

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Фізичний факультет

ЯЩУК В.П.

РОЗШИРЕНИЙ ПРАКТИКУМ З КВАНТОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

Київ – 2017

Розширений практикум з квантової електроніки. Методичний посібник для студентів спеціальності «Лазерна фізика та оптоелектронна техніка». В посібнику наведені описи лабораторних робіт, розроблених і поставлених автором на фізичному факультеті Київського національного університету імені Тараса Шевченка, які охоплюють основні практичні проблеми квантової електроніки. Практикум спрямований на здобуття практичних навиків, необхідних для кваліфікованого використання лазерів в фізичному експерименті та суміжних областях науки. Розглянуто юстування твердотільних і газових лазерів, визначення спектра їх випромінювання та генераційних характеристик, селекція мод, вивчення динаміки випромінювання в режимах вільної генерації та модуляції добротності резонатора, фокусування гаусового пучка, переналагодження довжини хвилі генерації, розподілений зворотній зв'язок.

Ящук Василь Павлович, канд.фіз.-мат.наук, доцент кафедри оптики Київського національного університету імені Тараса Шевченка – Київ: Вид-во Київського національного університету ім. Тараса Шевченка, 2017. - 87с.

Рецензенти І.М.Дмитрук, докт.фіз.-мат.наук, професор кафедри експериментальної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка
 О.Г. Кузьмич, канд.фіз.-мат.наук, ст.н. співробітник кафедри загальної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Розглянуто та схвалено на засіданні кафедри оптики Київського національного університету імені Тараса Шевченка 30 березня 2017р., протокол № 12.

Рекомендовано до друку вченою радою фізичного факультету
(протокол № 16 від 29 червня 2017)

ВСТУП

Розширений практикум з квантової електроніки спрямований на практичне засвоєння матеріалу з квантової електроніки і набуття навиків в роботі з лазерною технікою. Він охоплює основні практичні питання квантової електроніки, які виникають при використанні лазерів: юстування резонаторів твердотільних та газових лазерів, визначення їх генераційних характеристик, реєстрація спектра та кутової розбіжності випромінювання лазерів, формування та селекція поперечних і поздовжніх мод резонатора, вивчення динаміки випромінювання в режимах вільної генерації та модуляції добротності резонатора. Принагідно відбувається ознайомлення з методами створення інверсії в твердотільних (на прикладі рубінового та неодимового) та газових (на прикладі He-Ne) лазерах.

Крім того в методичний посібник включені роботи, що стосуються поглибленого використання лазерів в науковому експерименті: переналагодження довжини хвилі генерації за допомогою дисперсійних резонаторів, створення та використання розподіленого зворотного зв'язку, фокусування та перетворення лазерних Гаусових пучків. В описаних роботах використано практичний досвід і розробки автора.

В описах лабораторних робіт наводяться теоретичні і довідкові дані, необхідні для розуміння фізичної суті процесів, що стосуються поставлених практичних завдань. Для кращого засвоєння найбільш важливий матеріал ілюстрований малюнками. При підготовці до виконання робіт слід особливо уважно ознайомитись з оптичними схемами лабораторних установок, звертаючи увагу на функціональне призначення і принцип дії кожного елементу.

До кожної роботи вказана література, яку необхідно опрацювати для кращого засвоєння теоретичного матеріалу. Перевагу надано класичній літературі з квантової електроніки і лазерної техніки та тій, що вийшла недавно і є в бібліотеках. Однак для підготовки може бути використана будь-яка інша доступна література належного наукового рівня.

В кожній роботі наведений перелік завдань, які бажано виконувати в такій же послідовності, оскільки вона формує оптимальний алгоритм виконання лабораторної роботи. При виконанні робіт слід дотримуватись всіх зазначених в їх описах вимог.

Перед початком виконанням лабораторних робіт слід уважно ознайомитись з правилами роботи з лазерами, наведеними в додатку. Хоч в практикумі не використовуються потужні лазери, які могли б становити серйозну небезпеку для здоров'я людини, проте неправильне поводження з ними може створити певні ризики для зору.

При оформленні звітів уважно поставитись до вимог, зазначених в кінці кожної роботи. Виконання цих вимог сприяє якісному засвоєнню матеріалу. Звіт повинен складатись із трьох основних частин: *теоретичної, практичної і аналізу результатів*. При написанні теоретичної частини звіту необхідно опрацювати опис роботи та рекомендовану літературу і описати суть фізичних

процесів чи методів, які вивчаються в даній роботі, обґрунтувати методику вимірювань. Весь матеріал слід викладати своїми словами, уникати механічного копіювання тексту із літературних джерел.

В практичній частині звіту слід навести експериментальні результати у вигляді графіків, таблиць і оцінок. Через експериментальні точки на графіках провести інтерполюючі криві. Осцилограми і інтерферограми бажано опрацювати в графічному редакторі щоб усунути фон і підвищити контрастність зображень.

В аналітичній частині необхідно пояснити отримані експериментальні залежності і порівняти їх з очікуваними із теоретичних міркувань (теоретична частина звіту). Зробити висновки про причини похибок, прояв тих чи інших ефектів. В роботах по юстуванню резонаторів практична і аналітична частина об'єднані в одну. В ній слід описати послідовність виконаних операцій та навести свою оцінку переваг чи недоліків методів і зручності їх використання.

Лабораторна робота №1

ЮСТУВАННЯ РЕЗОНАТОРА РУБІНОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи: Практично засвоїти методи юстування твердотільних лазерів.

Теоретична частина

В твердотільних лазерах в основному використовуються плоскопаралельні резонатори, які складаються з двох плоских дзеркал (ДЗ). Юстування резонатора полягає в такому орієнтуванні дзеркал одне відносно одного, при якому генероване випромінювання має можливість багатократно проходити через активний елемент АЕ. Якщо торці АЕ паралельні, то в з'юстованому резонаторі поверхні дзеркал паралельні і перпендикулярні до осі АЕ. Остання умова необов'язкова, але бажана, оскільки при цьому відбите від торців АЕ випромінювання не втрачається а залишається в резонаторі. Оптична вісь в такому резонаторі є прямою лінією. Якщо ж торці АЕ, або інших оптичних елементів резонатора непаралельні, то оптична вісь резонатора є ламаною лінією.

Найпоширенішими методами юстування елементів оптичних резонаторів є:

1. Автоколімаційний метод, в якому взаємна орієнтація дзеркал контролюється за допомогою автоколіматора. В цьому випадку дзеркала освітлюються паралельним пучком променів автоколіматора, що формується хрестоподібним джерелом (освітленою діафрагмою), розташованим в фокусі його об'єктива. Відбиваючись від дзеркал, пучки утворюють в фокальній площині об'єктива відповідні хрестоподібні зображення. Взаємне зміщення цих зображень пропорційне взаємному нахилу дзеркал.
2. Метод допоміжного лазера (оптичного важеля), в якому контролюється нахил дзеркал відносно колімованого пучка допоміжного лазера. Кут нахилу пропорційний зміщенню плями відбитого від дзеркала лазерного пучка відносно центра діафрагми, розташованої на осі падаючого пучка.
3. Інтерференційний метод, в якому контролюється взаємний нахил дзеркал по інтерференційній картині, утвореній відбитими від дзеркал пучками допоміжного лазера. При зменшенні кута між поверхнями дзеркал інтерференційна картина поступово набуває кругової симетрії, характерної для смуг рівного нахилу. З'юстованому положенню відповідають рівномірно освітлені кільця рівного нахилу, подібні до тих, що спостерігаються в інтерферометрі Фабрі–Перо.
4. Метод відбитого хреста, в якому контролюється нахил ближнього до спостерігача дзеркала до осі АЕ. Для цього використовується точкова діафрагма в центрі хреста, намальованого на повернутій до дзеркала стороні екрану. Діафрагма попередньо виставляється на осі АЕ. Згаданий нахил пропорційний зміщенню зображення хреста у дзеркалі відносно центра діафрагми.

5. Метод юстування за допомогою зорової труби (ЗТ), в якому контролюється нахил дальнього від спостерігача дзеркала до осі АЕ. Для цього зорову трубу розташовують на осі АЕ і налаштовують її на спостереження поверхні цього дзеркала. Нахил дзеркала контролюють по зміщенню зображення АЕ в цьому дзеркалі відносно ближнього до нього кінця АЕ, добиваючись максимальної кругової симетрії картини.

Доцільність використання конкретного методу визначається конструкцією і властивостями АЕ та оптичних елементів резонатора. Так для юстування резонатора рубінового лазера внаслідок суттєвої неоднорідності кристалічного активного елемента (АЕ) придатні лише перші два методи.

Метод допоміжного лазера (оптичного важеля)

В цьому методі використовується допоміжний юстувальний лазер з малою кутовою розбіжністю пучка, як правило, гелій-неоновий. Пучок цього лазера проходить через отвір в екрані E і, відбиваючись від дзеркал $Дз_1$ і $Дз_2$ (або поверхонь інших оптичних елементів, що юстуються), потрапляє знову на екран (рис. 1.1а). Сторона екрана, повернута до юстувального дзеркала, покрита алюмінієвою фольгою, щоб лазерний пучок не підсвічував протилежну (покриту білим папером) сторону екрану, на якій спостерігаються плями відбитих пучків.

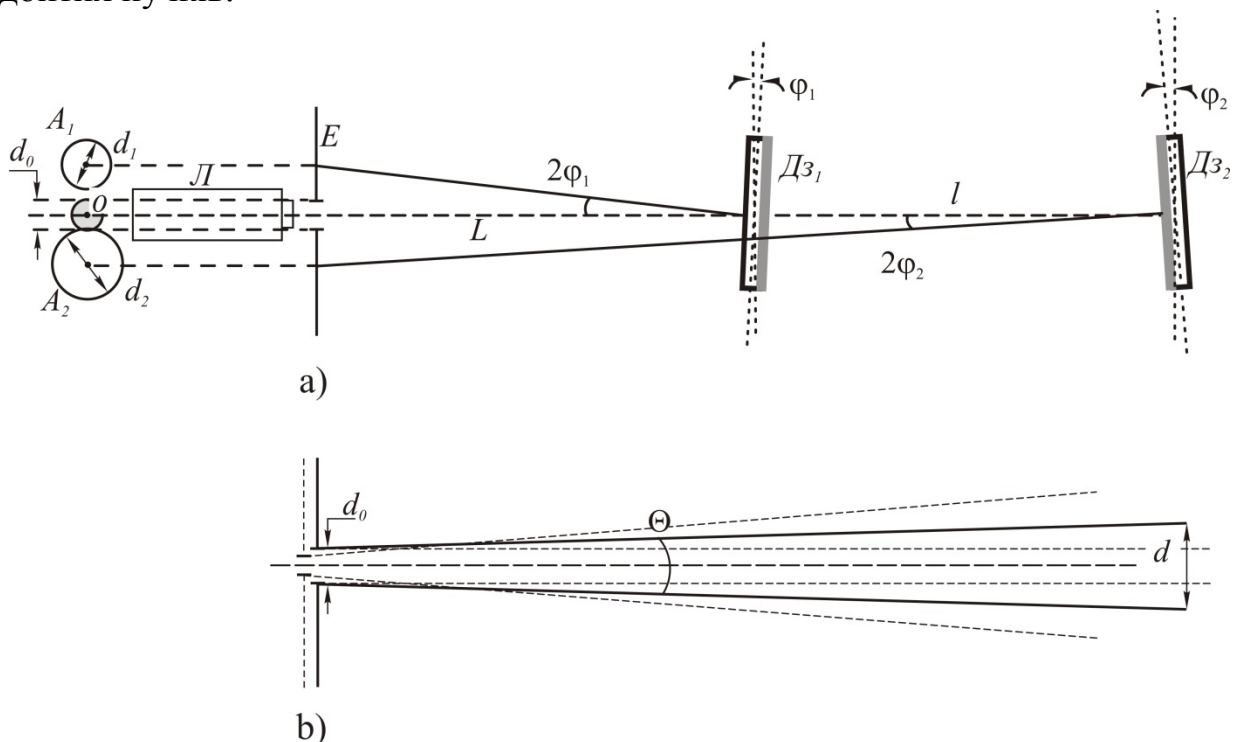


Рис. 1.1 а) Схема юстування методом оптичного важеля: L — юстувальний He–Ne лазер; E — екран з діафрагмою; $Дз_1, Дз_2$ — дзеркала резонатора; O, A_1 і A_2 — відповідно отвір діафрагми і плями відбитих променів на екрані; б) вплив діаметра діафрагми на розбіжність і розмір плями пучка юстувального лазера.

