его работы.

При этом существенно важным является решение следующих задач:

- провести литературный анализ режимов оптической накачки лазеров (их конструктивных особенностей);

1.1. СТЕКЛА С ПРИМЕСЬЮ НЕОДИМА

В оптических генераторах широко используются стеклянные активные среды с примесью различных редкоземельных элементов. Преимущество стекол заключается в простоте изготовления образцов больших размеров и любой формы (в том числе в виде волокон), что позволяет получить очень большие энергии выходного импульса (до нескольких тысяч джоулей). Кроме того, они обладают очень высокой оптической однородностью, в результате чего к.п.д. стеклянных генераторов оказывается выше, чем у генераторов на кристаллах. В то же время сравнительно низкая теплопроводность стекол ограничивает область их применения в основном с генераторами с небольшой средней мощностью излучения (т. е. с малой частотой следования импульсов).

Известно, что индуцированное излучение получено в стеклянных средах с примесью различных трехвалентных редкоземельных ионов, однако практическое значение из них имеют пока лишь стекла с примесью неодима, которые работают при комнатной температуре и позволяют реализовать непрерывный режим генерации.

Структура энергетических уровней трехвалентных ионов неодима в стекле примерно такая же, как в кристаллах, однако отсутствие определенной кристаллической структуры приводит к уширению линий поглощения и излучения.

Спектр поглощения бариевого стекла с примесью 2% (весовых) неодима при температуре 300° К показан на рисунке 1

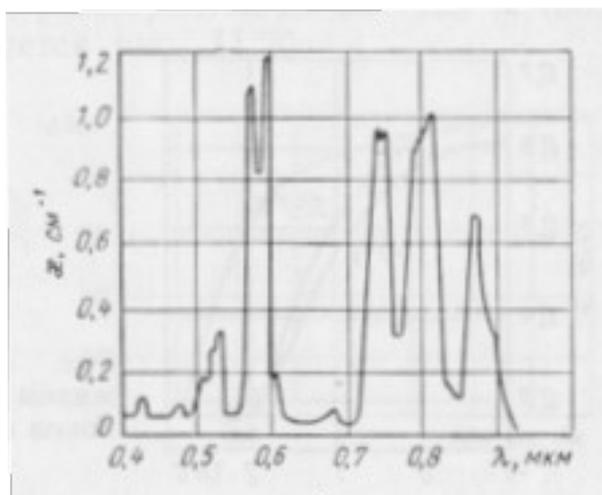


Рисунок 1- Спектр поглощения стекла с неодимом (два весовых процента)

Наиболее интенсивные полосы расположены вблизи 0,9; 0,8; 0,74; 0,58; 0,52; 0,36 мкм. Положение полос в стеклах различного состава меняется в пределах 30 Å, однако их относительные интенсивности могут изменяться довольно значительно.

В настоящее время разработано большое количество силикатных, боратных, лантановых и других видов стекол с примесью неодима, используемых в оптических генераторах. Для лучших составов пороговая энергия накачки составляет 30-50 Дж при длине активных образцов порядка 10 см и диаметре 1 см.

Следует заметить, что в состав стекол обычно вводится небольшое количество церия, что повышает их фотохимическую устойчивость по отношению к ультрафиолетовому излучению. Под действием ультрафиолетового излучения в стеклах происходит восстановление закисного железа из окисного и увеличение нерезонансного поглощения на волне 1,06 мкм. Окись железа FeO присутствует в качестве вредной примеси почти во всех исходных материалах, из которых варится стекло, в количествах, не превышающих 0,01%. Однако присутствие даже таких количеств железа в закисном состоянии вызывает сильное поглощение энергии в диапазоне волн 1,06-1,11 мкм.

Вследствие большой ширины линий люминесценции спектр индуцированного излучения стекла с неодимом состоит из нескольких линий, заключенных в области порядка 10 \AA около $1,06 \text{ мкм}$. При повышении накачки число генерирующих линий резко возрастает, и занимаемая ими область расширяется до $50\text{-}100 \text{ \AA}$, что иллюстрируется на рисунок 2

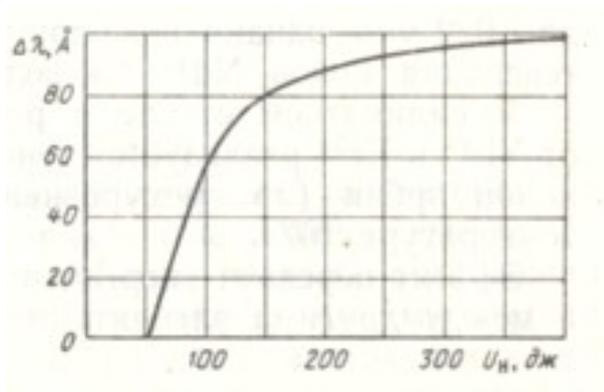


Рисунок 2- Зависимость ширины спектра лазерного излучения от энергии накачки

При использовании в оптическом резонаторе селективных отражающих покрытий была получена генерация на волнах $0,918$ и $1,37 \text{ мкм}$. Генерация ионов Nd^{3+} на волне $0,918 \text{ мкм}$ имела место в силикатном стекле при температуре $80^{\circ}K$. Пороговая энергия накачки равнялась 700 Дж . При превышения порога генерации на 50% ширина излучаемого спектра составляла 80 \AA . Лазерный эффект на волне $1,37 \text{ мкм}$ наблюдался в боратном стекле при комнатной температуре при энергии накачки 460 Дж .

