



СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ "СВ. КЛИМЕНТОХРИДСКИ"
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ

*Лазерен генератор с непрекъснато възбуждане
от полупроводников лазер: устройство и основни характеристики*

*Под ръководството на катедра:
Квантова електроника*

<http://quantum.phys.uni-sofia.bg>

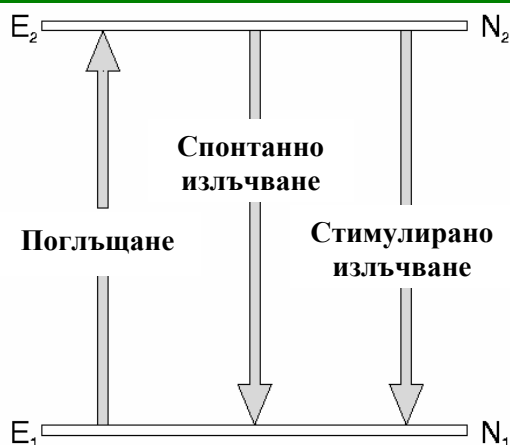
този документ може да бъде изтеглен от:

<http://quantum.phys.uni-sofia.bg/programs/UPS-2.HTML>

Лазерен генератор с непрекъснато възбуждане от полупроводников лазер: устройство и основни характеристики

Целта на упражнението е запознаване с принципа на работа на неодимов и полупроводников лазер в непрекъснат режим, запознаване с елементите на система за диодно напompване на твърдотелен лазер, настройване на системата и измерване на параметри на генерирания лазерен сноп.

Елементарни процеси: На основата на хипотезата на Макс Планк, Нилс Бор внася тълкуванието, че атом може да погълне или излъчи светлина само с енергия $E_2 - E_1 = h\nu$, определена от разликата в енергиите на две собствени енергетични състояния на атома. Нека броят на атомите в състояние i да означим с N_i . За простота да приемем, че атомът има само две енергетични нива. Когато е в полето на външно резонансно лъчение, той може да го погълне. Поглъщането е свързано с последващо излъчване и връщане на атома в основно състояние.



Фиг.1. Елементарни процеси на поглъщане и излъчване

Броят на атомите, намиращи се в състояние N_1 , се променя във времето пропорционално на броя на самите атоми N_1 и на спектралната плътност на енергията $u(\nu)$ на честотата ν на прехода от състояние 1 към състояние 2

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}N_1u(\nu) \quad .$$

Тук B_{12} е коефициентът на Айнщайн за стимулирано поглъщане. Процесът е стимулиран, т.к. за осъществяването му е необходимо наличие на резонансен фотон. Знакът минус отразява факта, че поглъщането понижава броя на атомите на долното енергетично ниво. Сходни разсъждения могат да се направят и за заселеността (броя на атомите) на горното енергетично ниво. Веднаж попаднали на това по-високоенергетично ниво, атомите могат да релаксират чрез излъчване или спонтанно (след известно време), или като бъдат стимулирани да извършат такъв преход от друг

резонансен фотон. Понижаването на броя на атомите, намиращи се в състояние 2, се описва със зависимостта

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}N_2u(\nu) - A_{21}N_2 \quad .$$

Първият член, пропорционален на спектралната плътност на енергията $u(\nu)$, отчита наличието на стимулирани преходи към по-нисколежащото енергетично ниво. Във втория член не е допусната грешка, тъй като спонтанното излъчване не зависи от наличието или отсъствието на външно поле. (От гледна точка на квантовата електродинамика спонтанните преходи се "стимулират" от фотони с "нулевата" енергия на осцилатора. Да припомним, че средната енергия на електромагнитното поле в резонатор е не по-малка от $E_0 = (1/2)h\nu$). Реципрочната стойност на коефициента на Айнщайн за спонтанно излъчване A_{21} е подходяща за дефиниране на понятието време на живот τ на енергетично състояние. Условието за стационарност на процесите ($dN_1/dt = dN_2/dt$) и отчитането на Болцмановото разпределение на заселеността по енергетични нива и на закона на Планк (и двата валидни в термодинамично равновесие) водят до съществени връзки между коефициентите на Айнщайн за неизродена система с две нива:

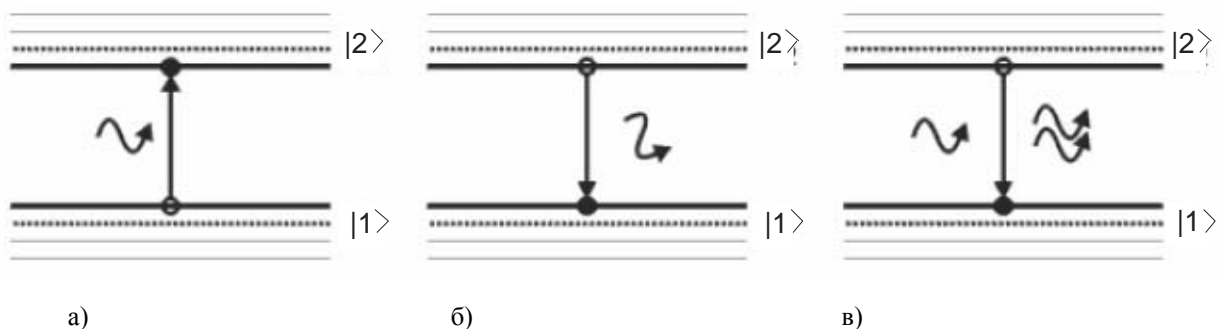
$$B_{21} = B_{12} \quad ,$$

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = 8\pi \frac{h\nu^3}{c^3} \quad .$$

Оттук се вижда, че стимулирано излъчване (и, евентуално, генерация) може да се получи само на честоти, на които съществува поглъщане и спонтанно излъчване. Тъй като относителният дял на спонтанните преходи към стимулираните се увеличава нелинейно (кубично) с честотата, получаването на инверсна заселеност ($N_2 > N_1$) и лазерно излъчване в късовълновата част на спектъра е по-трудно, отколкото в дълговълновата.

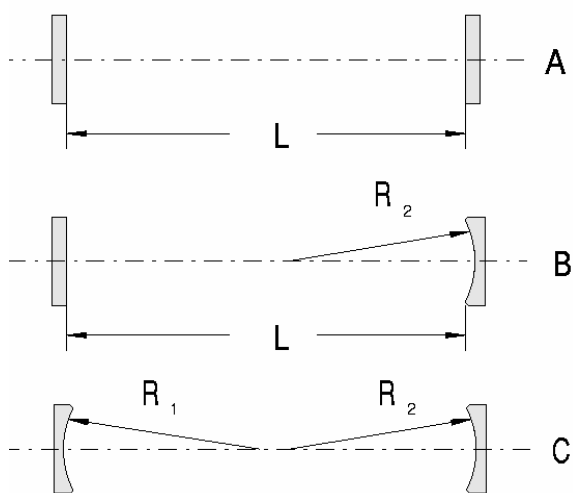
Докато при спонтанното излъчване квантовата система самопроизволно извършва прехода и получения фотон е със случайно направление и поляризация, при принуденото излъчване прехода се извършва под въздействие на стимулиращ фотон и освободената енергия се излъчва като фотон-близък на стимулиращия фотон, тоест със същата честота, поляризация и направление на разпространение. Дължината на вълната (респективно честотата ν) на излъчения фотон се определя от съотношение на Бор:

$$E_2 - E_1 = h\nu_{21}$$

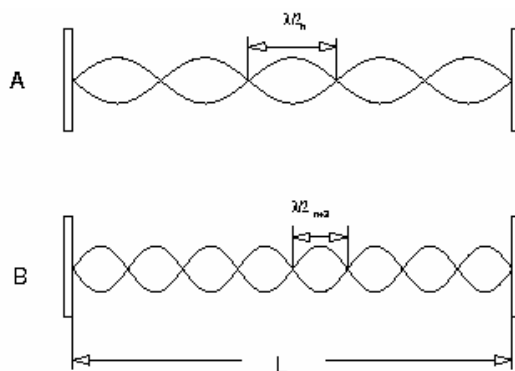


Фигура. 2 Поглъщане(а), спонтанно(б) и стимулирано(в) излъчване

Оптичен резонатор: Важна съставна част на всеки лазер е оптичният резонатор. Той се състои от поне две отразяващи повърхности, които връщат лъчението през активната среда. За да възникне генерация, е необходимо коефициентът на усилване да бъде по-голям от общите загуби на лазера. В тези загуби влизат и загубите от пропускане през и от поглъщане в отразяващите повърхности. В съвременните системи често се използват огледала с многослойни диелектрични покрития. Характерно за тях е, че може да се постигне коефициент на отражение, по-висок от 99,9%, като в същото време загубите от поглъщане са пренебрежимо малки. Едното от огледалата, наречено глухо, се избира с максимално достижим коефициент на отражение, а другото (изходното) – с пропускане от няколко процента.