Суть методу полягає в тому, щоб нахилом дзеркал добитись максимального суміщення центрів плям A_1 і A_2 відбитих променів і отвору в екрані. В цьому

випадку поверхні дзеркал будуть перпендикулярними до пучка, а значить, і паралельними між собою. Точність юстування, тобто кут відхилення робочих поверхонь дзеркал від паралельності, може бути оцінена за формулою

$$\Delta\varphi = 0,5(\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2), \quad (1.1)$$

де $\Delta\varphi_1, \Delta\varphi_2$ — кутові відхилення центрів плям A_1 і A_2 на екрані від центру отвору O діафрагми, які оцінюються по лінійних зміщеннях цих плям. Половина суми береться через те, що при повороті дзеркала на $\Delta\varphi_i$ відбитий промінь повертається на вдвічі більший кут $2\Delta\varphi_i$.

Центри плям A_1 і A_2 можна сумістити з центром отвору в екрані з похибкою, що становить певну долю їх діаметрів d_1 і d_2 . Реально, при ідеальній круговій формі, можна зафіксувати центр плями і сумістити його з центром точкової діафрагми з похибкою до $1/5$ радіуса (якщо діафрагма не точкова, то похибка збільшиться на $1/5$ її радіуса). Тому для визначеності прийемо, що похибка суміщення центрів плями і отвору діафрагми складає $0,1d_i$. Діаметри плям з врахуванням дифракції на отворі і подвійних відстаней при проходженні пучків до дзеркал і назад визначаються формулами (рис. 1.16):

$$d_1 = d_0 + 2L\Theta, \quad (1.2)$$

$$d_2 = d_0 + 2(L+l)\Theta, \quad (1.3)$$

де d_0 — діаметр лазерного пучка в площині отвору екрана; L — відстань від екрана до найближчого дзеркала; l — відстані між дзеркалами; $\Theta = \varepsilon\lambda/d_0$ —

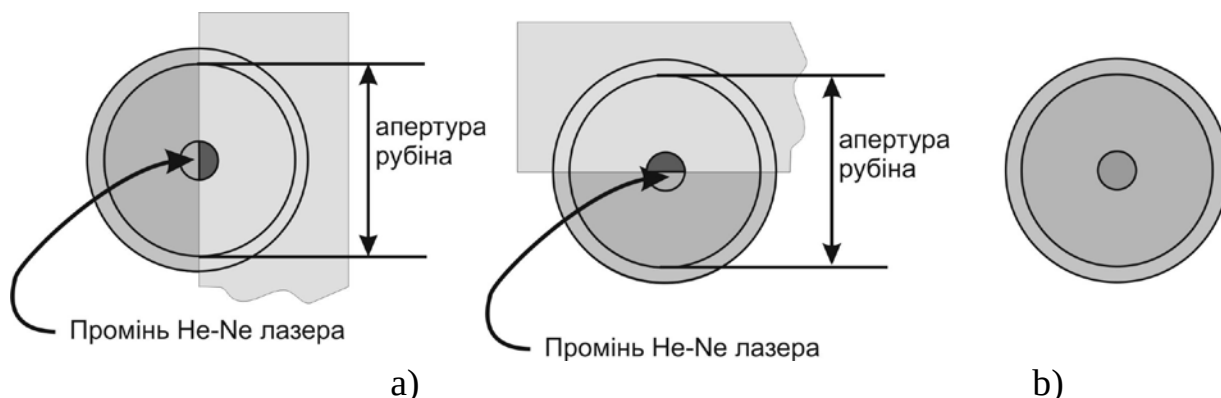


Рис. 1.2. а) Контроль проходження пучка юстувального лазера вздовж осі активного елемента за допомогою паперового екрана; б) розташування плями юстувального лазера на вхідному та вихідному торцях активного елемента при орієнтації пучка юстувального лазера вздовж осі активного елемента.

дифракційний кут розбіжності пучка, де ε — коефіцієнт, який залежить від розподілу інтенсивності пучка на діафрагмі екрану — для гаусового розподілу він становить $1/\pi$, для рівномірного — $1,22$. Останні значення задають межі, в яких змінюватиметься коефіцієнт ε при поступовому діафрагмуванні лазерного пучка основної моди TEM_{00} юстувального лазера.

Кут роз'юстування дзеркал може бути оцінений з виразу:

$$\Delta\varphi = 0,5 \cdot 0,1 \left(\frac{\Delta d_1}{L} + \frac{\Delta d_2}{L+l} \right) \approx 0,05 \left(\frac{d_0}{L} + \frac{d_0}{L+l} \right) + 0,2\varepsilon \frac{\lambda}{d_0} \quad (1.4)$$

Цей вираз дозволяє зробити висновок про оптимальні значення діаметра діафрагми в екрані та відстані L . При великій діафрагмі — такій, що не діафрагмує пучок — він дифрагує на своїй перетяжці діаметром $d_0 = 2\omega_0$ і кут розбіжності його становить $\Theta = \lambda/2\pi\omega_0$. При малій діафрагмі, яка обмежує пучок, $\varepsilon \rightarrow 1,22$, d_0 дорівнює діаметру діафрагми d_d , а кут розбіжності становить $\Theta = 1,22\lambda/d_d$, що суттєво більше попереднього значення.

При великій відстані L між екраном і резонатором, такій, що збільшена внаслідок дифракційної розбіжності пляма значно більша діафрагми ($L \gg d_0^2/\lambda$), точність юстування визначається другим доданком в (1.4) і не залежить від L . В цьому випадку недоцільно, щоб отвір в екрані діафрагмував лазерний пучок, оскільки це збільшуватиме коефіцієнт ε . Найоптимальніше використовувати діафрагму з діаметром рівним діаметру перетяжки — це відповідає мінімальній розбіжності лазерного пучка і найменшій похибці визначення її центра. При діаметрі перетяжки $d_0 = 0,5$ мм юстувального лазера (ЛГ-78) такі умови виникають для відстані $L > 0,5$ м, що відповідає найбільш реальним умовам юстування. Таким чином точність юстування цим методом може сягати $\Delta\varphi \approx 0,2\lambda/\pi d_0 \approx 0,1\lambda/d_0$, що становить десяті долі мрад. Однак реально ця точність не перевищує 1 мрад через спотворення форми плями відбитих променів неоднорідностями АЕ і дифракцією на дефектах чи пилинках оптичних елементів через що похибка визначення її центра суттєво зростає.

При невеликих відстанях ($L \ll d_0^2/\lambda$), точність юстування визначається першим доданком в (1.3). В цьому випадку доцільно збільшувати L та зменшувати діаметр отвору в екрані d_0 (при збереженні умови $L \ll d_0^2/\lambda$). Такі умови юстування виникають рідко.

Користуючись цим методом, слід дотримуватися такої послідовності юстування елементів резонатора. Спочатку потрібно зорієнтувати пучок газового лазера вздовж осі АЕ. Для цього нахилами та переміщеннями газового лазера досягти того, щоб пучок входив і виходив із АЕ по центру його торців. Положення пучка на вході АЕ зручно контролювати за допомогою паперового екрану, почергово прикриваючи половину апертури АЕ по вертикалі і горизонталі (рис. 1.2). Слід прагнути, щоб при такому розташуванні екрану на нього попадала рівно половина плями пучка — це відповідає попаданню цього пучка на центр вхідного торця. Проходження лазерного пучка по центру вихідного торця АЕ контролюють, спостерігаючи аналогічним чином половину пучка відносно освітленого розсіяним світлом круга вихідної апертури АЕ. Потім, утримуючи пучок по центру торців, поворотами гвинтів юстувального столика газового лазера встановлюють пучок перпендикулярно до торців АЕ.

Після закінчення орієнтування лазерного пучка відносно АЕ приступають до юстування дзеркал резонатора, уникаючи будь-яких дій, які можуть порушити взаємну орієнтацію юстувального лазера і АЕ. Спочатку встановлюють дальнє дзеркало резонатора і юстувальними гвинтами суміщають пляму відбитого променя з центром отвору діафрагми в екрані. Внаслідок неоднорідності рубінового АЕ ця пляма розмита і має неправильну форму, тому її центр

визначається як центр розподілу інтенсивності. Після цього встановлюється переднє дзеркало і операція юстування повторюється аналогічно.

Для точнішого суміщення плям відбитих променів можна користуватись інтерференційною картиною, яка при цьому виникає. Вона має вигляд інтерференційних смуг, відстань між якими зростає при наближенні дзеркал до з'юстованого положення. Ця картина дуже чутлива до деформацій оптичної рейки, на якій закріплені дзеркала та освітлювач, тому юстування слід виконувати не опираючись на лабораторний стіл і не прикладаючи значних зусиль до юстувальних гвинтів.

Існує інша модифікація цього методу, коли замість білого екрану використовується плоске дзеркало з такою ж діафрагмою, через яку проходить пучок юстувального лазера. Дзеркало повернуто дзеркальною поверхнею до відбитих променів і нахилене під невеликим кутом до лазерного пучка. Відбиті від дзеркал резонатора промені падають на це дзеркало і спостерігаються на екрані. Дзеркала резонатора юстують до тих пір поки не зникнуть відбиті плями пучків на екрані, що відбудеться, коли ці пучки повернуться назад в діафрагму.

Інша назва — метод «оптичного важеля» — відповідає припущенню, що абсолютна похибка суміщення центрів плями та діафрагми Δd_i стала. Тоді кутова похибка $\Delta \varphi_i = \Delta d_i / L$ падає із збільшенням відстані (оптичного важеля). Однак при візуальному суміщенні плям ближчою до реальності є сталість не абсолютної, а відносної похибки визначення центра плями, бо на око краще оцінюються відносні відстані.

Автоколімаційний метод

По суті автоколіматор (АК) є настроєна на нескінченність зорова труба з джерелом світла O_1 у вигляді хреста в фокальній площині об'єктива $Об$ (рис. 1. 3). Завдяки цьому із об'єктива на дзеркала резонатора, які юстуються, падає паралельний пучок світла, відбивається від них і, попадаючи знову на об'єктив, фокусується у вигляді хреста O_2 у спільній фокальній площині об'єктива і окуляра $Ок$. Для того, щоб пряме світло джерела не сліпило спостерігача, фокальна площина об'єктива роздвоюється за допомогою світлоподільної призми $П$: в дзеркально відбитій площині знаходиться світний хрест, в прямій — його зображення, що утворюються відбитим від дзеркала пучком. Це зображення розглядається в окуляр $Ок$. Якщо дзеркало, що юстується, нахилити відносно оптичної осі АК, то зображення хреста зміщується в фокальній площині об'єктива. Відповідно до цього, якщо два дзеркала резонатора (чи будь-які інші плоскі поверхні), що юстуються, непаралельні, то відповідні зображення не співпадають. Для з'юстування дзеркал паралельно одне одному слід намагатись максимального сумістити відповідні зображення хрестів.