1.2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИСТОЧНИКАХ НАКАЧКИ ОПТИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

Для накачки оптических генераторов на твердом теле применяются различные интенсивные источники света. Наиболее интенсивные полосы поглощения большинства активных сред находятся в видимой области спектра и в прилегающих к ней участках инфракрасного и ультрафиолетового диапазонов. Поэтому общее требование, предъявляемое к

источникам накачки, заключается в том, чтобы именно на эти области приходилась основная часть излучаемой ими энергии и чтобы эта энергия была достаточно велика. Поскольку частота излучения источника накачки всегда превышает частоту генерации, то с увеличением последней спектр возбуждающего излучения смещается в более коротковолновую область. В связи с этим ясно, что, например, электрические лампы накаливания малоэффективны для накачки генераторов видимого диапазона волн, поскольку они преобразуют в свет только очень небольшую часть потребляемой энергии и, кроме того, мощность их сравнительно невелика. Это связано с низкой температурой нити накала, которая для вольфрамовых ламп составляет приблизительно 2500-3000° К.

Согласно закону Стефана-Больцмана полная мощность излучения S с единицы поверхности абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени температуры:

$$S = \sigma \cdot T^4$$

где $\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{°К}^{-4}$, а длина волны λ_{max} , на которой находится максимум излучения, обратно пропорциональна температуре (Закон смещения Вина)

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{b}{T}$$

где $b = 0,289 \text{ см} \cdot \text{°К}$ $T = 3 \cdot 10^7 \text{ Å} \cdot \text{°К}$.

Под термином «абсолютно черное тело» понимается некоторое идеальное тело, которое поглощает все падающее на него излучение. В действительности все тела обладают некоторой отражательной способностью, которая является функцией длины волны и температуры. Поэтому понятно, что законы излучения реальных тел в какой-то степени отличаются от законов излучения абсолютно черного тела. Тем не менее указанная идеализация оказывается весьма полезной, и в целом ряде случаев излучение источников света может быть с достаточной степенью точности

аппроксимировано излучением черного тела с некоторой эффективной температурой.

На рисунок 3 для иллюстрации представлены рассчитанные по формуле Планка спектральные зависимости мощности излучения с единицы поверхности черного тела в полосе 1000 \AA , что является типичным значением ширины полосы поглощения для многих активных сред.

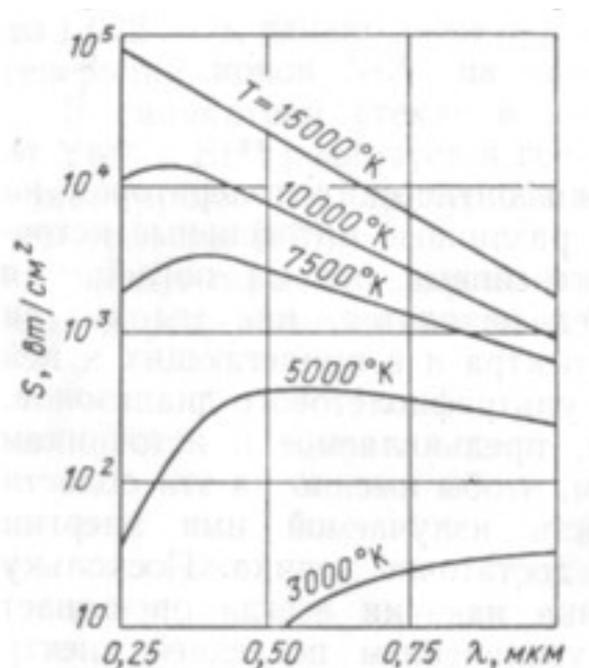


Рисунок 3- Плотность мощности излучения с поверхности черного тела (в полосе 1000 \AA) при различных температурах.

Как видно, при температуре порядка 3000°K излучение заключено в основном в инфракрасном диапазоне. Поэтому тепловые источники излучения (лампы накаливания) малоэффективны для накачки генераторов видимого света.

С увеличением эффективной температуры абсолютные значения излучаемой мощности возрастают для всех участков спектра. Максимум излучения сдвигается при этом в сторону более коротких волн. Если ввести понятие эффективного источника в определенном спектральном интервале (которое показывает, какая часть излучения заключена в этом интервале), то

очевидно, что при некоторой температуре эта величина будет достигать максимума.

Эффективные температуры излучения порядка 5000-10000° К реализуются при использовании газоразрядных ламп, которые получили наиболее широкое распространение среди источников накачки оптических генераторов.

К числу наиболее важных параметров газоразрядных ламп с точки зрения использования их для накачки оптических генераторов относятся: эффективность преобразования электрической энергии в световое излучение, спектральный состав излучения, предельная мощность (или энергия), при которой не нарушается нормальная работоспособность лампы.

Рассмотрим характеристики наиболее употребительных импульсных ламп-вспышек трубчатой формы.

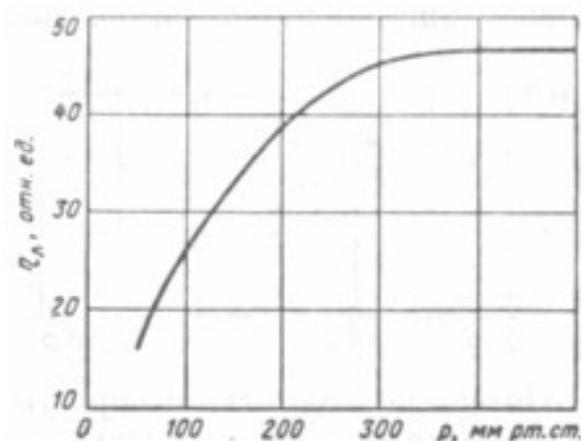


Рисунок 4- Зависимость к.п.д. ксеноновой лампы от давления газа.