Фиг.3. Видове резонатори: А-плоскопаралелен; В-полусферичен; С-сферичен.



Фиг.4. Стоящи надлъжни вълни в резонатор. А - с n възела; В - с $n+3$ възела.

Да разгледаме накратко ролята на резонатора. Основното му предназначение е да осъществява положителна обратна връзка чрез връщане на част от разпространяващото се между огледалата лъчение обратно в активната среда. По такъв начин се създава необходимата плътност на електромагнитното поле в активната среда, при което броят на индуцираните преходи много

пъти надвишава този на спонтанните преходи. Лазерното лъчение е съвкупността от индуцирано излъчените фотони. Индуцираното лъчение при многократното си преминаване през активната среда се усилва и формира в мощно лъчение, което е и кохерентно, тъй като се запазва фазата му при разпространението му в резонатора. Оптичният резонатор определя още едно важно свойство на лазерното лъчение – модовата му структура. Модове се наричат стационарните разпределения на полето в резонатора, които се получават в резултат на многократните преминавания на вълните между огледалата. Задачата на модова структура на полето на резонатор с две плоски или сферични огледала за пръв път е решена от А.Фокс и Т. Ли. Честотите на надлъжните модове на оптичния резонатор изпълняват условието $\nu(n) = nc/(2L)$, където L е дължината на резонатора, c е скоростта на светлината във вакуум, а n е цяло число. Резонаторите имат неопределено голям брой модове, докато активната среда излъчва само в спектрални области, ограничени ширината на съответните спектрални линии.

Форма и ширина на спектралната линия: Крайното време на живот на възбудените състояния (типично 10^{-8} - 10^{-9} s в оптичния диапазон) определя не една единствена, а интервал от допустими енергии ΔE на отделните частици.

Когато времето на живот τ се определя единствено от спонтанните преходи, спектралната линия се нарича еднородно разширена ($\Delta E = 2\pi\hbar/\tau = 2\pi\hbar A_{21}$) и има Лоренцова форма. Грешно е да се схваща, че преход е възможен единствено когато енергията на погълнатия или излъчен фотон е в рамките на естествената ширина на прехода. Енергетичните нива се разширяват допълнително (и в много по-висока степен) вследствие на взаимодействието на частиците с тяхното обкръжение и температурата. Спектрална линия е еднородно разширена, когато всички частици имат едни и същи характеристики и всички те взаимодействуват с обкръжението си по един и същи начин. Естественото разширение на спектралната линия е еднородно, т.к. е едно и също за всички частици от ансамбъла. Еднородно разширение се наблюдава в твърди тела с правилна кристална структура, в която всички атоми са в еквивалентни възли на решетката. В материали, в които атомите и молекулите са с различни характеристики, случаят е друг. В газовете, например, атомите и молекулите се движат повече или по-малко свободно, с променящи се скорости. Нееднородно разширение на спектралната линия, водещо до Гаусова форма, може да се дължи на Доплеровия ефект, на удари между частиците и др.

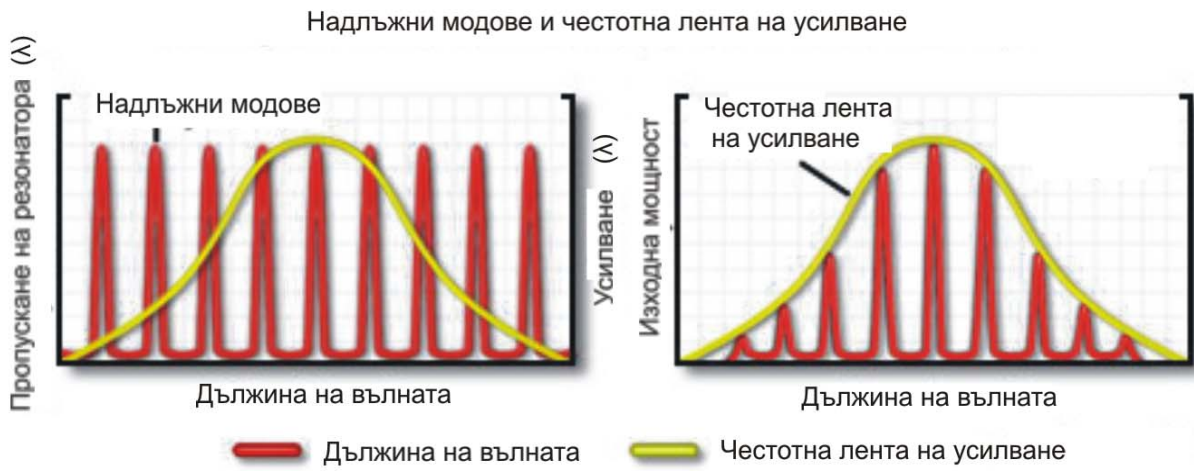
Условие за генерация: Генерация възниква на онези собствени честоти на резонатора ν_r , които попадат в ивицата на усилване на активната среда $g(\nu)$ и за които усилването g е по-голямо от загубите α_Σ (Фиг. 5). От всички загуби най-големи са тези от поглъщането (α) в активния елемент (АЕ)

$$\alpha_{\Sigma} = 2\alpha l_a + L_m,$$

където α е коефициентът на загубите в АЕ, l_a - дължината му, а α_m обозначава всички други загуби. За да се достигне прага на генерация, напмпването трябва да създаде в активния елемент такъв коефициент на усилване α_{th} , който да компенсира всички загуби α_{Σ} в резонатора. С други думи, условието за праг на генерация е

$$\text{Re}xp(2\alpha_{th}l_a - \alpha_{\Sigma}) = 1, \quad \text{т.е.} \quad 2\alpha_{th}l_a = \alpha_{\Sigma} - \ln R.$$

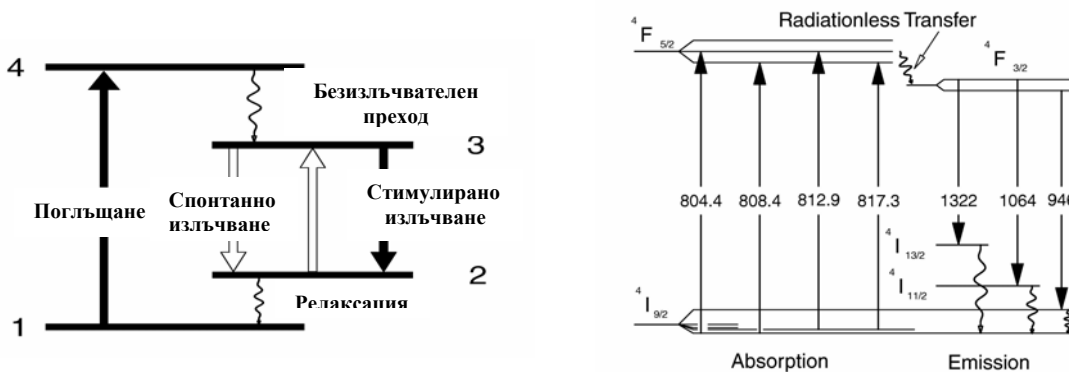
Ивицата на усилването $g(\nu)$ съвпада по форма с линията на излъчване на съответния преход в активната среда.