Точність юстування визначається збільшенням автоколіматора $\Gamma = f_{об} / f_{ок}$, де $f_{об}$, $f_{ок}$ — фокусні відстані об'єктива та окуляра. Оскільки кутова роздільна здатність ока $\alpha = 60''$ то точність юстування автоколіматором становить

$$\Delta\varphi = 60'' / \Gamma = (60'' f_{ок}) / f_{об} \quad (1.5)$$

Юстування за допомогою автоколіматора починають при знятому передньому дзеркалі. Перш за все переміщеннями і нахилами АК встановлюють його так, щоб його пучок попадав на вхідний торець АЕ. Оскільки пучок АК доволі слабкий, то цю операцію проводять в затемненій лабораторії при мінімальному освітленні. Далі утримуючи цей пучок на вхідному торці АЕ, встановлюють оптичну вісь АК приблизно перпендикулярно до поверхні цього торця, щоб отримати в полі зору O_k зображення хреста відбитого від нього пучка. Подальший порядок дій залежить від однорідності АЕ.

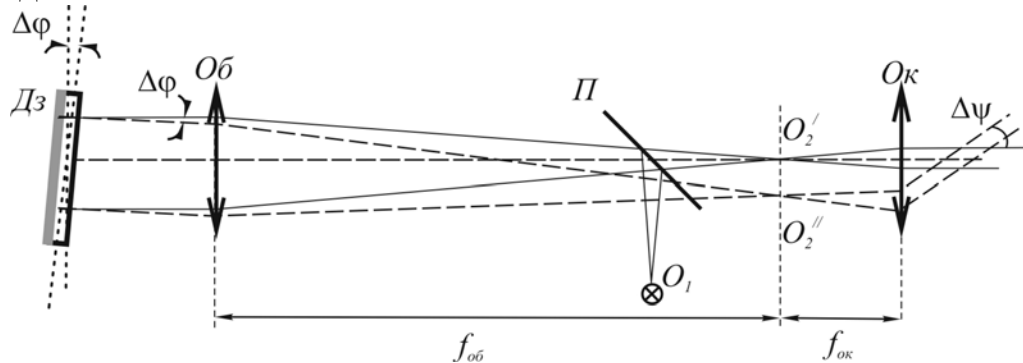


Рис.1.3. Принцип юстування дзеркал резонатора за допомогою автоколіматора.

При однорідному АЕ використовують метод «на просвіт». В цьому випадку спостерігаючи через АЕ зображення хреста від дальнього дзеркала, суміщають його з хрестом від АЕ. Нарешті встановлюють ближнє дзеркало і суміщають хрест від нього з двома попередніми. Метод хороший тим, що враховує можливу клиновидність АЕ, наприклад, через градієнт показника заломлення. Клиновидність АЕ ламає оптичну вісь резонатора. Тому в з'юстованому стані дзеркала повинні бути повернуті одне відносно одного на кут заломлення клина, що автоматично враховується, коли відбиті дальнім дзеркалом промені, утворюючи хрест, проходять через АЕ.

При неоднорідному АЕ зображення хреста від дальнього дзеркала розмивається і спотворюється, а його інтенсивність значно падає. Внаслідок цього його важко сумістити з іншими хрестами. Тому юстування починають із дальнього дзеркала (при знятому передньому дзеркалі), попередньо змістивши в сторону більш яскраве зображення хреста від переднього торця АЕ. Поворотами юстувальних гвинтів встановлюють дзеркало так, щоб центр зображення хреста був на кінці певної поділки шкали окуляра АК і запам'ятовують це положення. Потім юстувальними гвинтами столика з освітлювачем встановлюють зображення хреста від торця АЕ на місце попереднього хреста. Далі встановлюють і юстують ближнє дзеркало.

При значній неоднорідності АЕ використовують модифікацію автоколімаційного методу — метод трьох міток. В цьому методі АЕ також прибирають і юстують дальнє дзеркало так, щоб отримати в полі зору окуляра АК відповідне зображення хреста. Встановлюють його так, щоб центр зображення хреста був на кінці певної поділки шкали окуляра АК і

запам'ятовують це положення. Потім встановлюють столик з АЕ і юстувальними гвинтами встановлюють хрест від переднього торця АЕ на місце попереднього хреста. Далі встановлюють ближнє дзеркало і процедуру повторюють. Оскільки в цьому методі використовується зображення хреста від дальнього дзеркала, утвореного променями, що не пройшли АЕ, то клиновидність останнього не враховується. Тому положення з'юстованого таким методом ближнього дзеркала може помітно відрізнитися від оптимального. В цьому випадку проводять додаткове юстування ближнього дзеркала в двох площинах по максимуму енергії генерації при постійній енергії накачування. Зауважимо, що випромінювання накачування може викликати термооптичні спотворення АЕ. Внаслідок цього додаткове юстування по максимуму енергії доцільно проводити при будь-якому способі юстування. Більше того, таке юстування є оптимальним лише при певній енергії накачки. При її зміні оптимальне юстування може порушуватись.

Слід зазначити, що ближнє дзеркало може давати кілька (до трьох) зображень хреста, що відрізняються по кольору та яскравості: від ненапиленої поверхні скляної підкладинки (яскравий жовтий), від межі підкладинки і дзеркала (червоний, середньої яскравості), від робочої поверхні дзеркала (голубий, найслабший). При клиновидній формі підкладинки і напиленого дзеркального покриття ці зображення зміщені одне відносно іншого. Суміщати з іншими хрестами потрібно останнє зображення — від робочої поверхні ближнього дзеркала.

Лабораторна установка

Макет рубінового лазера збирається на оптичній рейці (рис. 1.4). Основним елементом лазера є освітлювач 7. В середині освітлювача знаходяться два посріблені дзеркальні відбивачі, поверхні яких утворюють еліптичний циліндр. В фокальних осях цього циліндра знаходяться стрижень рубінового активного елемента 5 і імпульсна ксенонова лампа 6. Завдяки фокусуючій дії еліптичного циліндра випромінювання імпульсної лампи фокусується на АЕ, що підвищує ефективність оптичного накачування. Внутрішня частина освітлювача ущільнена і через неї прокачується дистильована вода для охолодження АЕ і лампи. Освітлювач встановлений на поворотному столику, за допомогою якого можна змінювати орієнтацію осі АЕ. Оптичне накачування АЕ здійснюється розрядом через імпульсну лампу 6 накопичувальних конденсаторів, встановлених у блоці накачування 6а.

Резонатор лазера утворений дзеркалами 4а (сигнальне з коефіцієнтом відбивання $r_1 \approx 50\%$) і 4б («глухе» з $r_2 = 100\%$), закріпленими в оправах, які юстуються в двох площинах за допомогою гвинтів і можуть зміщуватись по вертикалі.

Допоміжний лазер 1 разом з екраном 2 встановлений на юстувальному столику, нахилами і поворотом якого можна змінювати орієнтацію лазерного променя. Автоколіматор 8 (АК–0,5) може змінювати орієнтацію своєї оптичної осі в двох площинах за допомогою регулювання висоти його ніжок. Зміщення і

поворот АК в горизонтальній площині для орієнтації його осі перпендикулярно торцям АЕ здійснюється вручну.

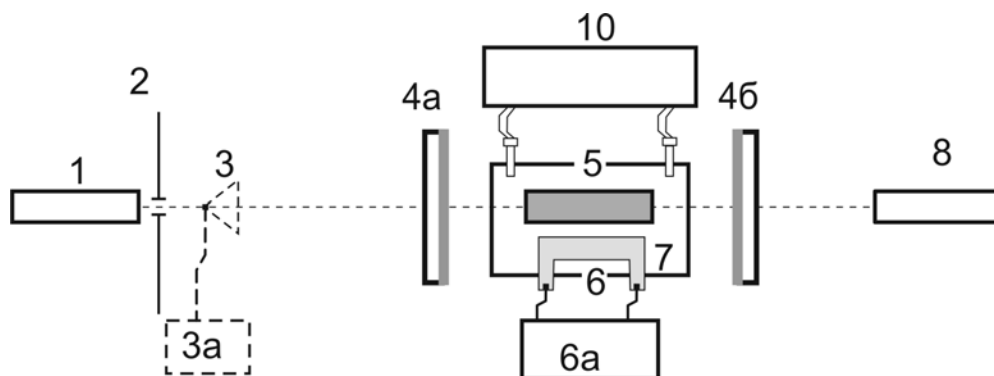


Рис. 1.4. Схема лабораторної установки. 1 — юстувальний He-Ne лазер; 2 — екран з діафрагмою; 3 — приймач випромінювання (термопарний стовпчик); 3а — дзеркальний гальванометр; 4а, 4б — дзеркала резонатора з коефіцієнтами відбиття 50% і 100%; 5 — рубіновий активний елемент; 6 — імпульсна лампа накачування; 6а — блок накачування; 7 — освітлювач; 7а — блок охолодження лампи накачування і активного елемента; 8 — автоколіматор.

Для вимірювання енергії генерації використовується термопарний стовпчик 3, що являє собою набір послідовно з'єднаних почорнених термопарних контактів. При попаданні лазерного імпульса на ці контакти вони нагріваються і виникає ЕРС, пропорційна енергії імпульса, яка вимірюється дзеркальним гальванометром 3а. Завдяки послідовному з'єднанню контактів їхня ЕРС сумується, що підвищує чутливість реєстрації.

Порядок виконання роботи

При виконанні роботи слід суворо виконувати всі застереження при роботі лазерами (див. Додаток).

Від'юстувати резонатор рубінового лазера допоміжним He-Ne лазером. Для цього:

1. Зорієнтувати пучок юстувального лазера вздовж осі АЕ рубінового лазера.
2. Встановити дальнє дзеркало і сумістити пляму відбитого від нього лазерного пучка з центром отвору діафрагми в екрані.
3. Встановити ближнє дзеркало і сумістити пляму відбитого від нього лазерного пучка з центром отвору діафрагми в екрані.
4. Закрити юстувальний лазер, поставивши перед діафрагмою суцільний білий екран.
5. Ввімкнути блок охолодження рубінового лазера.
6. Ввімкнути живлення лазера (тумблер «МЕРЕЖА») і, натискаючи тумблер «ВИСОКЕ» вгору, набрати на батареї накопичувальних конденсаторів напругу 1,3 кВ.

7. Натискаючи тумблер «ВИСОКЕ» вниз, здійснити постріл рубіновим лазером, спостерігаючи на поставленому екрані появу генерації у вигляді яскравої чітко окресленої плями. Продемонструвати це викладачу.
8. Якщо генерація не з'явилась, повторити пп. 6, 7 підвищивши напругу до 1,4 кВ. При відсутності генерації повторити юстування більш ретельно.

Від'юстувати резонатор рубінового лазера автоколімаційним методом:

1. Ввімкнути автоколіматор і встановити його вісь приблизно перпендикулярно до поверхні торця АЕ, спостерігаючи в окуляр зображення відбитого від нього хреста.
2. Юстувальними гвинтами столика автоколіматора встановити зображення хреста від АЕ проти вибраної мітки.
3. Встановити дальнє дзеркало і юстувальними гвинтами сумістити зображення хреста від нього із зображенням хреста від АЕ.
4. Встановити ближнє дзеркало і юстувальними гвинтами сумістити зображення хреста від нього із міткою, на якій знаходяться суміщені зображення хрестів від АЕ та дальнього дзеркала.
5. Закрити автоколіматор захисною кришкою і вимкнути.
6. Ввімкнути блок охолодження рубінового лазера і перевірити наявність генерації згідно пп. 6–8 попереднього методу.
7. Встановити на шляху пучка рубінового лазера термопарний стовпчик, ввімкнути дзеркальний гальванометр і дати йому прийти в рівновагу протягом 5–10 хв. (поки перестануть змінюватись його покази).
8. Провести доюстування одного із дзеркал резонатора по максимуму енергії генерації. Продемонструвати результати доюстування викладачу.
9. Вимкнути блок живлення лазера і здати робоче місце викладачу.