На рисунок 4 в качестве иллюстрации приведена зависимость эффективности ксеноновой лампы от давления наполняющего газа p (внутренний диаметр разрядной трубки 6 мм). Как видно, с увеличением p до 300 мм рт. ст. к.п.д. также быстро растет. При дальнейшем увеличении давления к.п.д. заметно не изменяется.

На рисунок 5 приведены экспериментальные зависимости к.п.д. ксеноновой лампы-вспышки ИФП-800 от величины подведенной энергии U_c .

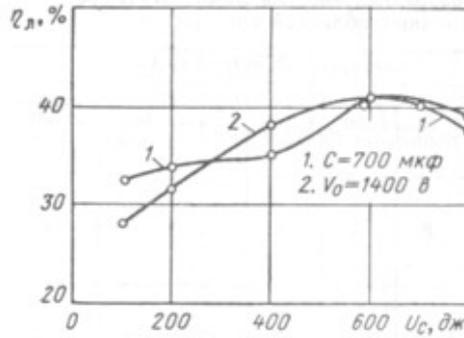


Рис.1.5 Зависимость к.п.д. ксеноновой лампы от электрической энергии, запасенной в конденсаторе.

Кривая 1 соответствует случаю, когда изменение энергии осуществляется путем изменения напряжения на конденсаторе V_0 , а емкость его остается постоянной ($C = 700 \text{ мкФ}$). Кривая 2 получена при фиксированном напряжении ($V_0 = 1400 \text{ В}$) и переменной емкости. Характерным для обеих кривых является наличие максимума эффективности, который достигается при энергии около 600 Дж . При фиксированной энергии вспышки эффективность лампы существенно зависит от режима питания, причем с увеличением емкости конденсатора к.п.д. возрастает (рисунок 6)

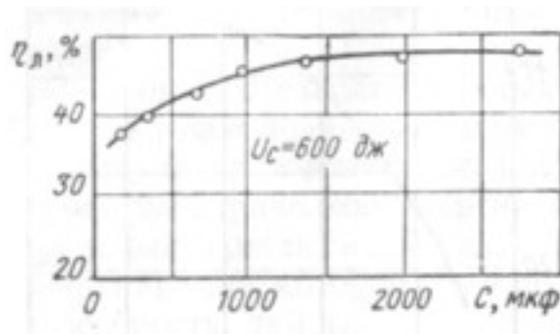


Рисунок 6- Зависимость к.п.д. лампы-вспышки от емкости конденсатора

Интенсивность излучения в сине-зеленом участке спектра, представляющем интерес для накачки многих оптических генераторов, оказывается максимальной при емкости конденсатора порядка 100 мкФ .

При увеличении энергии вспышки происходит относительное увеличение эффективности лампы в коротковолновой части спектра. Это хорошо видно из рисунок 7 на котором представлены кривые спектрального распределения излучаемой энергии (в относительных единицах) для лампы ИФП-800.

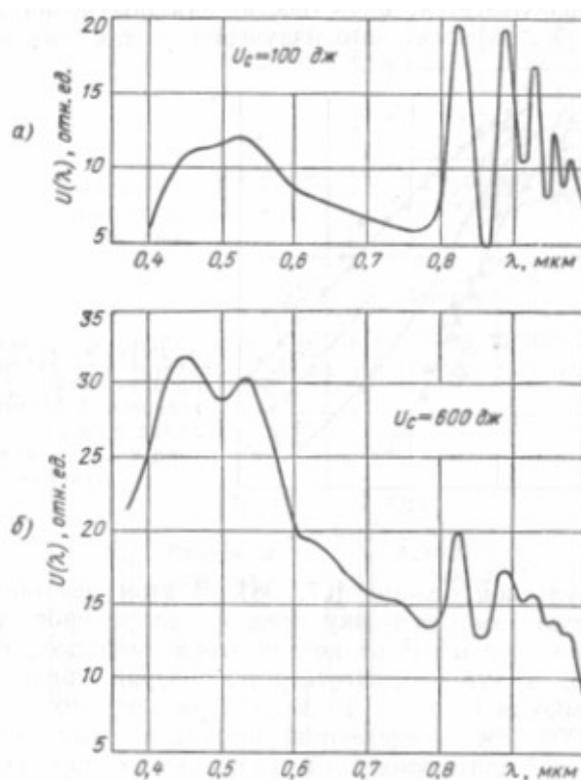


Рисунок 7- Спектр излучения лампы ИФП-800

Как следует из этих кривых, спектр излучения лампы представляет собой наложение линий и сплошного фона. Фон выражен особенно сильно в видимой и ультрафиолетовой частях спектра. В области 0,8-1,0 мкм излучаются сильные линии ксенона. При небольших уровнях энергии на долю этих линий приходится значительная часть излучения (а). По мере повышения энергии вспышки происходит увеличение плотности разрядного тока и температуры канала импульсного разряда. Это сопровождается увеличением поглощательной способности разрядной плазмы, и поэтому

характер излучения лампы приближается к закону излучения абсолютно черного тела (б).