Фиг.5. Нееднородно разширена ивица на усилване (с Гаусов профил) и надлъжни модове на оптичния резонатор.

Активна среда $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$: Анализът на динамиката на населеностите на енергетичните нива показва, че, при участие само на 2 нива, в стационарен режим инверсна заселеност не може да бъде получена. Ако в процесите в активната среда се включват три нива, получаването на генерация е възможно (напр. при рубинов лазер), но по-трудно, отколкото ако участващите нива са четири.

Активната среда на неодимовия лазер представлява кристал на итриево-алуминиев гранат (YAG) или стъкло, в които са включени тривалентни неодимови йони като активатор. Концентрацията на неодимовите йони е, типично, от 0.1% до 8%. Неодимовият лазер работи по схема от четири нива.



Фиг.6. Принципна диаграма на активна среда с четири енергетична нива.

Фиг.7. Енергетични нива на Nd³⁺:YAG, съществени при оптично възбуждане с полупроводников лазер, генериращ в областта около 805 nm.

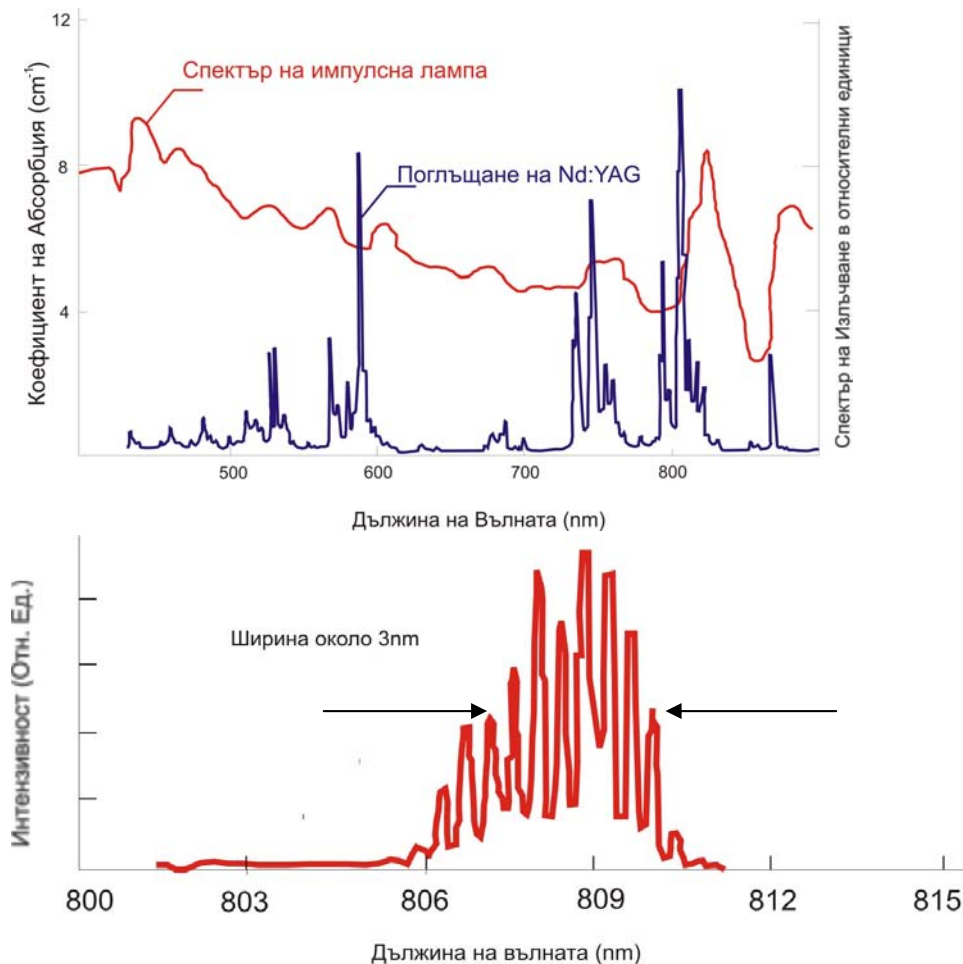
На горната фигура е представена диаграма на енергетичните нива на Nd³⁺, съществени при оптично възбуждане с полупроводников лазер, генериращ в областта около 805 nm. С помощта на оптично напompване част от йоните от основното енергетично състояние 1 се възбуждат с поглъщане от квант евергия и преминават на някое от горните нива 4. Повечето от тези йони чрез безизлъчвателен преход преминават на ниво 3, където се натрупват, тъй като нивото е метастабилно (времето му на живот достига 1ms, докато времето на живот на нивата 2 и 4 е около 10⁻⁷s). По този начин между нивата 3 и 2 се създава инверсна населеност (N₃-N₂>0). Ако такава среда се постави в отворен резонатор с подходящи коефициенти на отражение на огледалата, в резултат на положителната обратна връзка възниква индуцирано излъчване при прехода на частиците от ниво 3 на ниво 4. В близката инфрачервена област се появява генерация.

Съществена особеност на енергетичната диаграма на нивата на неодимовия лазер е фактът, че долното лазерно ниво не съвпада с основното ниво на Nd³⁺. Поради това за създаване на инверсна населеност между лазерните нива 3 и 2 не е необходимо да се възбудят повече от половината от йоните Nd³⁺. Това обяснява по-ниският праг на генерация на неодимовия лазер в сравнение с рубиновия.

Както е показано на фигурата, горното ниво 4 се състои от няколко силно резширени поднива. Това обуславя широките (десетки nm) ивици на поглъщане на прехода 1→4. Тези ивици са разположени в зелената и в близката инфрачервена области с централни дължини на вълните около 520, 580, 740, 800 и 900 nm [4]. На фигурата са представени трите най-силни ивици на поглъщане около 810 nm. Ивицата на луминесценция при прехода 3→2, определяща по същество контура на усилването на активната среда, също има значителна ширина. Това е свързано с неподредената структура на стъклената матрица, вследствие на което около йоните на активатора Nd³⁺ се създават асиметрични електрични полета с различен интензитет. Това определя различното по стойност Щарково разцепване и отместване на линиите на луминесценция на различните йони. В резултат на наслагването на линиите, съответстващи на йоните, които се намират в различни по интензитет електрични полета, се наблюдава широк спектър на луминесценция. Разширението е неднородно. За неодимовото стъкло то е значително по-голямо (около 200 cm⁻¹), отколкото за Nd³⁺:YAG и за рубиновия кристал (около 10 cm⁻¹).

Методи за напompване (възбуждане) на Nd³⁺:YAG лазер:

Дълго време, единственият източник за оптично напмпване са били газоразрядните лампи. Недостатък на тези източници е много лошото препокриване на спектъра им на излъчване със спектъра на абсорбция на активните йони, показано на Фигура 8, което води до ниска ефективност. Въпреки това, все още се използват поради ниската себестойност.



Фигура 8. Пропускане на Nd:YAG, спектър на излъчване на Ксенова лампа и лазерен диод.