Оформлення звіту

В звіті описати основні операції юстування плоскопаралельного резонатора обома методами, навести оцінки точності юстування, проаналізувати переваги і недоліки різних методів юстування.

Література

1. Белостоцкий В.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. Основы лазерной техники. М.: Сов. Радио, 1972. – 407с.
2. Мейтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. М.: Наука., 1978. – 407с.
3. Григорук В.І., Іванісік А.І., Коротков П.А. Експериментальна лазерна оптика. – К., 2007.

Лабораторна робота №2

ГЕНЕРАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ РУБІНОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи: Виміряти основні генераційні характеристики рубінового лазера.

Теоретична частина

При юстуванні, використанні та проектуванні лазерів найважливішими характеристиками лазера є генераційна характеристика лазера (залежність енергії чи потужності випромінювання генерації від енергії чи потужності накачування) та крива роз'юстування (залежність енергії випромінювання від кута роз'юстування дзеркал резонатора. Перша із них дає можливість оцінити енергетичні параметра лазера, друга — вимоги до юстування, юстувальних механізмів та конструкції лазера. Обидві характеристики визначаються

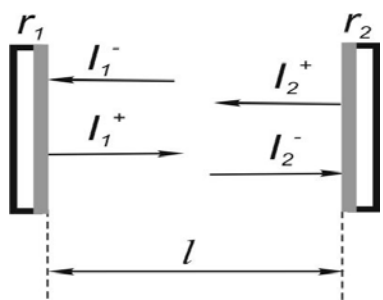


Рис.2.1. До виводу генераційної характеристики лазера.

параметрами активного елемента (АЕ) та резонатора. Залежність потужності генерації лазера від енергії накачки та кута роз'юстування резонатора

Вказану залежність можна встановити, розглянувши зміну інтенсивності потоку випромінювання в АЕ, обумовлену підсиленням, розподіленими (розсіяння, поглинання) та зосередженими (дифракція, френелівське відбиття, непаралельність дзеркал) втратами. Прийmemo до уваги, що між дзеркалами резонатора розповсюджуються два протилежно направлені потоки з інтенсивністю I^+ і I^- (рис.2.1). Врахуємо вплив цих потоків на коефіцієнт підсилення K в АЕ внаслідок ефекту насичення підсилення:

$$K = K_0 / (1 + (I^+ + I^-) / I_{\text{нас}}) \quad (2.1)$$

Матимемо систему рівнянь:

$$dI^\pm = \left(\frac{K_0}{1 + (I^+ + I^-) / I_{\text{нас}}} - \delta \right) I^\pm dz \quad (2.2)$$

з граничними умовами:

$$I_1^+ = r_1 I_1^-, \quad (2.3)$$

$$I_2^+ = r_2 I_2^-, \quad (2.4)$$

де K_0 — ненасичений (тобто при нульовій інтенсивності потоків) коефіцієнт підсилення; $I_{\text{нас}}$ — інтенсивність насичення (при якій коефіцієнт підсилення падає вдвічі); δ — показник розподілених втрат, в який включені також відповідним чином перераховані зосереджені втрати, r_1 , r_2 — коефіцієнти відбиття дзеркал резонатора.

Припускаючи, що сумарна інтенсивність $I^+ + I^-$ далека від інтенсивності насичення $I^+ + I^- \ll I_{\text{нас}}$ і тому $K \approx \text{const}$, рівняння (2.2), легко проінтегрувати:

$$I_{2(1)}^{+(-)} = I_{1(2)}^{+(-)} e^{(K-\delta)l}, \quad (2.5)$$

де $I_{2(1)}^+, I_{2(1)}^-$ — інтенсивності потоків I^+, I^- біля поверхні дзеркал.

Для спрощення вирішення рівнянь обмежимося випадком стаціонарної генерації. В цьому випадку інтенсивність потоків I^+, I^- після подвійного проходу резонатора внаслідок спільної дії підсилення і втрат не змінюється. Це призводить до того, що інтенсивності цих потоків на поверхні дзеркал задовольняють умову:

$$I_{1(2)}^{+(-)} r_1 r_2 e^{2(K-\delta)l} = I_{1(2)}^{+(-)}, \quad (2.6)$$

звідки випливає умова стаціонарності:

$$r_1 r_2 e^{2(K-\delta)l} = 1. \quad (2.7)$$

Враховуючи (2.5) та (2.7) отримаємо зв'язок між інтенсивністю потоків на кінцях АЕ:

$$I_2^+ / I_1^+ = I_1^- / I_2^- = (r_1 r_2)^{-1/2}. \quad (2.8)$$

Потужність лазерного випромінювання P , що проходить через сигнальне дзеркало, дорівнює $P = I_2^+ (1 - r_2)$. Приймаючи до уваги, що $I_2^+ + I_2^- = I_2^+ (1 + r_2)$, і виражаючи із умови стаціонарності (2.7) сумарну інтенсивність знайдемо:

$$P = (1 - r_2) I_2^+ S = I_{\text{нас}} S \frac{(1-r_2)}{(1+r_2)} \left(\frac{K_0}{\delta - \frac{1}{2l} \ln(r_1 r_2)} - 1 \right), \quad (2.9)$$

де S — площа поперечного перерізу пучка. Величина $\delta_{\text{рад}} = -1/2l \ln(r_1 r_2)$

має зміст коефіцієнта втрат на випромінювання через дзеркала, розрахованого на одиницю довжини резонатора (радіаційні втрати).

Оскільки

$$K_0 = \sigma \Delta_0 \sim E_n, \quad (2.10)$$

$$\delta + \ln(r_1 r_2)^{-0.5} l^{-1} = \sigma \Delta_{\text{пор}} \sim E_{n,\text{пор}}, \quad (2.11)$$

(де σ — поперечник лазерного переходу в активному центрі, $\Delta_0, \Delta_{\text{пор}}$ — ненасичена та порогова інверсна населеність; E_n і $E_{n,\text{пор}}$ — поточне та порогове значення енергії накачування), формулу (2.9) можна переписати у вигляді:

$$P = I_{\text{нас}} S \frac{(1-r_2)}{(1+r_2)} \left(\frac{E_n}{E_{n,\text{пор}}} - 1 \right). \quad (2.12)$$

Залежність $P(E_n)$ називається генераційною характеристикою лазера і є лінійною функцією E_n , яка бере початок в $E_n = E_{\text{пор}}$. Крутизна генераційної характеристики $\eta_{\text{диф}} = \Delta P / \Delta E_n$ називається диференціальним коефіцієнтом корисної дії. Вона обернено пропорційна до порогової енергії накачування і зростає із збільшенням коефіцієнтів відбиття дзеркал (добротності резонатора):

$$\eta_{\text{диф}} = \frac{I_{\text{нас}} S (1-r_2)}{E_{n,\text{пор}} (1+r_2)}. \quad (2.13)$$

Залежність потужності генерації від кута роз'юстування дзеркал резонатора можна найпростіше розрахувати із геометрооптичних міркувань, розглядаючи багаторазове проходження пучка світла між двома дзеркалами діаметром D , що утворюють кут α і віддалені одне від одного на відстань l (рис. 2.2).

Скористаємось загальновідомими формулами, які зв'язують між собою коефіцієнт втрат δ , добротність Q і час життя фотонів τ в резонаторі:

$$\delta = \frac{2\pi n}{\lambda} \cdot Q^{-1}, \quad Q = \omega \tau, \quad (2.14)$$

де λ , ν — довжина хвилі та частота випромінювання; n — показник заломлення.

Час життя фотона в резонаторі може бути визначений за формулою:

$$\tau = \Delta t \cdot N, \quad (2.15)$$

де $\Delta t = \frac{2l}{c}n$ — час подвійного проходження фотонам резонатора; N — число подвійних проходів, яке здійснить фотон, що стартував з нижнього краю резонатора і покинув його в результаті зміщення за верхню межу цього резонатора. На рис. 2.2 нанесені жирною ламаною лінією траєкторія фотона і пунктиром — перпендикуляри до поверхонь дзеркал. Для визначеності будемо вважати, що фотон стартував з нижнього краю дзеркала Dz_1 перпендикулярно до його поверхні.

Легко переконатися, що

$$\angle abb' = \alpha \rightarrow \angle abc = \angle bcc' = 2\alpha \rightarrow \angle bcd = 4\alpha$$

$$\angle cdd' = \angle cdd'' + \angle d''dd' = 2\alpha + \alpha = 3\alpha \rightarrow \angle cdf = 6\alpha$$

Аналогічно $\angle dfh = 8\alpha$, $\angle fhg = 10\alpha$ і т. д. Тобто кути між падаючими і відбитими обома дзеркалами променями утворюють геометричну прогресію із знаменником 2α . А аналогічні кути для відбиття одним дзеркалом утворюють геометричну прогресію із знаменником 4α . Таким чином зміщення фотона вздовж дзеркала Dz_1 становить

$$y = ac + cf + fg + \dots = 2 \cdot l \cdot \alpha + 6 \cdot l \cdot \alpha + 10 \cdot l \cdot \alpha + \dots = 2\alpha \cdot l \cdot (1 + 3 + \dots + (2N - 1)) = 2\alpha \cdot l \cdot N. \quad (2.16)$$

Прирівнюючи це зміщення діаметру дзеркала D , знайдемо число N :

$$N = \sqrt{\frac{D}{2|\alpha| \cdot l}}, \quad (2.17)$$

де α взято по модулю, оскільки проведені міркування не залежать від знака кута роз'юстування. Використовуючи (2.14), (2.15) і (2.16), знаходимо коефіцієнт втрат, обумовлених роз'юстуванням дзеркал:

$$\delta_\alpha = \sqrt{\frac{|\alpha|}{2l \cdot D}}. \quad (2.18)$$

Сумуючи втрати (2.18) до решти втрат в формулі (6.9), отримуємо залежність потужності генерації від кута роз'юстування $P(\alpha)$:

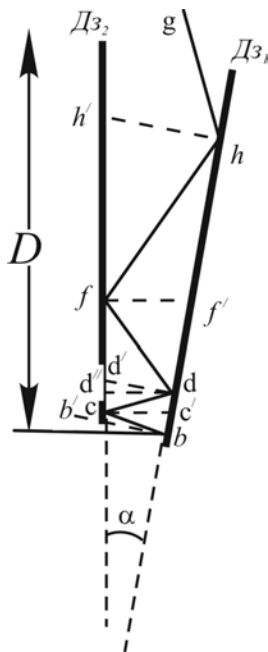


Рис.2.2.

$$P(\alpha) = I_{nac} S \frac{(1-r_2)}{(1+r_2)} \left[\frac{K_0}{\delta - \frac{1}{2l} \ln(r_1 \cdot r_2) + \sqrt{\frac{|\alpha|}{2lD}}} - 1 \right], \quad (2.19)$$

що описує криву роз'юстування з максимумом при $\alpha = 0$. Ширина максимуму на половині висоти становить

$$\Delta_{0.5} = 4lD \left(\delta - \frac{1}{2l} \ln(r_1 \cdot r_2) \right)^2. \quad (2.20)$$

Звідси видно, що ширина кривої роз'юстування звужується із зменшенням розподілених та радіаційних втрат. Оскільки порогова енергія накачування пропорційна показнику сумарних втрат $\delta_{сум} = \delta + \delta_{рад} + \delta_{\alpha}$, (аналогічно (2.11)), то залежність $\delta_{сум}(\alpha)$ з точністю до деякого множника A визначає порогову криву — залежність порогової енергії накачування від кута роз'юстування:

$$E_n^{nop}(\alpha) = A \left(\delta - \frac{1}{2l} \ln(r_1 \cdot r_2) + \sqrt{\frac{|\alpha|}{2lD}} \right), \quad (2.21)$$

яку зручно подати у відносних одиницях:

$$I_n^{nop}(\alpha) = \frac{E_n^{nop}(\alpha)}{E_n^{nop}(0)} = 1 + \frac{\sqrt{\frac{|\alpha|}{2lD}}}{\delta - \frac{1}{2l} \ln(r_1 \cdot r_2)}. \quad (2.22)$$

З (2.21) видно, що відносне зростання порогової енергії накачки при відхиленні від з'юстованого положення більше для лазерів з якісними АЕ (малий коефіцієнт втрат δ) і добротними резонаторами (великі значення r_1, r_2).