Зависимость прозрачности разряда ксеноновой лампы-вспышки от плотности разрядного тока и длины волны излучения представлены на рисунок 8

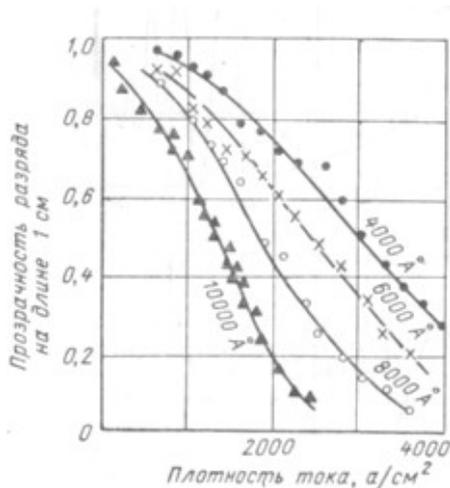


Рисунок 8- Зависимость прозрачности разряда ксеноновой лампы на длине 1 см от плотности тока и длины волны излучения

С увеличением емкости конденсатора разрядный ток (а, следовательно, и температура плазмы) уменьшается, и спектр излучения сдвигается в сторону более длинных волн.

При малых емкостях и коротких длительностях импульса плотность тока оказывается большой, и возрастает доля излучения в коротковолновых областях спектра. Этот эффект используется, в частности, для получения интенсивного ультрафиолетового излучения в так называемом двухимпульсном режиме. В этом режиме через ксеноновую лампу-вспышку предварительно пропускается ток около 2000 a/cm^2 от конденсатора емкостью порядка 200 мкф , а затем осуществляется разряд конденсатора малой емкости (порядка 10 мкф). При энергиях вспышки около 200 Дж достигаются импульсы тока порядка 25000 a/cm^2 длительностью в несколько микросекунд, что приводит к интенсивному излучению в ультрафиолетовом

диапазоне. Предварительный разряд предотвращает разрушение баллона лампы ударной волной в течение короткого импульса.

Зависимость интенсивности излучения различных длин волн (в максимуме импульса) от плотности разрядного тока представлена на рисунок 9.

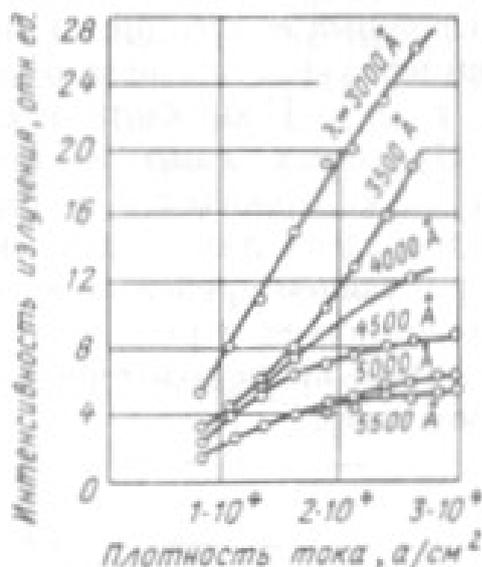


Рисунок 9- Зависимость интенсивности излучения от плотности разрядного тока

Отметим, что лампы непрерывного режима работают при сравнительно низких плотностях тока, при которых разрядная плазма практически прозрачна. Поэтому их спектр определяется главным образом линиями излучения используемого газа.

Важными характеристиками импульсных ламп накачки являются предельная энергия вспышки и средняя потребляемая мощность, при превышении которых лампа выходит из строя (разрушение баллона, повреждение электрода и т. д.). Эти параметры определяются конструктивными особенностями лампы и в значительной степени зависят от режима ее питания и внешних воздействий (окружающая температура, условия охлаждения, механические нагрузки и т. д.).

1.3. СИСТЕМЫ НАКАЧКИ

Излученная источником накачки световая энергия должна быть с минимальными потерями передана в активный образец. Высокая эффективность передачи энергии достигается путем использования различного типа отражающих и фокусирующих устройств, которые в дальнейшем будут называться системами накачки. Очевидно, что от эффективности выбранной системы накачки в прямой зависимости находится коэффициент полезного действия всего генератора в целом, поэтому вопросам рационального конструирования их уделяется большое внимание.

В первых образцах оптических генераторов применялись газоразрядные лампы спиральной формы, внутри которых располагался активный образец, а снаружи диффузный цилиндрический отражатель, показанный на рисунок 10.

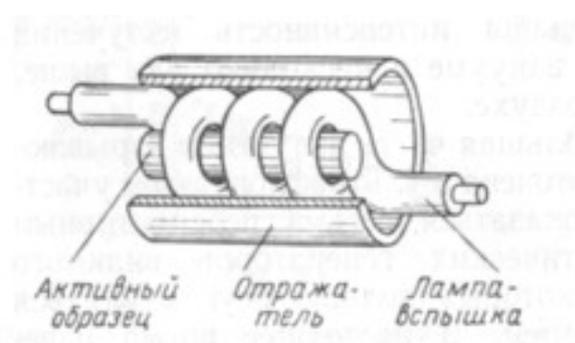


Рисунок 10 - Система накачки с лампой спиральной формы

Эффективность такой системы относительно невысока, и большая часть излученной энергии рассеивается вне образца. Для сравнительной оценки эффективности различных систем накачки удобно исходить из пороговой величины мощности или энергии возбуждения, при которой возникает генерация в определенном активном образце. Вследствие низкой эффективности оптические генераторы и усилители со спиральными

лампами применяются в основном в лабораторных условиях, когда вопросы экономичности являются второстепенными и когда частота вспышек мала.