Ефективността на напмпване може значително да се повиши, като използваме полупроводникови (диодни) лазери за оптично напмпване. За пример нека разгледаме два лазера на компанията Lee Laser. Моделът LDP-50MQ използва диодно напмпване и е с изходна мощност 50W при 400W консумирана електрическа мощност. За сравнение модела 850MQ с изходна мощност 50W, използва лампово напмпване и консумира 4.5kW

Лазерните диоди са кохерентни/квази-кохерентни източници на светлина. Те са привлекателни източници за оптично възбуждане поради следните предимства:

- Ефективност на преобразуване на електрическата мощност в оптична достига до 50%,
- Висока стабилността при големи мощности,

- Спектъра на излъчване, с ширина няколко nm, може да бъде настроен точно на една от силните абсорбционни линии на активната среда,
- Времето на живот достига до 20 000 часа в непрекъснат режим и 10^9 импулса в импулсен режим на работа,
- Напомпващото лъчение може да се насочва и куплира в оптично влакно. Оптичното влакно изравнява асиметричността на лъчението,
- Необходимостта от охлаждане е намалена в сравнение с традиционните източници за напомпване,
- Осигуряват по-голяма гъвкавост при конструирането на резонаторите, те са прости и могат да бъдат много компактни,
- Обема и тежестта са смалени многократно в сравнение с конвенционалните лазери. Не само напомпщия източник е малък, но и лазерния резонатор може да бъде многократно смален. Като допълнение необходимото напрежение за захранване на диода е от порядъка на волтове. Газоразрядните източници изискват захранване с напрежение от стотици Волта.

Разбира се диодното напомпване има и недостатъци.

- Цената на диодите варира от \$10 на W за импулсни диоди с ниска средна мощност до x\$100 при непрекъснати диоди куплирани в оптично влакно. 20W непрекъснат лазер (diode array) има цена от няколко стотин долара, докато диод свързан към оптично влакно, херметично затворен, монтиран с радиатор и пелти елементи за охлаждане с фотодиод за регулиране на изходната мощност надвишава x\$1000,
- Чувствителност към електростатични разряди и електрични искри. Кратка електрична искра може да повреди диода необратимо,
- Изходното лъчение не е колимирано и високо разходящо. Това предоставя предзвикателство при проектирането на ефективна оптика за колимиране и куплиране,

AlGaAs лазерите могат да бъдат проектирани да излъчват в диапазон от приблизително 725 до 850 nm. Дължината на излъчване се определя от съотношението между Ga към Al. Колкото по-голяма е концентрацията на Al толкова по-къса е дължината на вълната. Понеже пазара е насочен към високо мощните Nd дотирани лазери по-голямата част от лазерите продадени за напомпване са в диапазона 808 – 810 nm.

При правилен подбор на концентрацията на активният елемент и дължината на вълната на полупроводниковият лазер, ефективността за поглъщане на напомпващото лъчение може да

достигне ~100%, в сравнение с няколко процента за импулсните лампи. Ефективна абсорбционна дължина на кристала L_{abs} , при която се поглъщат 99% от лъчението се определя от:

$$P_{abs} = P_p[1 - \exp(-\alpha z)]; \quad L_{abs} = 4.5(1/\alpha)$$

Първата задача при проектиране на диодно наpomпван твърдотелен лазер, е да се осигури добро припокриване между мода в резонатора и този на наpomпващия диоден лазер за да се осигури TEM_{00} и да се премахне възможността от възбуждане на напречни модове от висок порядък както и да се осигури добро качество на лъчението.

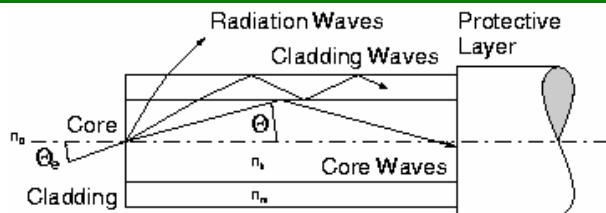
Дори и това изискване да не е изпълнено е възможно да се принуди лазера да генерира едномодово лъчение през поставяне на апертура в резонатора, което разбира се намалява ефективността му. Предизвикателството след това е, да се фокусира високо асиметричното лъчение на диодния лазер в петно което е от порядъка на размера на генерирания мод на резонатора и да е с дължина на Рейли по-голяма от абсорбционната дължина.

Най простото решение е комбинация от сферични лещи, но има също и по съвременни решения подобрявайки лошото качество на лъчението на диода.

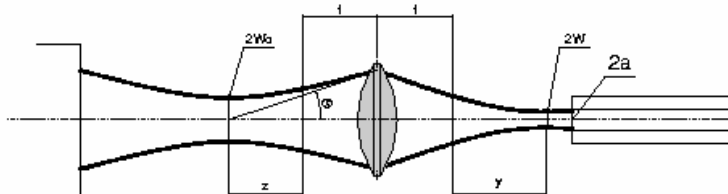
Оптичен резонатор на твърдотелен лазер: Оптичният резонатор на неодимовия лазер е отворен и обикновено се състои от външни огледала с многослойни диелектрични покрития. Най-често се използват две плоски огледала, едното с коефициент на отражение ~100%, а второто – с коефициент на отражение няколко десетки процента. Това дава възможност да се получи едностранно излъчване на лазера. При използвания в това упражнение лазер със съвременна конструкция, възбуждането на активната среда се извършва с генерираното от полупроводников лазер оптично лъчение с дължина на вълната, подходящо подбрана спрямо ивиците на поглъщане на активатора Nd^{3+} . най-удачно в такива лазери е възбуждащото лъчение да се насочи към активния елемент през глухото (високоотразяващо) огледало на резонатора. Така към това глухо огледало се предявява още едно изискване - да има възможно най-ниския коефициент на отражение и поглъщане на дължината на вълната на наpomпването. Пренасянето на наpomпващия сноп от полупроводниковия лазер до резонатора на неодимовия лазер се извършва с

Оптичен световод. Той се нарича още оптично влакно. Представлява тънка нишка от оптично прозрачен материал, която се състои от сърцевина и обвивка и служи за пренасяне на светлина. Показателят на пречупване на сърцевината е по-голям от този на обвивката. Това позволява светлинните лъчи, които се разпространяват под ъгли спрямо оста на световода, помалки от определен критичен ъгъл, да изпитват пълно вътрешно отражение от граничната повърхност между сърцевината и обвивката. По този начин по световода светлината се

разпространява канализирано и е възможно пренасянето на напмпващия сноп (а също и на оптична информация).



Фиг.9. Оптичен вълновод със стъпален профил на показателя на пречупване



Фиг.10. Схема и означения за пресмятане на оптиката за въвеждане на лъчението във вълновод

За да се въведе в оптичен вълновод със стъпаловиден профил на показателя на пречупване максимално голяма част от входния Гаусов сноп (а с това и максимална част от наличната оптична мощност), фокусното разстояние на лещата се подбира да бъде такова, че радиусът на снопа в шийката да е равен на радиуса на сърцевината на вълновода. В общия случай (виж обозначенията на фигурата) радиусът на снопа в шийката е

$$w = \frac{w_0 f \theta}{\sqrt{w_0^2 + \theta^2 z^2}} ,$$

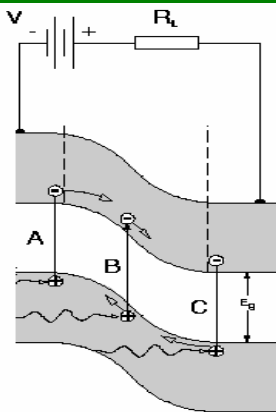
а положението на самата шийка се определя от зависимостта

$$y = \frac{z f^2}{z^2 + (w_0 / \theta)^2} .$$

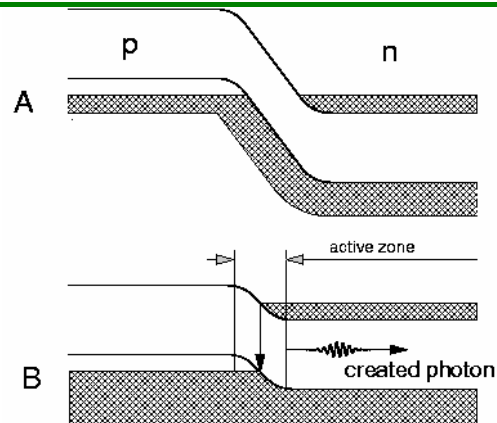
За определяне на разходимостта на Гаусов сноп се използва зависимостта на радиуса на шийката r_f във фокуса на дългофокусна леща от разходимостта на падащия върху лещата сноп θ и фокусното разстояние f

$$r_f = f \theta .$$

Полупроводников лазер: Ако бъдат създадени условия да се засели проводящата зона на полупроводник с електрони, докато валентната зона не е напълно заселена с електрони, последните могат да преминат от проводящата във валентната зона посредством излъчвателен преход. При поглъщане на фотон е възможен и обратният процес. При подходяща зонна структура на материалите и поляриност на напрежението, приложено към р-п-прехода, може да бъде създадена (и/или поддържана) инверсна заселеност, с което се реализира полупроводников лазер. Изсторически, светодиодите са предшествениците на полупроводниковите лазери.