Наведені висновки стосовно кривих $P(\alpha)$ і $I_n^{nop}(\alpha)$ означають, що для лазерів з якісними АЕ і добротними резонаторами вимоги до точності юстування вищі в тому розумінні, що в них відхилення від з'юстованого положення призводить до більшого падіння потужності випромінювання генерації і зростання порогової енергії накачування, ніж в лазерах з гіршими АЕ і резонаторами. Однак при будь-яких значеннях α потужність генерованого випромінювання вища а порогова енергія нижча в лазерах з якісними АЕ і добротними резонаторами.

Необхідна точність юстування може бути визначена із умови, що при допустимих кутах роз'юстування порогова енергія накачки (2.21) зростатиме не більше, ніж на деяку прийнятну величину, скажімо 50%:

$$|\alpha| \leq 0.5 \cdot 2lD \cdot \left(\delta - \frac{1}{2l} \ln(r_1 \cdot r_2) \right)^2. \quad (2.23)$$

Для оцінки приймемо $l = 50$ см; $D = 6$ мм; $r_1 = 100\%$, $r_2 = 50\%$; $\delta \ll -1/2l \ln(r_1 r_2)$ (що відповідає параметрам лазера в лабораторній роботі).

Матимемо $\alpha \leq 10^{-3} \text{ рад} \approx 3'$. Оцінку допустимого кута роз'юстування можна робити також з умови, що за подвійний прохід резонатора втрати, внесені

непаралельністю дзеркал, повинні не перевищувати половини втрат випромінювання через вихідне дзеркало: $2l\delta_\alpha \leq 0,5 \cdot (1-r)$. Звідки

$$|\alpha| \leq \frac{D(1-r)^2}{4l}, \quad (2.24)$$

що при тих же параметрах дає приблизно таку ж чисельну оцінку. Експериментальні значення близькі до цих оцінок.

Підсумовуючи, слід сказати, що відхилення дзеркал від з'юстованого положення збільшує порогову енергію накачування, зменшує потужність генерації і крутизну генераційної характеристики. Всі ці ефекти сильніше проявляються в лазерах з якісними АЕ і добротними резонаторами.

Лабораторна установка

Макет лабораторної установки (рис.2.3) подібний тому, що використовується в роботі №1. Він складається із рубінового лазера, автоколіматора АК-05 і приймача лазерного випромінювання.

Резонатор лазера утворений дзеркалами $1a$ (сигнальне) і $1b$ (100% відбивання), що юстуються за допомогою юстувальних гвинтів в двох взаємно перпендикулярних площинах. Між дзеркалами знаходиться активний елемент 2 — кристал штучного рубіна. Його накачування здійснюється імпульсною лампою 3, герметично закріпленою разом з АЕ в корпусі освітлювача 4, внутрішня частина якого має форму еліптичного циліндра з посрібленими дзеркальними поверхнями. Через внутрішню частину освітлювача блоком

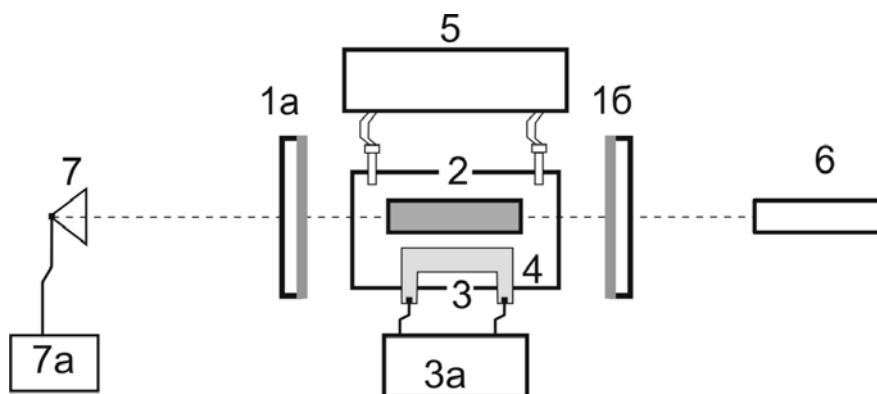


Рис. 2.3 — Схема лабораторної установки. $1a$, $1b$ — дзеркала резонатора з коефіцієнтами відбиття 50% і 100%; 2 — рубіновий активний елемент; 3 — імпульсна лампа накачування; $3a$ — блок накачування лазера; 4 — освітлювач; 5 — блок охолодження лазера; 6 — автоколіматор; 7 — приймач випромінювання (термостовпчик); $7a$ — дзеркальний гальванометр.

охолодження лазера 5 прокачується вода для охолодження АЕ і імпульсної лампи. Освітлювач встановлений на юстувальному столику, що дозволяє юстувати АЕ в двох взаємно перпендикулярних площинах. Кут роз'юстування дзеркал резонатора контролюється автоколіматором 6 по шкалі в полі зору окуляра з точністю 0,5' (ціна найменшої поділки). Орієнтація автоколіматора змінюється за допомогою регульованих ніжок внизу його корпусу.

Оптична накачка здійснюється розрядом накопичувальних конденсаторів у блоці накачування 4а через імпульсну лампу 4. Охолодження лампи і АЕ здійснюється прокачуванням дистильованої води за допомогою блока прокачування 5а.

Вимірювання енергії імпульса генерації здійснюється термопарним приймачем 1 і дзеркальним гальванометром 1а. Енергія генерації у відносних одиницях фіксується як величина пропорційна максимальним показам дзеркального гальванометра.

Порядок вмикання та вимикання установки

1. Ввімкнути блок охолодження лазера тумблером «ДВИГУН ВКЛ.» і візуально переконатись, чи прокачується по шлангах вода.
2. Ввімкнути блок накачування тумблером «МЕРЕЖА».
3. Зарядити накопичувальні конденсатори до необхідної напруги, утримуючи тумблер «ЗАРЯД-ПІДПАЛ» в положенні «ЗАРЯД».
4. Запустити лазер, перевівши тумблер в положення "ПІДПАЛ".
5. Для вимикання установки перевести тумблери на блоках накачування та водяного охолодження в положення «ВИКЛ».

Застереження

- не вмикати лазер при вимкненому охолодженні;
- не запускати лазер на генерацію при знятій кришці автоколіматора;
- не заряджати накопичувальні конденсатори до напруг вищих 1.4 кВ.

Порядок виконання роботи

При виконанні роботи строго виконувати правила роботи з лазерами (див. ДОДАТОК).

6. З'юстувати резонатор лазера автоколімаційним методом, прагнучи до якнайкращого суміщення зображень хрестів від обох дзеркал та АЕ.
7. Поставити на оптичну рейку термопарний стовпчик, ввімкнути дзеркальний гальванометр і дати йому прийти в рівновагу.
8. Ввімкнути живлення лазера (тумблер «МЕРЕЖА») і, натискаючи тумблер «ВИСОКЕ» вгору, набрати на батареї накопичувальних конденсаторів напругу 1.4 кВ.
9. Натискаючи тумблер «ВИСОКЕ» вниз, здійснити постріл рубіновим лазером, спостерігаючи на поставленому перед автоколіматором екрані появу генерації у вигляді яскравої чітко окресленої плями.
10. Стріляючи лазером виміряти енергію лазерного імпульса при початковому юстуванні лазера, що відповідає співпадінню всіх зображень хрестів.
11. Повертаючи ближнє до АК дзеркало («глухе») з кроком 0.5' і контролюючи цей поворот за допомогою АК, виміряти залежність енергії генерації E від кута α роз'юстування дзеркал в горизонтальній площині при сталій напрузі на накопичувальних конденсаторах 1.4 кВ (сталій енергії накачування). Отримані дані занести в таблицю і побудувати по них криву роз'юстування $E(\alpha)$.

12. Повторити пп. 5,6 збільшивши довжину резонатора рубінового лазера в 1.5 – 2 рази.
13. Для двох значень кута роз'юстування — які відповідають максимуму кривої $E(\alpha)$ та рівню 0.5 від її максимуму — виміряти залежність енергії генерації від енергії накачування $E(E_n)$. Енергію накачування визначати у відносних одиницях як: $E_n = \frac{CU^2}{2} \cong U^2$.
14. Отримані дані занести в таблицю і побудувати по них генераційні характеристики рубінового лазера $E(E_n)$ при цих значеннях кута.
15. За результатами пп. 6,7 оцінити необхідну точність юстування резонатора.

Оформлення звіту

В звіті коротко законспектувати теоретичні відомості, навести у відносних одиницях графіки залежності енергії генерації від енергії накачування $E(E_n)$ для двох значень кута роз'юстування, криві роз'юстування $E(\alpha)$ для двох значень довжини резонатора, оцінку необхідної точності юстування. Дати пояснення отриманих кривих.

Література

1. Белостоцкий В.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. Основы лазерной техники. М.: Сов. Радио, 1972. – 407с.
2. Мейтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. – М.: Наука, 1978. – 407с.
3. Григорук В.І., Іванісік А.І., Коротков П.А. Експериментальна лазерна оптика. – К., 2007.

Лабораторна робота №3

СПЕКТР ГЕНЕРАЦІЇ ТА СЕЛЕКЦІЯ ПОЗДОВЖНІХ МОД РУБІНОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи: Зареєструвати спектр генерації рубінового лазера. Ознайомитись з принципами селекції поздовжніх мод.

Теоретична частина

Спектр випромінювання лазера визначається частотами ν_i мод оптичного резонатора, для яких виконується умова генерації

$$K(\nu_i) \geq \alpha, \quad (3.1)$$

де $K(\nu_i)$ та α — коефіцієнти підсилення та втрат випромінювання в резонаторі (рис. 1).

В твердотільних лазерах найбільш вживаним є плоскопаралельний резонатор, що складається з двох плоских паралельних дзеркал. По суті він є інтерферометром Фабрі-Перо з великою базою. Частоти мод такого резонатора з хорошою точністю описуються наближеною теорією Шавлова-Таунса, яка розглядає цей резонатор як граничний випадок прямокутного тривимірного резонатора, в якому відсутні бокові стінки. В такому резонаторі випромінювання розповсюджується під малими кутами до осі резонатора і тому поздовжня проекція хвильового вектора $k_z = \pi q/l$ значно більша поперечних проекцій $k_x = \pi m_x/a$, $k_y = \pi m_y/b$, $k_z \gg k_x, k_y$ (l , a , b — відповідно довжина та поперечні розміри резонатора).