Значительно большей эффективностью обладают системы, в которых используется фокусировка излучения на активном образце. Примером такой системы служит эллиптический рефлектор, представляющий собой цилиндр эллиптического сечения, внутри которого вдоль фокусных линий размещены активный образец и лампа.

Эллипс, как известно, имеет два фокуса, причем все лучи, исходящие из одного из них, собираются во втором фокусе. Поэтому излученная лампой световая энергия концентрируется эллиптическим отражателем в месте расположения образца. Поскольку в действительности лампа не является бесконечно тонкой, а имеет конечные поперечные размеры, то, строго говоря, через вторую фокальную линию будут проходить лишь лучи, проекция которых на поперечное сечение цилиндра перпендикулярна поверхности лампы. Другие лучи фокусируются неточно, и, следовательно, изображение лампы занимает некоторую область вблизи фокальной линии. Если диаметр активного элемента превышает поперечные размеры изображения источника, то эффективность системы будет максимальной. В противном случае часть лучей на образец не попадает.

Таким образом, эффективность эллиптической системы зависит от поперечных размеров источников накачки, активного элемента и отражателя. Кроме того, как легко видеть, она определяется также эксцентриситетом эллипса, поскольку уменьшение последнего улучшает фокусировку.

РАСЧЕТНАЯ ЧАСТЬ

2.1. Задание на курсовой проект

Радиус активного элемента $R_{\text{акт. эл.}} = R_1 = 4 \text{ мм}$

Радиус лампы $R_{\text{лампы}} = R_2 = 7 \text{ мм}$

Эксцентриситет $e = 0,65$

Длина большой полуоси эллипса $a = 26 \text{ мм}$

2.2. Расчет эллиптической системы накачки

Схематическое изображение рассматриваемой системы представлено на рисунок 11.

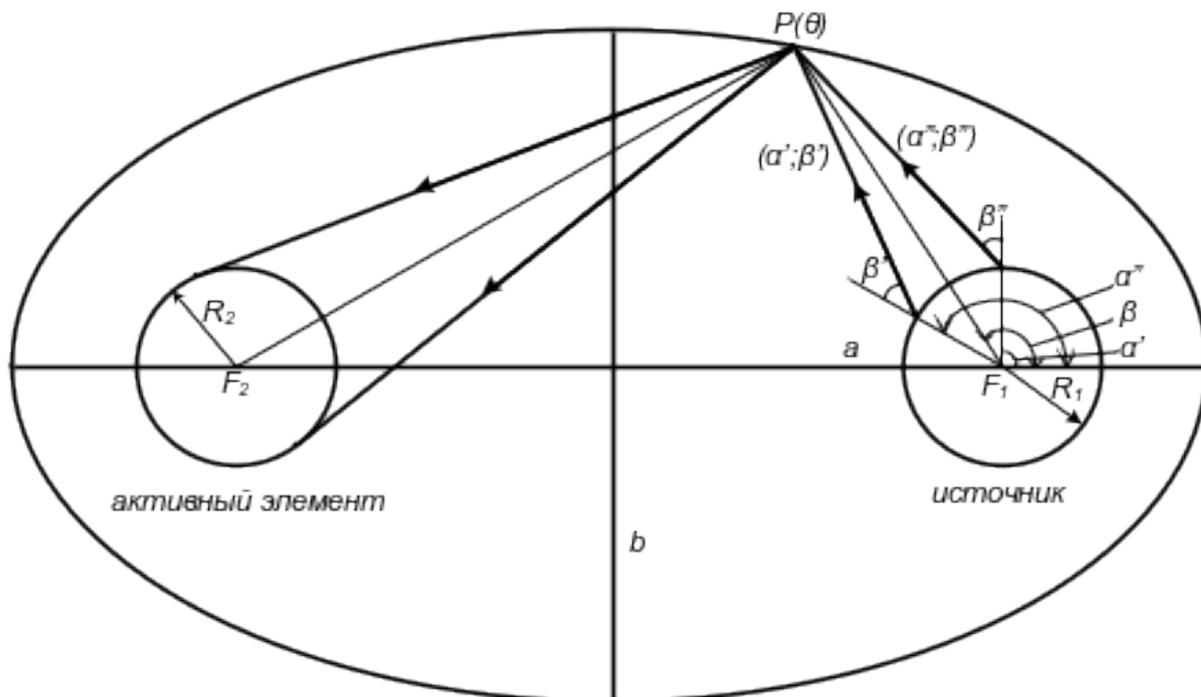


Рисунок 11- Ход лучей в эллиптическом рефлекторе

Здесь a – длина большой полуоси эллипса, R_1 и R_2 – радиусы источника накачки и активного образца. Любой луч, исходящий с поверхности источника, характеризуется двумя параметрами α (угловое положение начальной точки луча на контуре источника) и β (угол между направлением луча и нормалью к излучающей поверхности). Функция $G(\alpha, \beta)$ равна единице

в том случае, когда луч с параметрами α, β попадает в активный образец после однократного отражения от эллипса и минуя источник. Определим границы области, в которой $G(\alpha, \beta) = 1$.