Фиг.11. Поглъщане на фотон и последващ стимулиран преход на електрон от валентната зона в зоната на проводимост.

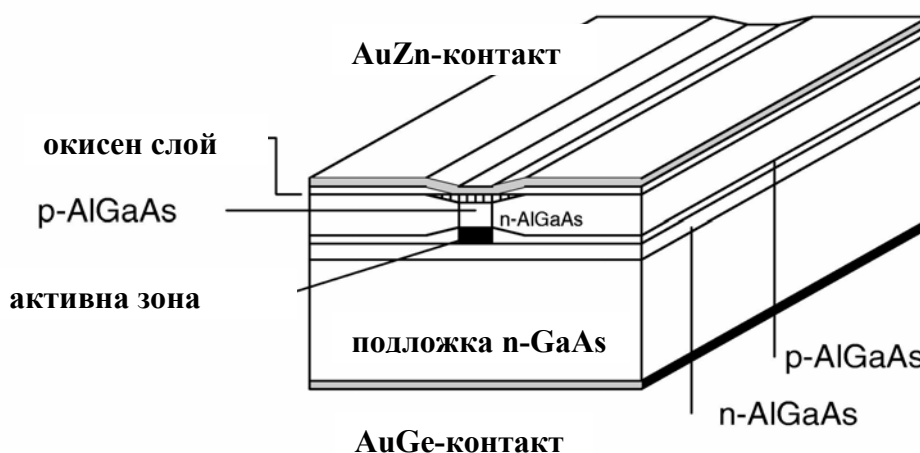


Фиг.12. p-n-преход без (A) и с приложено напрежение в права посока (B). Активната зона съдържа електрони и дупки, които, рекомбинират, излъчват фотон.

Полупроводниковите лазери (наричани още лазерни диоди) се различават от "традиционните" лазери поне в три неща:

А/ В "традиционните" лазери активните частици (атоми, молекули или йони) са независими една от друга и общото между тях е само това, че за получаване на генерация се ползват едни и същи техни енергетични състояния. По принцип това означава, че за получаването на инверсна заселеност принос могат да имат много голям брой частици (подчиняващи се на Болцманова статистика). Не е такъв случаят при полупроводниковите лазери. При тях на определено енергетично ниво може да има само две активни частици (електрони; Принцип на Паули). В полупроводниците, обаче, вълновите функции на отделните атоми се припокриват и формират общи енергетични зони. Степента, до която определено енергетично ниво е заселено, се подчинява на статистиката на Ферми-Дирак. В процеса на генерация при полупроводниковите лазери следва да се отчита заселеността на две енергетични зони, а не на две дискретни енергетични нива. Полупроводниковите лазери нямат вътрешно дефинирана дължина на вълната на генерация, тъй като няма дискретни енергетични нива.

Б/ Втората важна разлика засяга разпространението на лазерното лъчение в областта на p-n-



Фиг.11. Ивичен полупроводников лазер със "скрита" двойна хетероструктура, на базата на (GaAl)As.

прехода. При полупроводниковите лазери активната среда формира в същото време и резонатора. Отношението на дължината на този резонатор (например 300 μm) към дължината на вълната на генерация (напр. 820 nm) е от порядъка на 400. Това отношение (366 в конкретния пример) е много по-малко отколкото при He-Ne-лазер (3.10⁸), при дължина на резонатора 20cm и дължина на вълната на генерацията 633 nm. Типичната геометрична ширина на активната зона е $\sim 10 \mu\text{m}$, е показателно за силната дифракционна разходимост на генерирания сноп. Асиметричното напречно

сечение на активната среда (напр. 10 μm x 2 μm) означава елиптичен профил на снопа и астигматизъм, който се компенсира с външна оптична система.

За полупроводниковите лазери е характерна силна зависимост на инжекционния ток и на изходната мощност от температурата. Характерно е и това, че дължината на вълната на генерация нараства с увеличаване на температурата, зависеща, от своя страна, от инжекционния ток. Причината е в това, че показателят на пречупване и дължината на активната зона (съответно дължината на резонатора) нарастват с температурата. Превишаването на определена температура води до невъзможност генерираният мод "да се побере" в резонатора и генерацията "прескача" на нов мод, за който условията за генерация са по-добри.

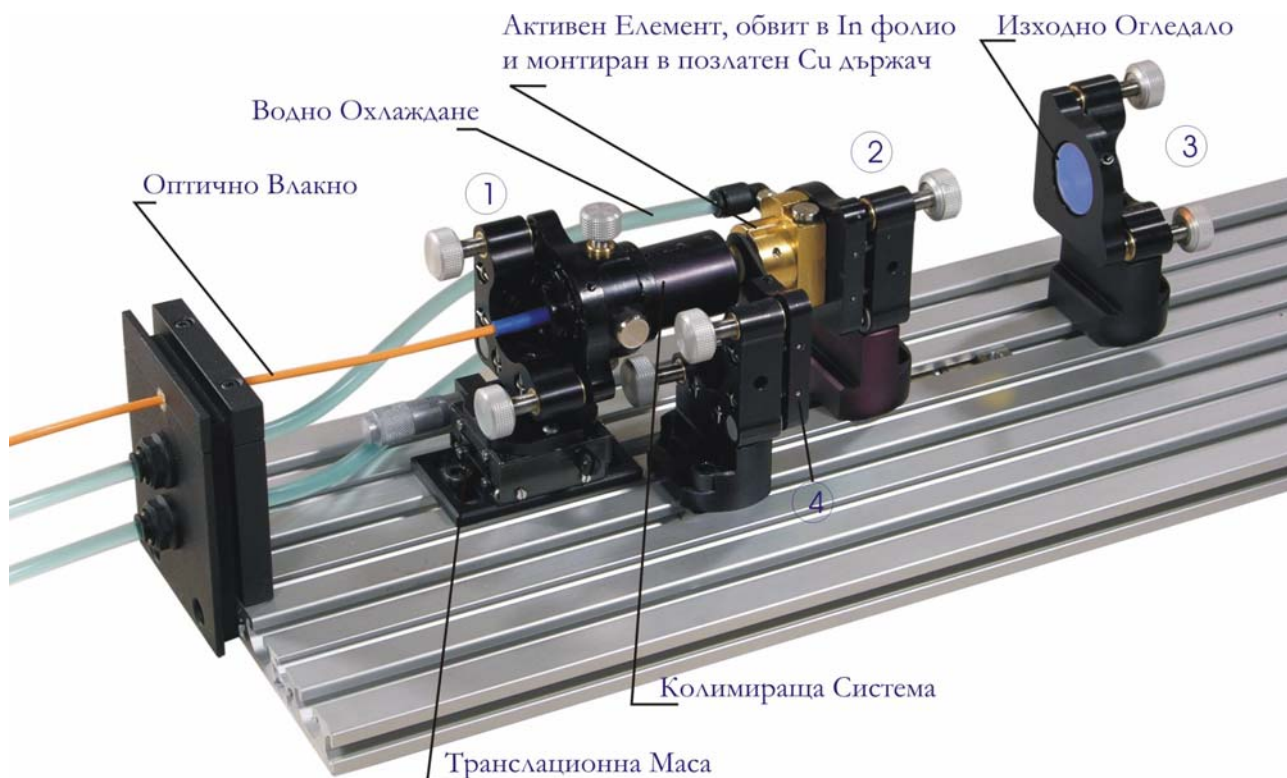


Фиг.13. Мощност на генерацията на полупроводников лазер като функция на инжекционния ток при параметър - температурата на активната среда.