Оскільки поздовжній q та поперечні m_x, m_y індекси мод відрізняються аналогічно ($q \gg m_x, m_y$), то формулу для частот мод оптичного плоскопаралельного резонатора можна отримати розкладаючи в ряд вираз для частот мод тривимірного резонатора [1]:

$$\gamma_{m_x m_y q} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m_x}{a}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{b}\right)^2 + \left(\frac{q}{l}\right)^2} \approx \frac{c}{2l} q \left(1 + \frac{(m_x^2 + m_y^2) l^2}{2q^2 a^2}\right). \quad (3.2)$$

З цього виразу витікає, що при нульових поперечних індексах, що відповідає так званим поздовжнім (аксіальним) модам, спектр власних частот плоскопаралельного резонатора являє собою набір еквідистантних спектральних ліній

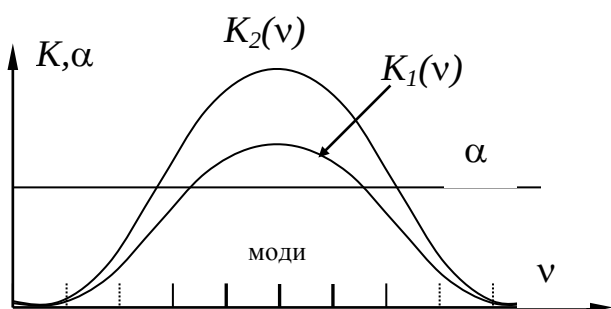


Рис.3.1. Залежність кількості мод в спектрі генерації від співвідношення між коефіцієнтами підсилення та втрат. Криві $K_2(\nu)$, $K_1(\nu)$ відповідають енергіям накачування $E_2 > E_1$.

$$\nu_q = q \frac{c}{2l}, \quad (3.3)$$

розташованих на відстані міжмодового інтервалу

$$\Delta \nu = \frac{c}{2l}. \quad (3.4)$$

На кількість спектральних ліній в спектрі генерації лазера впливає енергія накачування і спектрально-селективні елементи в резонаторі, що визначається

умовою (3.1). Підвищення енергії накачування збільшує коефіцієнт підсилення і розширює спектральну область, в якій виконується умова (3.1). Тому із збільшенням накачування кількість мод в спектрі генерації зростає. Це проілюстровано на **рис.3.1**: частоти мод, що попадають в спектральну область $K_1(\nu_i) \geq \alpha$, зображені жирними лініями; в спектральній області $K_2(\nu_i) \geq \alpha$, що відповідає більшій енергії накачування, до цих частот добавляються частоти зображені тонкими лініями; моди, які не генеруються, зображені пунктиром.

Спектрально-селективні елементи в резонаторі вносять втрати, що залежать від частоти випромінювання. Це призводить до підвищення втрат на частотах окремих мод і до зриву їх генерації. В результаті спектр розріджується. Такими спектрально-селективним елементом може бути будь-яка додаткова поверхня, яка паралельна робочій поверхні дзеркала резонатора. Разом вони утворюють пасивний резонатор (тобто такий, що не містить активного середовища АЕ), який діє як інтерферометр Фабрі-Перо (ІФП). Це можна зробити з допомогою додаткового дзеркала, що лежить в основі так званого трьохдзеркального методу селекції поздовжніх мод.

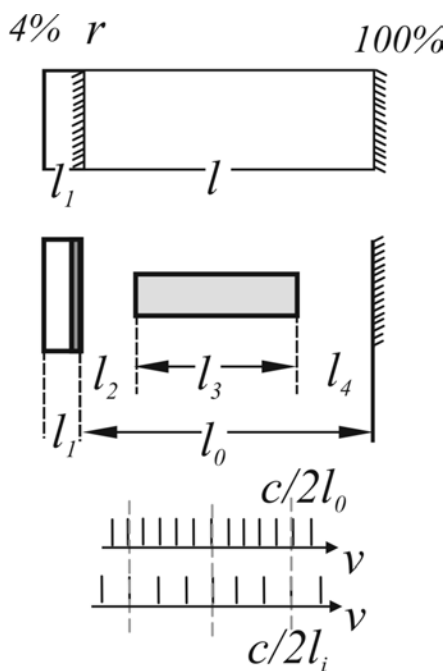


Рис.3.2. До пояснення селективної дії підкладинки сигнального дзеркала та утворення ефективних ІФП паралельними поверхнями оптичних елементів резонатора.

Такий пасивний резонатор утворюється також вільною (недзеркальною) і робочою (дзеркальною) поверхнями сигнального (напівпрозорого) дзеркала (**рис.3.2**). Цей резонатор діє як ІФП, в якому роль дзеркал відіграють паралельні поверхні підкладинки: напилена (дзеркало з коефіцієнтом відбивання $r \sim 50\%$) та ненапиlena (дзеркало з коефіцієнтом відбивання $r \sim 4\%$). Такий ІФП найбільш ефективно відбиває випромінювання з частотами, які є модами цього пасивного резонатора. Ці моди розташовані з інтервалом $\nu = \frac{c}{2n_1l_1}$, що перевищує інтервал $\nu = \frac{c}{2(l_2 + l_0n_3 + l_4)}$ між модами активного (бо містить АЕ) резонатора, утвореного дзеркальною поверхнею сигнального дзеркала і 100% дзеркалом. Завдяки цьому моди в спектрі генерації лазера проріджуються: проявляються лише ті моди з них, які співпадають з модами пасивного резонатора, утвореного поверхнями сигнального дзеркала (**рис.3.2**).

Введення в резонатор спеціальних спектрально-селективних пристроїв скорочує число генерованих мод. При належному підборі параметрів цих пристроїв і енергії накачування це дозволяє виділити одну поздовжню моду і таким чином отримати одночастотну генерацію лазера. Такими пристроями можуть бути ІФП, плоскопаралельні пластинки із високозаломлюючих

матеріалів (які еквівалентні ІФП з коефіцієнтом відбиття дзеркал рівним коефіцієнтам френелівського відбиття від поверхні пластинки) та резонансні відбивачі (набір плоскопаралельних пластинок, відділених повітряними проміжками; товщина пластин і проміжків рівна непарному числу $\lambda/4$).

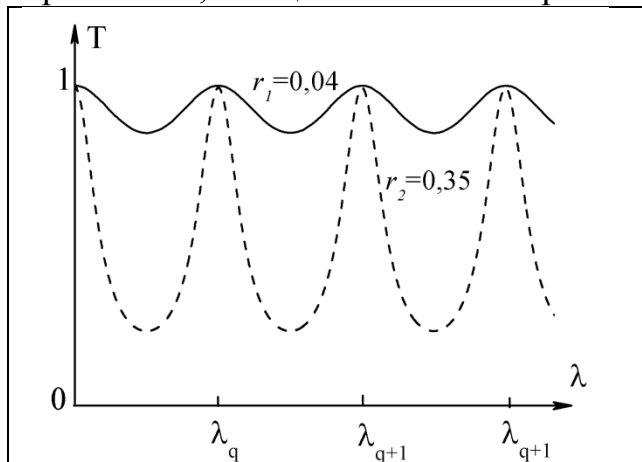


Рис.3.3. Спектральна залежність коефіцієнта пропускання скляної плоскопаралельної пластинки.

Селекцію мод можна також досягти введенням в резонатор стопи, яка складається із двох однакових плоскопаралельних скляних пластинок, розділених скляним кільцем з паралельними поверхнями. Пластинки з кільцем з'єднані глибоким оптичним контактом. З оптичної точки зору вся конструкція являє собою набір із чотирьох плоских паралельних поверхонь, яка подібно до складного ІФП, має спектрально-залежний коефіцієнт пропускання $T(\lambda)$. Для однієї пластини ця залежність

описується формулою Ейрі для інтерферометра Фабрі-Перо (ІФП).

$$T(\lambda) = \frac{(1-r)^2}{(1-r)^2 + 4r \sin^2(\delta/2)}, \quad (3.5)$$

де $\delta = \frac{4\pi n t}{\lambda} \cos \varphi = \frac{4\pi n}{c} v \cos \varphi$ різниця ходу, що виникає між плоскими хвилями при подвійному проході через пластинку під кутом φ , відрахованому від нормалі до

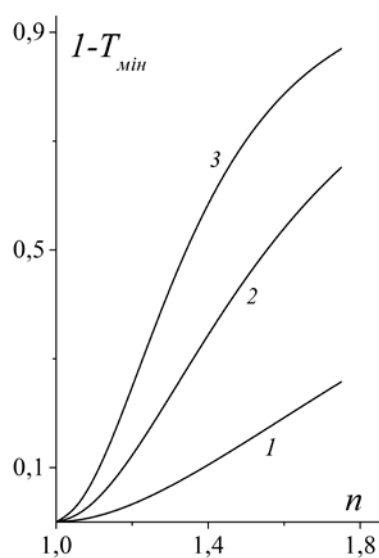


Рис.3.4. Залежність глибини мінімуму пропускання стопи від показника заломлення n та кількості m пластин: 1 — $m=1$, 2 — $m=2$, 3 — $m=3$.

збільшується, що покращує її селективність. Це ілюструється наведеними на

її поверхонь, t , n — товщина та показник заломлення пластини. Оскільки коефіцієнт відбиття від поверхні скляної пластини при нормальному падінні світла становить $r=0.04$, то при достатній паралельності граней вона еквівалентна ІФП з таким же коефіцієнтом відбиття. Спектральна залежність коефіцієнта пропускання такої пластини містить мінімуми (рис.3.3) глибиною 14%. Максимуми пропускання виникають на довжинах хвиль, що відповідають умові конструктивної інтерференції цих променів

$$\delta/2 = q\pi, \quad (3.6)$$

де q — ціле число. Пропускання в максимумах (якщо нехтувати поглинанням в пластинах) становить $T_{\max} = 100\%$, в мінімумах — залежить від n . При збільшенні кількості m пластин глибина мінімумів пропускання стопи

рис.3.4 залежностями цієї глибини від n та m при нормальному падінні променів на стопу:

$$1 - T_{\min} = r_{cm} = \left(\frac{1 - n^{2m}}{1 + n^{2m}} \right)^2. \quad (3.7)$$

Із наведених графіків видно, що для двох скляних пластин ($n = 1,5$) глибина мінімумів досягає 44%, а для трьох – майже 90%. Така стопа по своїх селективних можливостях наближається до ІФП. Перед ІФП вона має перевагу в променевій стійкості, оскільки не містить дзеркальних покриттів, які можуть псуватися інтенсивним випромінюванням. Недоліком такої стопи є потреба однакових плоскопаралельних пластин, що становить певні труднощі.

З умови (3.6) випливає, що частоти максимумів пропускання стопи і відповідні довжини хвиль

$$v_q = q \frac{c}{2tn \cos \varphi}. \quad (3.8)$$

$$\lambda_q = \frac{2tn}{q} \cos \varphi, \quad (3.8a)$$

залежать від її орієнтації по відношенню до оптичної осі резонатора. Тому поворот стопи змінює частоти мод, які можуть генеруватися, виділяючи ті із них, які співпадають з максимумами пропускання. При настроюванні максимуму пропускання стопи на частоту однієї із мод резонатора і мінімальному накачуванні можна досягти виконання умови самозбудження лазера лише для цієї частоти. В цьому випадку стопа здійснює селекцію однієї поздовжньої моди. При інших орієнтаціях стопа змінює число і частоту мод.

Експериментальна установка

Схема лабораторної установки наведена на **рис.3.5**. Вона складається з рубінового лазера, інтерферометра Фабрі-Перо (ІФП) товщиною 9,92 мм та реєструючої фотокамери.