Для того, чтобы определить границы области, в которой $G(\alpha, \beta) = 1$, сделаем следующие построения. Из фокуса F_1 , в котором расположен источник накачки, проведем под произвольным углом θ луч, который, отразившись от эллипса в точке $P(\theta)$, попадает на второй фокус F_2 (см.рис.1). Затем из точки $P(\theta)$ проведем два луча, касательных к поверхности активного образца. Этим предельным лучам соответствуют две точки (α', β') и (α'', β'') на поверхности источника, координаты которых определяются следующими выражениями:

$$\beta' = \arcsin \left[\frac{R_2}{R_1} \frac{1 - e^2}{1 + e^2 + 2e \cos \theta} \right]; \quad (1)$$

$$\beta'' = -\beta'; \quad (2)$$

$$\alpha' = \theta + \arcsin \left[\frac{R_2}{a} \frac{1 + e \cos \theta}{1 + e^2 + 2e \cos \theta} \right] - \beta'; \quad (3)$$

$$\alpha'' = 2\theta - \alpha'; \quad (4)$$

где $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$ – эксцентриситет эллипса (a - большая полуось эллипса, b - малая полуось эллипса).

Если для некоторого угла θ аргумент функции (2) превышает единицу, то величина β' не имеет действительного значения. Физически это означает, что касательные к образцу после отражения от эллипса не попадают в источник. Это, в свою очередь, равносильно тому, что все лучи от источника, отраженные в точке $P(\theta)$ войдут в активный элемент. Значения θ , для которых величины α и β могут быть вычислены по приведенным формулам, заключены в интервале $0 \leq \theta \leq T$, где:

$$T = \left\{ \begin{array}{l} 0 \\ \arccos \left[\frac{\frac{R_1}{R_2}(1 - e^2) - (1 + e^2)}{2e} \right] \\ \pi \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} , \text{при } \frac{R_2}{R_1} > \frac{1 + e}{1 - e}, \\ , \text{при } \frac{1 - e}{1 + e} \leq \frac{R_2}{R_1} \leq \frac{1 + e}{1 - e}, \\ , \text{при } \frac{R_2}{R_1} \leq \frac{1 - e}{1 + e} \end{array} \right\} \quad (5)$$

Определим, какое из выражений подходит для расчета, исходя из заданных размеров:

$$\frac{1 - e}{1 + e} = \frac{1 - 0,6}{1 + 0,6} = 0,202$$

$$\frac{1 + e}{1 - e} = \frac{1 + 0,6}{1 - 0,6} = 4,714$$

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{40}{70} = 0,571$$

Таким образом, $\frac{1 - e}{1 + e} \leq \frac{R_2}{R_1} \leq \frac{1 + e}{1 - e}$. Вычислим величину T :

$$T = \arccos \left[\frac{\frac{70}{40}(1 - 0,65^2) - (1 + 0,65^2)}{2 \cdot 0,65} \right] = \arccos(-0,317) = 118^\circ 5'$$

Следовательно, значения θ заключены в интервале $0 \leq \theta \leq 118^\circ 5'$. Изменяя θ в пределах от 0 до T , рассчитаем соответствующие значения α', β' и α'', β'' , по формулам (1)-(4). Данные расчета представлены в таблице 1:

Таблица 1.

| $\theta, \text{град}$ | $\beta', \text{град}$ | $\beta'', \text{град}$ | $\alpha', \text{град}$ | $\alpha'', \text{град}$ |
|-----------------------|-----------------------|------------------------|------------------------|-------------------------|
| 0 | 6,962 | -6,962 | -1,612 | 1,612 |
| 10 | 7,013 | -7,013 | 8,359 | 11,672 |
| 20 | 7,17 | -7,17 | 18,238 | 21,823 |
| 30 | 7,442 | -7,442 | 28,018 | 32,074 |

| | | | | |
|--------|--------|---------|--------|---------|
| 40 | 7,846 | -7,846 | 37,684 | 42,438 |
| 50 | 8,408 | -8,408 | 47,212 | 52,941 |
| 60 | 9,17 | -9,17 | 56,567 | 63,616 |
| 70 | 10,193 | -10,193 | 65,696 | 74,518 |
| 80 | 11,569 | -11,569 | 74,518 | 85,726 |
| 90 | 13,444 | -13,444 | 82,906 | 97,369 |
| 100 | 16,054 | -16,054 | 90,654 | 109,652 |
| 118°5' | 19,058 | -19,058 | 96,356 | 120,587 |

По данным таблицы 1, построим область значений α, β , в которой $G(\alpha, \beta) = 1$.