Експериментална част

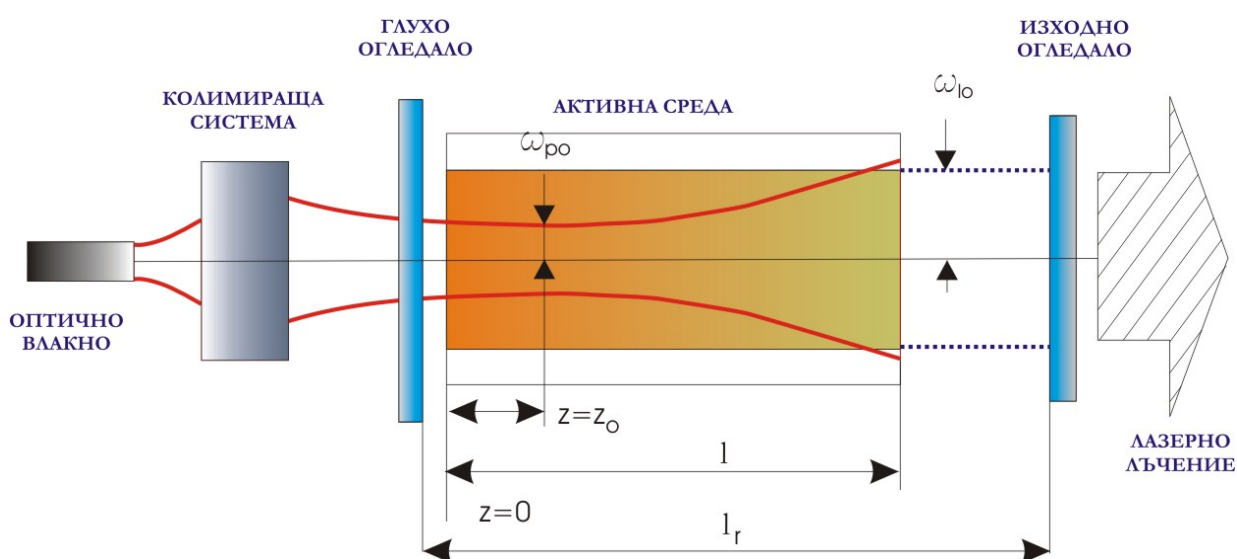
1 Оптична схема /или експериментална установка/;

Задача : Запознаване със структурните елементи на лазерен генератор с непрекъснато диодно възбуждане. Разгледайте експерименталната постановка на твърдотелен лазер с диодно напмпване показана на фигура 1. Установете местоположението на всеки елемент от оптичната схема 1 върху експерименталната установка. Попълнете в таблица 1 функционалното предназначение на всеки елемент както сте го разбрали при запознаването Ви с теоретичната част.



1. Диодно напмпван твърдотелен лазер

Фигура



Фигура 2 Оптичната схема на диодно напмпван твърдотелен лазер

1. Прецизен механичен модул осигуряващ настройката на колимиращата система. Модула осигурява 6 степени на свобода за ефективно пространствено припокриване на напмпващото диодно лъчение с основния мод на лазерния резонатор.
2. Кинематична стойка позволяваща ъглова настройка на активния елемент.
3. Кинематична стойка позволяваща ъглова настройка на изходно огледало (полупропускливо огледало) с коефициент на отражение 88% @ 1064 микрона.
4. Кинематична стойка позволяваща ъглова настройка на непропускливото-глухо огледало. Коефициента на отражение на глухото огледало е ~99.95% @ 1.06 микрона..

Таблица 1. Попълнете функционалното предназначение на всеки елемент както сте го разбрали от теоретичната част.

ЕЛЕМЕНТ	ФУНКЦИОНАЛНО ПРЕДНАЗНАЧЕНИЕ
ДИОДЕН ЛАЗЕР	
ЗАХРАНВАНЕ	
ОПТИЧНО ВЛАКНО	
ПЕЛТИЕ ЕЛЕМЕНТИ	
РАДИАТОР	
КОЛИМИРАЩА СИСТЕМА	
АКТИВЕН ЕЛЕМЕНТ <i>ND:YVO₄</i>	

**ОПТИЧЕН
РЕЗОНАТОРНИ
ОГЛЕДАЛА**

ИЗХОДНО ОГЛЕДАЛО

2. Режим на свободна генерация.

2.1 Настройка на лазерния резонатор .

Резонаторът на лазерния генератор е настроен, ако лъчението претърпяващо многократни отражения от повърхността на огледалата не напуска геометрически резонатора. Един от

методите за настройка е използване на помощен лазер с дължина на вълната различна от генерацията, така че оптичните елементи на резонатора да пропускат и отразяват частично настройващия лъч. Ориентацията на настройващия лъч формира в пространството права линия и всяка от огледалните повърхности се настройва нормално към тази права. За извършване на настройка изпълнете следната последователност от действия:

1. Махнете пластмасовият капак
 2. Пуснете настройващия диоден лазер излъчващ на 650 nm.
- Внимание:** Предпазната капачка на изхода на настройващият лазер се поставя винаги преди да се включи наpomпващия диоден лазер с цела предпазването му от лъчението от генератора.
3. Настройте пилотният лъч да минава през центъра на активния елемент
 4. С помощта на микрометричния винт на кинематичната стойка на глухото огледало настройте отразения лъч да съвпада с падащия.
 5. Повторете същата процедура за активния елемент и изходното огледало.

2.2 Получаване на генерация и подстройка около прага на генерация.

Настройте лазерният резонатор.

Натиснете бутона - "Main" в положение "ON", за да включите захранването на лазерния диод. Автоматично се включва водното охлаждане на активния елемент.

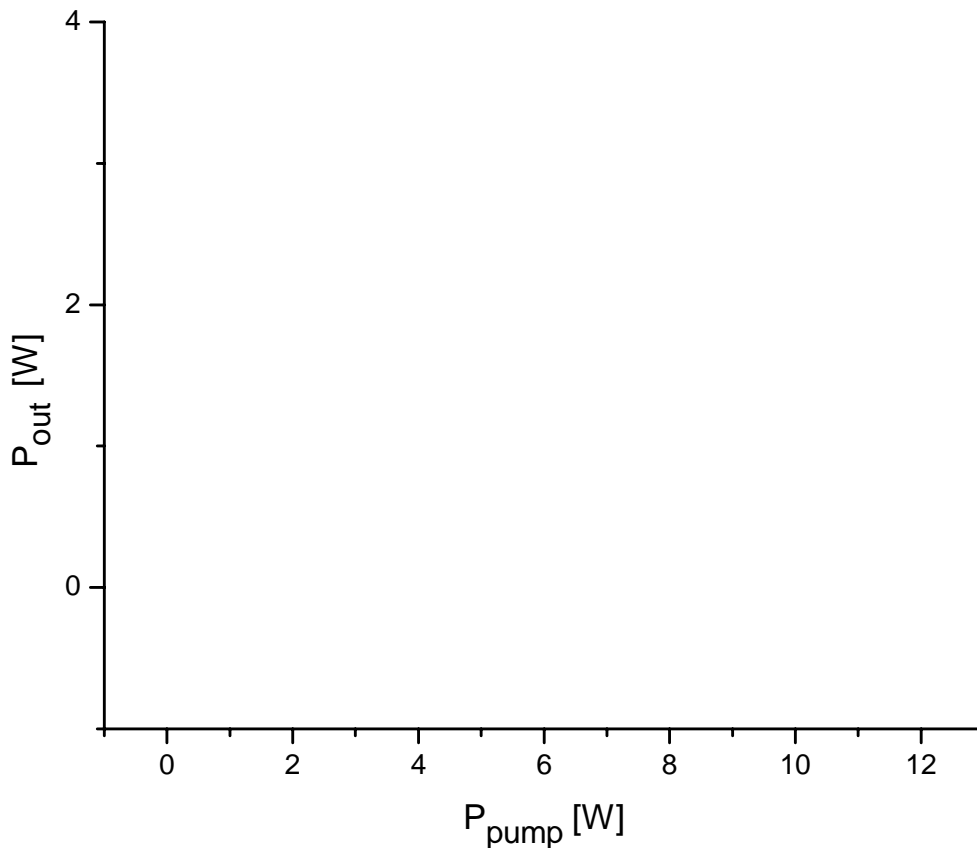
Натиснете бутона "Start" за да включите захранващия източник на лазерния диод.