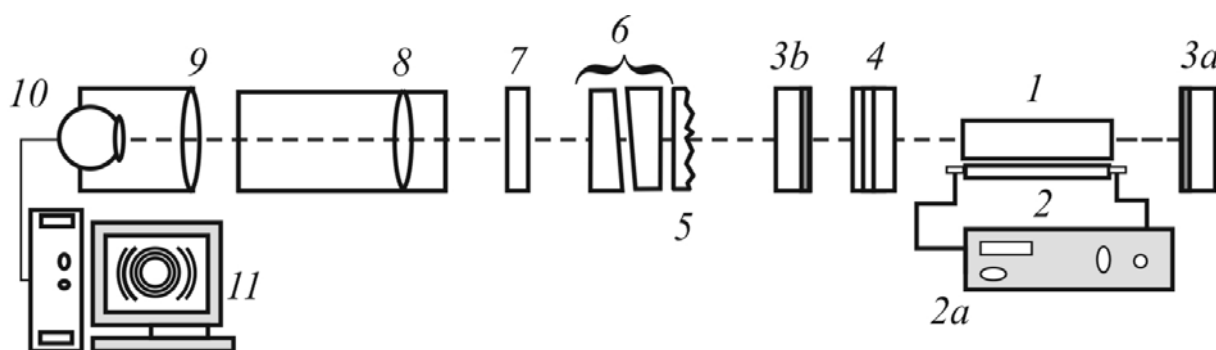


Рис. 3.5. Схема лабораторної установки: 1 — активний елемент лазера (рубін), 2 — лампа накачування (ІФП-800); 2a — блок накачування; 3a та 3b — дзеркала резонатора, 4 — селективний елемент — стопа; 5 — матова пластинка; 6 — інтерферометр Фабрі-Перо; 7 — фільтр КС; 8 — об'єктив фотокамери; 9 — антивінєтуюча лінза; 10 — веб-камера; 11 — ПК

Лазер складається із освітлювача, в якому розміщені активний елемент 1 із штучного рубіна і імпульсна ксенонова лампа 2 (ІФП-800), та двох

діелектричних багатошарових дзеркал *3a*, *3b* з коефіцієнтами відбивання 100 і ~ 50%. Накачування лазера здійснюється розрядом через імпульсну лампу батареї конденсаторів ємністю $C=100$ мкф, заряджених до напруги $U \leq 1,2$ кВ. Енергія накачування $W = 0,5 \cdot CU^2$ регулюється напругою на конденсаторах за допомогою потенціометра в блоці накачування *2a*. Величина напруги фіксується кіловольтметром в блоці накачування. Для захисту очей від сильного спалаху лампи накачування, що проходить через отвори в освітлювачі, останній закритий спеціальним відкидним кожухом.

Лазер працює без примусового охолодження, за рахунок тепловідводу до радіатора, на якому закріплений освітлювач. Тому лазер потребує достатньої тривалості інтервалу між пострілами (дві – три хвилини) для охолодження активного елемента. При меншому інтервалі поріг генерації може зростати за рахунок термічних спотворень активного елемента, і генерація може не спостерігатись.

Для реєстрації спектра генерації використовується ІФП 6, перед яким для отримання інтерференційних смуг рівного нахилу встановлена матова пластинка 5, яка перетворює паралельний лазерний пучок в розсіяне в широкий тілесний кут випромінювання. Використання ІФП як спектрального приладу високої спектральної здатності обумовлене малим спектральним інтервалом між модами резонатора (соті долі нм).

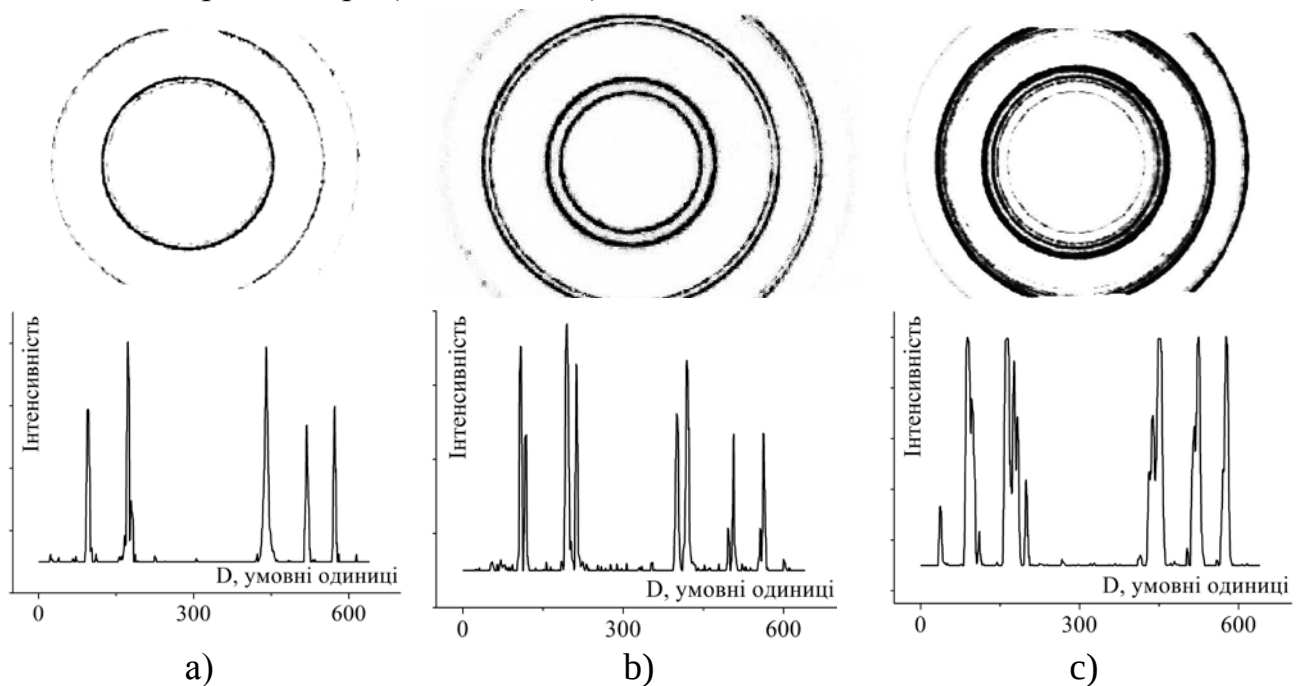


Рис. 3.6. Інтерферограми спектру рубінового лазера та відповідний розподіл інтенсивності в інтерференційних кільцях отримані з використанням стопи (а, б) при різних її орієнтації та без використання стопи (с).

Випромінювання рубінового лазера, що пройшло через ІФП, фокусується об'єктивом 8 камери від спектрографа в площину спектра (касетну частину) у вигляді інтерференційних кілець. Для реєстрації кілець використовується веб-камера 10, сфокусована на площину спектра. Для уникнення віньєтування випромінювання малоапертурним об'єктивом веб-камери використовується

лінза 9, яка проектує об'єктив 8 в площину об'єктива веб-камери. Інтерферограма спостерігається на екрані монітора персонального комп'ютера 11. Замість веб-камери можна використовувати фотоплівку чутливістю не менше 200 ISO. Плівка має переваги над веб-камерою в роздільній здатності, що проявляється в значно вищій чіткості інтерференційних кілець. Однак плівка значно програє в оперативності отримання інформації, оскільки вимагає досить тривалої обробки (проявлення, закріплення, сушка) і зчитування інформації, в той час як за допомогою веб-камери інформація отримується практично миттєво. Для попередження засвічування веб-камери (чи фотоплівки) випромінюванням імпульсної лампи використовується світлофільтр 7 із червоного скла КС-18 і діафрагма з отвором, діаметр якого рівний діаметру пучка рубінового лазера.

Спектральний інтервал між модами оцінюється за формулою:

$$\Delta\lambda_{ij}^q = \frac{\lambda^2}{2nh} \frac{D_{iq}^2 - D_{jq}^2}{D_{j(q+1)}^2 - D_{jq}^2}, \quad (3.9)$$

де i, j — номери смуг одного порядку, n — показник заломлення проміжку між дзеркалами ІФП ($n = 1$, оскільки використовується ІФП з повітряним проміжком) D_{iq} — діаметр i -ї смуги q -го порядку, $h = 9,92$ мм — товщина повітряного проміжку в ІФП, λ — середня довжина хвилі.

Таблиця 1					
Інтерф. порядок	Номер моди	D_{iq} , мм	$D_{iq}^2 - D_{jq}^2$	$\Delta\lambda_{ij,q}$	$\overline{\Delta\lambda_{ij}}$
q	1				
q	2				
q	3				
$q+1$	1				
$q+1$	2				
$q+1$	3				

При обробці даних слід використовувати найвищі (найближчі до центральної плями) порядки інтерференційної картини. В цих порядках найбільша кутова дисперсія $D\varphi \approx (\lambda\varphi)^{-1}$, а, отже, діаметри інтерференційних кілець, що відповідають різним модам,

відрізняються найбільше. Приклади інтерферограм та розподіл інтенсивності в інтерференційних кільцях наведені на рис. 3.6. Для отримання розподілу інтенсивності зображення інтерферограм потрібно оцифрувати програмою «Digitizer» (при використанні плівки – слід зображення попередньо інвертувати в графічному редакторі).

В табл. 1 відбита послідовність обробки інтерферограм. Результатом цієї

Таблиця 2			
t_i , см	$\Delta\lambda$	$\overline{\Delta\lambda_{ij}}$	висновок
1			
20			
8			
14			
$L=42$ см			

обробки є усереднені по кількох інтерференційних порядках спектральні інтервали між сусідніми модами (кільця різних мод достатньо розділяються лише в двох найвищих порядках).

Селективна дія паралельних поверхонь оптичних елементів резонатора еквівалентна присутності в резонаторі кількох ІФП з оптичною

товщиною бази tn , яка визначається відстанню t і показником заломлення n між цими поверхнями. В лазері, що використовується в лабораторній роботі (рис.3.5), крім ІФП, такими є сигнальне дзеркало $3b$ ($t_1 = 1$ см, $n = 1,5$), проміжок між напиленою поверхнею сигнального дзеркала $3b$ і ближнім до неї торцем АЕ ($t_2 = 20$ см, $n = 1$), сам АЕ ($t_3 = 8$ см, $n = 1,7$), проміжок між іншим торцем АЕ і 100% дзеркалом $3a$ ($t_4 = 14$ см, $n = 1$).

Отримані в роботі спектральні інтервали між модами дають змогу встановити той проміжок, який найбільш ефективно впливає на селекцію мод. Для цього необхідно по наведених вище параметрах проміжків обчислити інтервали між модами відповідних ефективних ІФП і порівняти їх із експериментальними значеннями, заповнивши таблицю 2. Найефективнішим можна вважати проміжок, в якого міжмодовий інтервал найближчий до експериментальних значення.

Порядок виконання роботи

При виконанні роботи строго виконувати всі застереження при роботі лазерами (див. ДОДАТОК).

1. Включити живлення лазера тумблером «МЕРЕЖА» (При цьому повинна загорітися відповідна лампочка на передній панелі). Натисканням кнопки «ЗАРЯД» зарядити накопичувальні конденсатори до напруги не більше 1,2 кВ (60 мА на шкалі вимірювальної головки блока живлення). Натиском кнопки «ПІДПАЛ» зробити постріл лазера і, за наявності плями від лазерного пучка на екрані, встановленого за 100% дзеркалом, переконатись в наявності генерації.
2. Встановити в резонатор стопу і повторивши пункт 1 переконатись в наявності генерації (при відсутності генерації при напрузі накопичувальних конденсаторів до 1,2 кВ необхідно з'юстувати резонатор по методиці лабораторної роботи №1).
3. Підібрати мінімальну напругу на конденсаторах, при якій існує генерація із стопою всередині резонатора. Це відповідає пороговій енергії накачування, при якій селекція мод стопою найефективніша.
4. Запустити програму, що керує запуском лазера і фотографування веб-камерою. Під час лазерного пострілу контролювати наявність пучка генерації на екрані, встановленого за 100% дзеркалом. Якщо пляма від лазерного пучка спостерігається, то на екрані монітора повинне з'явитися зображення інтерферограми. Підбираючи загальне ослаблення сірих фільтрів добитись належної яскравості інтерферографи, при якій її кільця виділялись максимально чітко і не були пересвіченими.
5. Записати зображення інтерферограми в файл в форматі «bmp», вписуючи в назву файла умови (з стопою чи без, орієнтацію стопи по насічці на ручці поворотного гвинта) і напругу на батареї конденсаторів, при яких було отримано інтерферограму.
6. Повторити пп. 4–5 для кількох орієнтацій стопи при пороговій напрузі накачування. Прагнути знайти таку орієнтацію стопи, при якій проявиться

одночастотна генерація. Якщо це не вдається, знайти орієнтацію стопи при якій спостерігається мінімальна кількість мод.