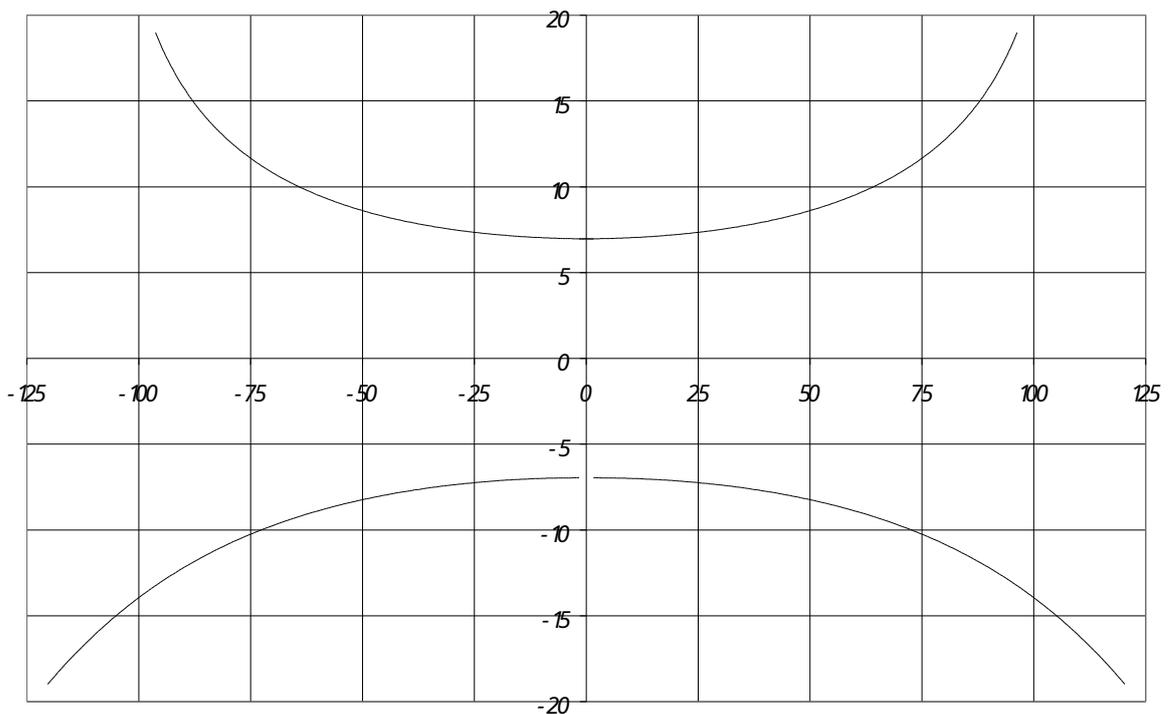


Рисунок 12- Область значений α, β , в которой $G(\alpha, \beta) = 1$

Найдем эффективность передачи энергии η , которая показывает, какая часть излученного источником света передается в активный образец. Для этого вначале вычислим величину S , характеризующую экранировку лучей источником накачки, по формуле:

$$S = \arccos \left\{ \frac{(1 - e^2)^2 \sqrt{4e^2 - \left(\frac{R_1}{a}\right)^2} - \left(\frac{R_1}{a}\right)^2 (1 + e^2)}{2e \left[(1 - e^2)^2 + \left(\frac{R_1}{a}\right)^2 \right]} \right\}; \quad (6)$$

$$S = \arccos \left\{ \frac{(1 - 0,65^2)^2 \sqrt{4 \cdot 0,65^2 - \left(\frac{7}{26}\right)^2} - \left(\frac{7}{26}\right)^2 (1 + 0,65^2)}{2 \cdot 0,65 \cdot \left[(1 - 0,65^2)^2 + \left(\frac{7}{26}\right)^2 \right]} \right\} = \arccos(0,608) = 0,917;$$

Следовательно, $S = 0,917$. Так как $S < T$ ($0,917 < 1,893$ (в радианах)), то η вычисляем по формуле :

$$\eta = 1 - \frac{T}{\pi} + \frac{2}{\pi} \left(\frac{R_2}{R_1} \right) \cdot \left[\arctg \frac{(1 - e^2) \cdot \operatorname{tg} \frac{T}{2}}{(1 + e)^2} - \arctg \frac{(1 - e^2) \cdot \operatorname{tg} \frac{S}{2}}{(1 + e)^2} \right] \quad (7)$$

$$\eta = 1 - \frac{1,893}{3,14} + \frac{2}{3,14} \cdot \left(\frac{4}{7} \right) \cdot \left[\arctg \frac{(1 - 0,65^2) \cdot \operatorname{tg} \frac{1,893}{2}}{(1 + 0,67)^2} - \arctg \frac{(1 - 0,67^2) \cdot \operatorname{tg} \frac{0,534}{2}}{(1 + 0,65)^2} \right] = 0,464$$

Таким образом, $\eta = 0,464$.

2.3. Распределение энергии накачки внутри активного образца

В большинстве оптических генераторов на твердом теле накачка активного элемента осуществляется через его боковую поверхность. При таком способе возбуждения имеет место заметная неравномерность распределения энергии в поперечном сечении образца. Эта неравномерность оказывает существенное влияние на энергетические, а также пространственные характеристики излучения. Рассмотрим диэлектрический цилиндр радиусом R , на который падает излучение накачки. Показатель

преломления цилиндра обозначим через n (в нашем случае $n = 1,76$) . Ход лучей внутри такого диэлектрического цилиндра изображен на рисунок 13

Рисунок 13- Ход световых лучей внутри диэлектрического цилиндра

Формула, описывающая распределение энергии накачки внутри активного образца, в случае, когда затухание отсутствует, имеет вид:

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \begin{cases} n^2 & , \text{при } 0 \leq a \leq R/n \\ \frac{2n^2}{\pi} \arcsin\left(\frac{R}{n \cdot a}\right) & , \text{при } R/n \leq a \leq R \end{cases} \quad (8)$$

где ρ_0 - плотность энергии вне цилиндра

ρ - плотность энергии внутри цилиндра

R - радиус активного элемента.

Если a находится в интервале $0 \leq a \leq 2,273$ (т.к. $R/n = 4/1,76 = 2,273$), то

$\frac{\rho}{\rho_0} = n^2$, данные расчета занесем в таблицу 2.

Таблица 2

| | | | | | | |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| a | 0 | 0,5 | 1,0 | 1,5 | 2,0 | 2,273 |
| $\frac{\rho}{\rho_0}$ | 3,098 | 3,098 | 3,098 | 3,098 | 3,098 | 3,098 |
| $\frac{a}{R_2}$ | 0 | 0,125 | 0,25 | 0,375 | 0,5 | 2,273 |

Если a находится в интервале ($2,273 \leq a \leq 4$), то $\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{2n^2}{\pi} \arcsin \frac{R_2}{n \cdot a}$.