С помощта на микрометричната масичка изберете положение по Z за наpomпващото лъчение, така че фокуса да попада в обема на кристала. XY стойката позволява прецизна настройка в XY равнината. Увеличете големината на тока до получаване на генерация. Повторете стъпки 2 до 5 до получаване на максимална изходна мощност. С помощта на микрометричната масичка изберете оптималното положение на колимиращата система по Z.

2.3 Измерване на енергетичните параметри и ефективността на диодно наpomпван Nd:YAG лазер.

Инструкции за Изпълнение на задачата:

Измерва се зависимостта на изходната мощност " P_{out} " в зависимост от тока през наpomпващия лазерен диод " I_{pump} ". От графиката в Приложение 1, показваща връзката между тока през диода и мощността на изхода на влакното, се получава зависимостта $P_{out}(P_{pump})$. Постройте зависимостта $P_{out}(P_{pump})$.



Фигура 3 Изходната мощност като функция от напмпващата.

Определете параметрите на линейната зависимост:

$$P_{out} = A + B \cdot P_{pump}$$

Параметър ($Y = A + B \cdot X$)	Стойност	Грешка
A		
B		

Определете праговата стойност P_{th} на напмпването, необходима за поява на генерация. $P_{th} = P_{pump}$ ($P_{out} = 0$)

Диференциалната ефективност σ , се определя от $P_{out} = \sigma(P_{pump} - P_{th})$, където P_{th} е прага на генерация, P_{pump} е напмпващата мощност, P_{out} изходната мощност.

Определете диференциалната ефективност σ за максималната стойност на P_{out}

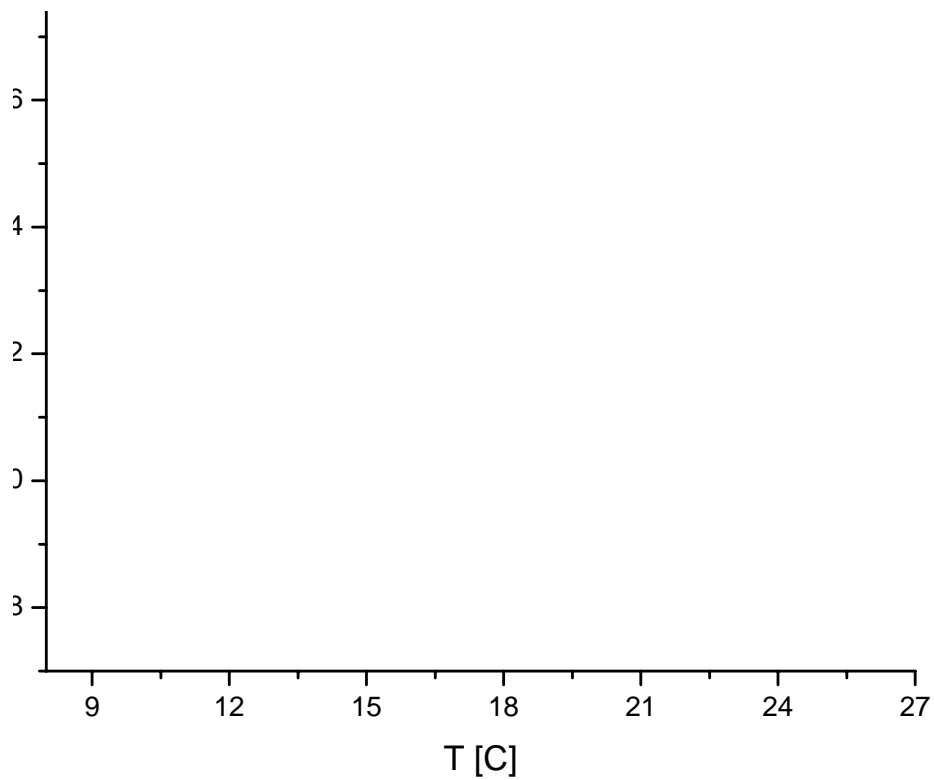
Определете коефициентът на полезно действие малко над прага и при максимална стойност на P_{out} по формулата:

$$КПД = P_{out} / P_{pump}$$

2.4 Оптимизация на спектъра на напмпващият лазер чрез температурата.

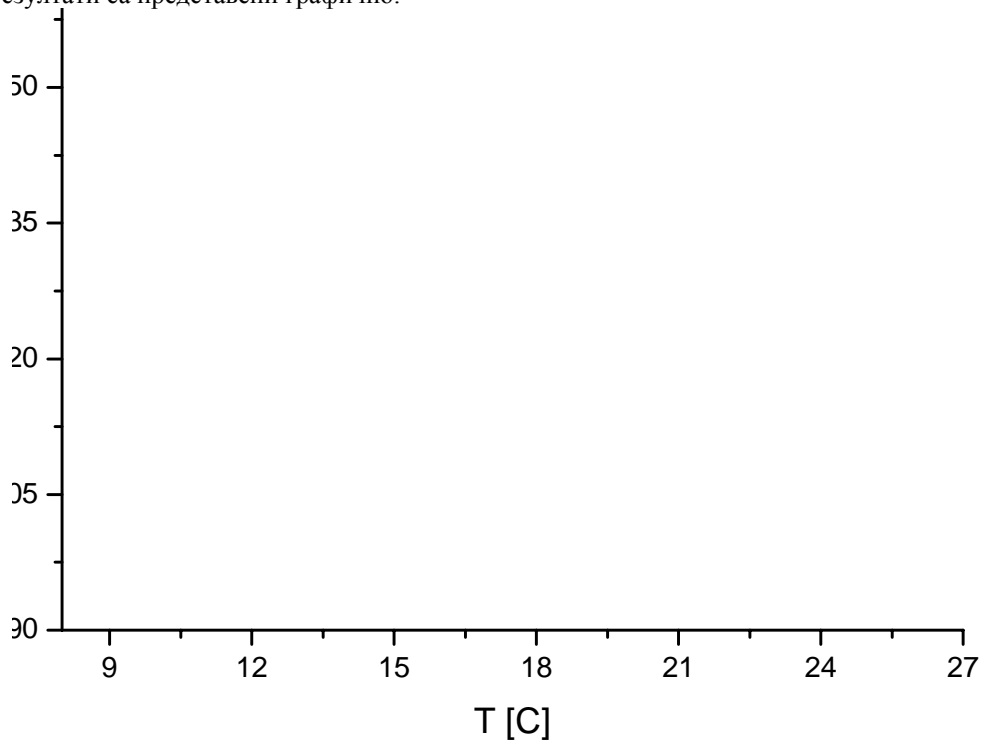
Задача. Измерване на прага при три различни температури на корпуса. Обяснение на ефекта.