Данные расчета занесем в таблицу 3.

Таблица 3

| | | | | | | | | | | |
|-----------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| a | 2,273 | 2,473 | 2,673 | 2,873 | 3,073 | 3,273 | 3,473 | 3,673 | 3,873 | 4,000 |
| $\frac{\rho}{\rho_0}$ | 3,098 | 2,299 | 2,005 | 1,800 | 1,642 | 1,514 | 1,407 | 1,316 | 1,237 | 1,192 |
| $\frac{a}{R}$ | 0,568 | 0,618 | 0,668 | 0,718 | 0,768 | 0,818 | 0,868 | 0,918 | 0,968 | 1,000 |

По данным таблиц 2 и 3 построим график распределения световой энергии в активном образце:

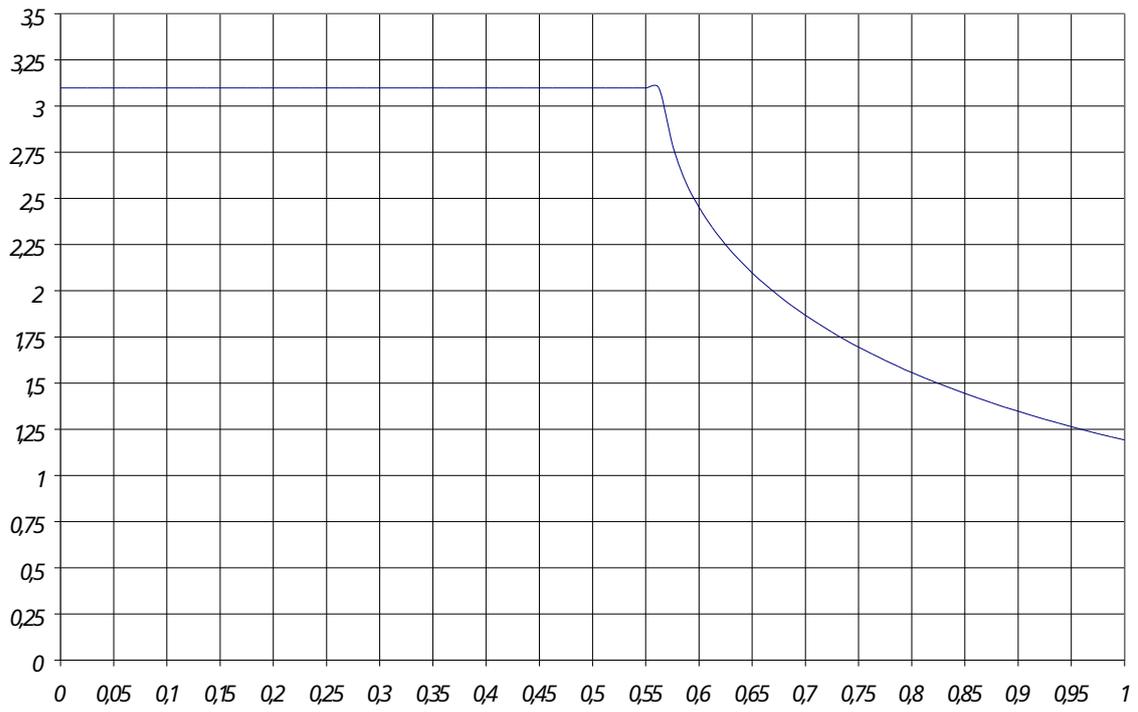


Рисунок 14- Радиальное распределение плотности световой энергии в активном образце

Заключение

Разработка системы оптической накачки твердотельного лазера имеет большое значение для различных областей, в которых лазеры играют важную роль. Система оптической накачки позволяет передавать световые импульсы с определенной длиной волны в активный элемент лазера, чтобы увеличить его энергетический заряд и возбудить основной энергетический уровень.

Проект предлагает использование волоконно-оптических мостов для передачи импульсов света и модификацию этих мостов для улучшения точности передачи оптической мощности. Также в проекте предусмотрены схемы обратной связи, которые позволяют автоматически регулировать частоту и мощность лазерного излучения, обеспечивая более стабильную работу лазера.

Ожидается, что результаты проекта позволят получить более эффективную систему оптической накачки твердотельного лазера с повышенной точностью и устойчивостью работы на большом диапазоне частот.

Данный проект может быть использован во многих отраслях, где лазеры являются важными инструментами для различных видов анализа и обработки материалов. Результаты проекта также могут иметь значительное значение для науки и медицины, где лазеры используются для исследований и лечения пациентов.

Список используемых источников

1. Пихтин А.Н. Квантовая и оптическая электроника. Учебник для вузов./ А.Н. Пихтин / М. Абрис, 2012.
2. Физические основы оптоэлектроники. Учебное пособие/ Давыдов В.Н.- ТУСУР
3. Малышев В.А. Основы квантовой электродинамики лазерной техники: Учебное пособие для вузов./ В.А. Малышев. – М.: Высшая школа, 2005
4. Борисенко В.Е. Нанoeлектроника: Учебное пособие для вузов/ В.Е. Борисенко, А.И. Воробьев, Е.А. Уткин.
5. Игнатов А.Н. Оптоэлектроника и нанофотоника: Учебное пособие для вузов/ Специальная литература.