Измерване на прага: В правоъгълна координатна система се построява кривата $P_{out} = f(I)$. По хоризонталата се нанасят стойностите на тока на лазерния диод по показанията от екрана на захранването, а по вертикала интензитета на лъчението в относителни единици. Кривата се апроксимира за малки стойности на P_{out} до пресичане с абсцисната ос. Точката на пресичане определя прага на генерация при зададената температура. Повторете измерванията при 3 различни температури. Сравнете получените резултати. Дължината на лазерния резонатор е $L = 90$ mm.



Фигура 4. Зависимост на праговия ток като функция на температурата.

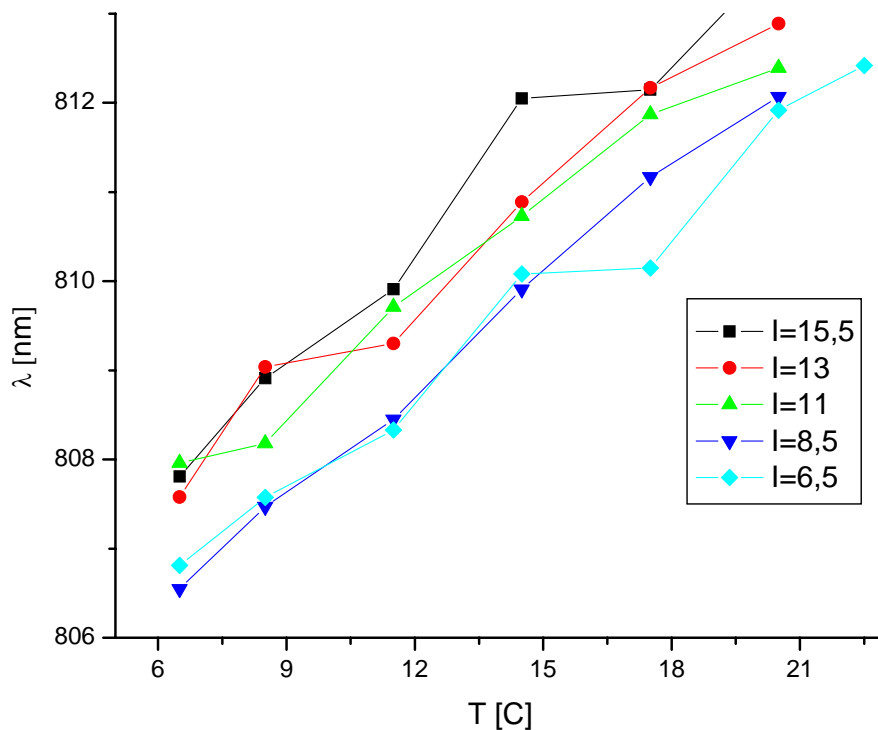
Измерваме изходната мощност както функция на температурата, при фиксирано напмпване $I=15.5$ А. Получените резултати са представени графично.



Фигура 5. Зависимостта на праговия ток като функция на температурата.

Извод: Съществува оптимална температура на диода, за която имаме максимална изходна мощност, дължаща се на по-ефективното припокриване на спектъра на напompващия лазер със спектъра на поглъщане на активния елемент.

На фигура 6 е измерена зависимостта на дължината на вълната на напompващия лазер в зависимост от температурата за различни токове през диода.



Фигура 6. Графична зависимост промяната на дължината на вълната на диодния лазер (максимума в лентата на излъчване) като функция на Температурата.

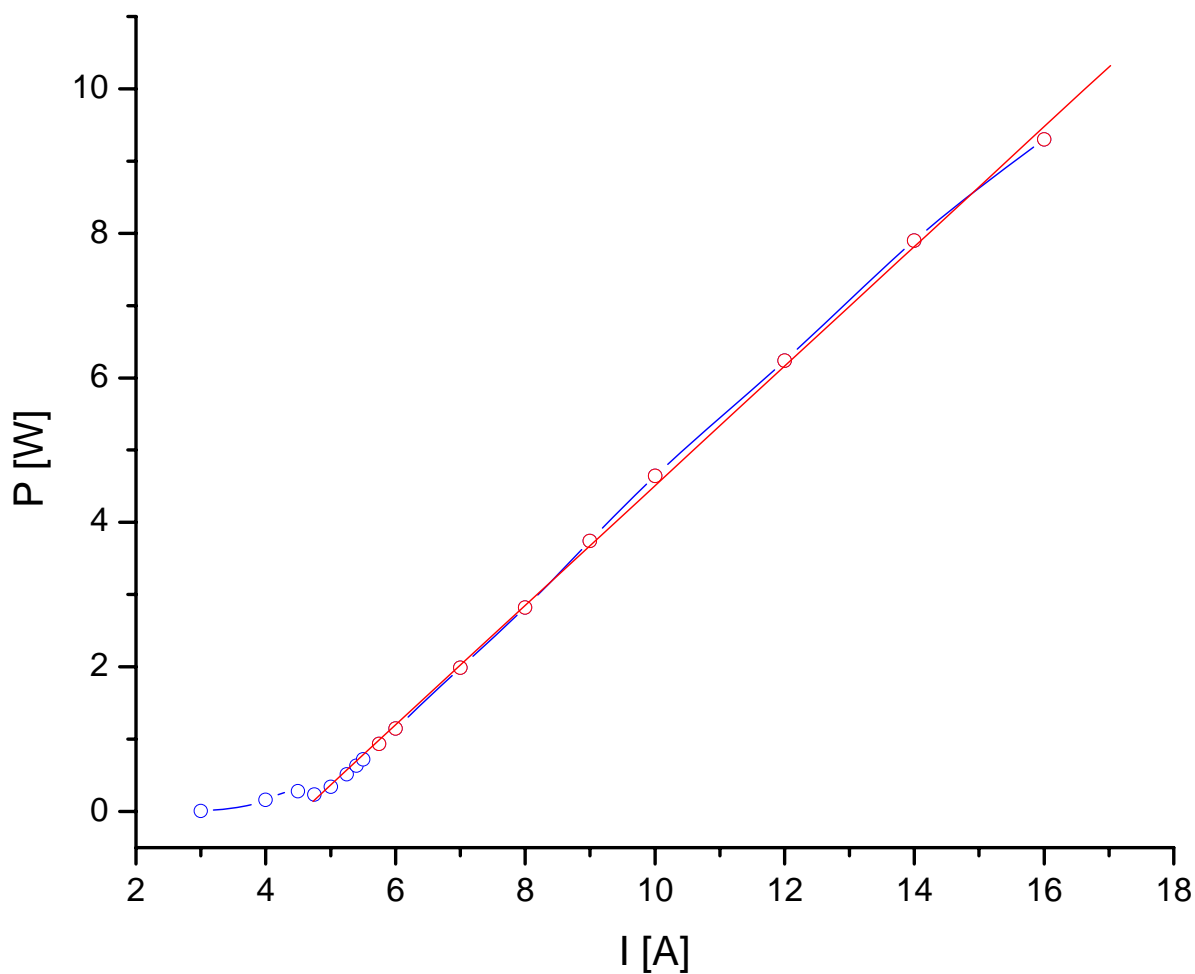
Обяснение: Показаните графики са линейни като при определена температура се наблюдават отклонения от линейността. Линейната част на функцията се дължи на изменението на ширината на забранената зона на полупроводника, от който е направен лазерът. Стъпаловидните скокове се дължат на прехода на лазера от генерацията на един надлъжен мод на друг (съседен) вследствие термична промяна в дължината на резонатора на напompващия лазер.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1

На Фигура 1 е представено графично зависимостта на изходната мощност на диодния лазер като функция на тока. Уравнението на функцията на правия участък, след линейна регресия е $P(W) = -3,8 + 0,83 * I(A)$

Параметър ($Y = A + B * X$)	Стойност	Грешка
A	-3,8	0,1
B	0,83	0,01



Фигура 1. Изходната мощност на диодния лазер след колимиращата оптика като функция на тока.