7. Для орієнтації стопи, що відповідає одночастотній генерації, отримати інтерферограму при підвищеній (на дві-три поділки по шкалі кіловольтметра) напрузі накачування.
8. Вийняти з резонатора стопу і повторити реєстрацію спектра випромінювання лазера аналогічно до пунктів 4–5, при двох значеннях напруги: пороговій та такій, що і при попередній реєстрації спектрів генерації з стопою в резонаторі.
9. За допомогою програми «Digitizer» знайти розподіл інтенсивності випромінювання в інтерферограмах вздовж діаметра; виміряти діаметри інтерференційних кілець кожної зареєстрованої моди в двох найвищих порядках інтерференції.
10. Обчислити міжмодові інтервали для резонатора без стопи та з стопою згідно формули (3.9). Товщину ІФП прийняти рівною $h = (0,992 \pm 0,002)$ см, довжину хвилі генерації $\lambda = 694,3$ нм. Занести дані в табл. 1. Оцінити похибки.
11. Проаналізувати отримані дані і зробити висновок про вплив стопи на спектр генерації лазера.
12. Порівняти знайдені експериментально міжмодові інтервали з міжмодовими інтервалами, вирахованими для можливих селектуючих проміжків в резонаторі лазера, наведених в табл.2. Зробити висновок про найефективніший проміжок, що селектує моди лазера.
13. Оформити звіт по лабораторній роботі.

Оформлення звіту

В звіті коротко описати фізичні причини, що впливають на формування спектра генерації лазера. Навести інтерферограми і відповідні їм розподіли інтенсивності в спектрах випромінювання рубінового лазера без стопи та зі стопою в резонаторі в залежності від її орієнтації. Навести експериментальні та розраховані міжмодові інтервали згідно таблиць 1, 2. Пояснити отримані дані.

Література:

1. Мейтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. – М.: Наука., 1978. – 407с.
2. Белостоцкий В.Р., Любавский Ю.В., Овчинников В.М. Основы лазерной техники. М.: Сов. Радио, 1972. – 407с.
3. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике.– М.: Наука., 1988. – 336с.
4. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения.– М., Радио и связь., 1981. – 439с.
5. Галутва Г.В., Рязанцев А.И. Селекция типов колебаний и стабилизация частоты ОКГ. – М, 1972.

Лабораторна робота №4

ЮСТУВАННЯ РЕЗОНАТОРА НЕ-НЕ ЛАЗЕРА

Мета роботи: набуття практичних навиків юстування резонаторів газових лазерів.

Теоретичні відомості:

В газорозрядних лазерах і He-Ne лазері використовуються резонатори із сферичними дзеркалами. Параметрами резонатора є радіуси кривизни дзеркал $R_{1,2}$ і відстань між ними L (довжина резонатора). Активним елементом лазера є газорозрядна трубка з діаметром $2a$ внутрішньої частини, яка займає майже всю довжину резонатора. В даній роботі використовується напівконфокальний резонатор, який складається із плоского і сферичного дзеркала з радіусом кривизни рівним удвоєній довжині резонатора.

Юстування сферичного резонатора полягає в такому орієнтуванні дзеркал ($Дз$) резонатора одне відносно одного та активного елемента (АЕ), при якому генероване випромінювання має можливість багатократно проходити через АЕ. Для цього в ідеалі необхідно досягти співпадіння оптичних осей дзеркал (що співпадають з осями їх симетрії) та осі АЕ. Однак реально необхідно, щоб оптична вісь резонатора O_1O_2 , яка проходить через центри кривизни дзеркал O_1 та O_2 , пересікала АЕ і дзеркала достатньо далеко від їх країв для мінімізації дифракційних втрат (рис. 4.1). В оптимальному випадку потрібно, щоб оптична вісь резонатора і АЕ співпадали, але багаторазове проходження випромінювання через резонатор можливе і тоді, коли ці осі зміщені або розташовані під невеликим кутом, якщо забезпечено виконання основної умови.

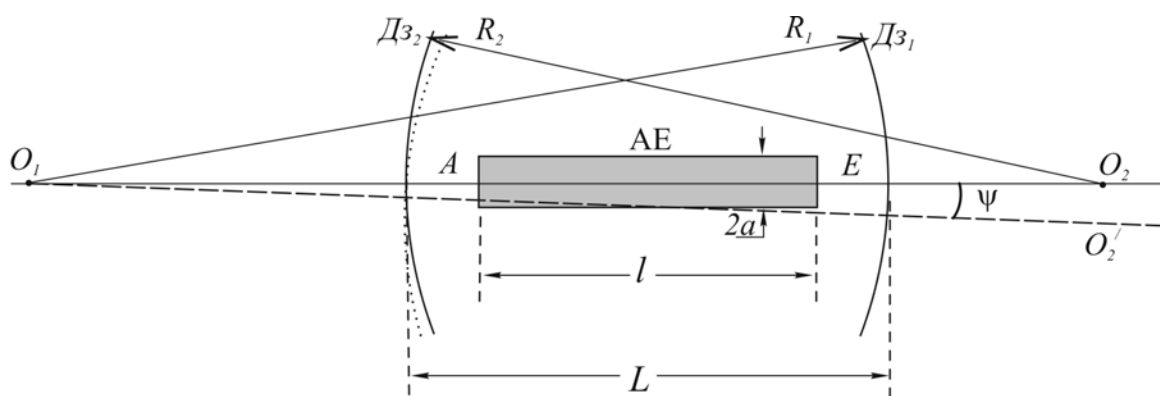


Рис.4.1. Сферичний резонатор газорозрядного лазера: $Дз_1$, $Дз_2$ – дзеркала, O_1 , O_2 та R_1 , R_2 – центри та радіуси кривизни дзеркал; АЕ – активний елемент (газорозрядна трубка); L , l – довжини, відповідно, резонатора та активного елемента; a – внутрішній радіус АЕ, ψ – кут нахилу оптичної осі резонатора до осі АЕ при його роз'юстуванні.

Кожне сферичне дзеркало можна розглядати як набір елементарних плоских ділянок розвернутих одна відносно одної на невеликий кут, тим

менший, чим менші ці ділянки. Для з'юстованості резонатора необхідно, щоб елементарні ділянки дзеркал, які пересікає вісь АЕ, були розташовані перпендикулярно до неї. Звідси випливає, що розташування вершин дзеркал і орієнтація їх оптичних осей по відношенню до осі O_1O_2 не важлива, оскільки робочою ділянкою дзеркал може бути і їх периферійна частина. Тому вимоги до юстування сферичних резонаторів значно менші ніж до плоско-паралельних.

Для встановлення вимог до взаємної орієнтації осі резонатора і АЕ та оцінки необхідної точності розглянемо стійкий резонатор з дзеркалами довільної (в межах діаграми стійкості) кривизни (рис. 4.1).

Якщо розвернути одне із дзеркал, наприклад Dz_2 , на деякий кут ψ в площині малюнка, то його центр потрапить в точку O_2' і віссю резонатора стане пряма O_1O_2' , яка не співпадає з віссю АЕ. Це призведе до того, що діюча апертурна діафрагма, яка визначається перерізом АЕ, буде сильніше обмежувати пучок, що спричинить зростання дифракційних втрат. При деякому критичному куті роз'юстування $\psi_{\text{гр}}$ втрати перевищать допустимий рівень і генерація зникне. Із наведеного вище аналізу випливає, що для з'юстування резонатора необхідно, щоб оптична вісь резонатора повністю вписувалась в апертуру АЕ не наближаючись до внутрішніх його країв ближче, ніж на радіус пучка.

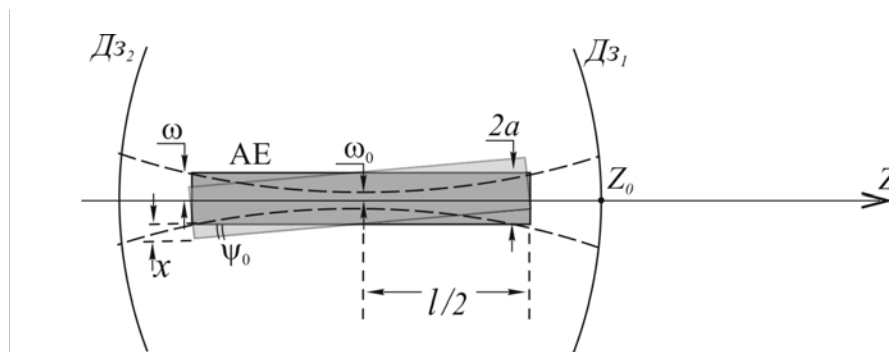


Рис.4.2. Розподіл інтенсивності випромінювання в сферичному симетричному резонаторі.

Для сферичного стійкого резонатора величину $\psi_{\text{гр}}$ можна оцінити виходячи з розподілу інтенсивності в поперечному перерізі пучка основної моди TEM_{00} , що описується гаусовим законом:

$$I(z) = I_0(z) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w(z)^2}\right), \quad (4.1)$$

де ρ і z — поперечна і поздовжня координати, відраховані, відповідно відносно осі та горловини (найвужчого місця) пучка; $I_0(z)$ — інтенсивність на осі пучка, що співпадає з віссю резонатора, в точці z ;

Параметр

$$w = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad (4.2)$$

має зміст радіуса пучка в точці z (на рівні інтенсивності $I_0(0) \cdot e^{-1}$). w_0 — радіус пучка в горловині, що визначається через конфокальний параметр

$z_0 = k\omega_0^2$, який дорівнює половині довжини конфокального резонатора (або довжині напівконфокального резонатора). На **рис.4.2** залежність (4.2) зображена пунктиром – в просторі вона описує гіперболоїд обертання, в межах якого зосереджена енергія гаусового пучка.

Відхилення осі резонатора від осі АЕ внаслідок роз'юстування дзеркала еквівалентно повороту АЕ відносно осі резонатора (**рис.4.2**). За граничний кут повороту можна обрати такий кут $\psi_{\text{гр}}$, при якому внутрішні стінки кінця АЕ торкнуться до країв пучка, що відповідають радіусу пучка w в точці розташування країв АЕ. При цьому вісь пучка буде віддаленою від кожного з бічних країв АЕ на відстань $x=a-w$. Для симетричного конфокального резонатора (з однаковими дзеркалами) це дає

$$\psi_{\text{гр}} = \frac{2a-2w(l/2)}{l} \approx \frac{2a-2w(L/2)}{L}, \quad (4.3)$$

для напівконфокального:

$$\psi_{\text{гр}} \approx \frac{2a-w_0-w(\frac{L}{2})}{L} = \frac{2a-w_0(1+\sqrt{2})}{L} = \frac{2a-\sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}}(1+\sqrt{2})}{L}, \quad (4.4)$$

де враховано, що одне із дзеркал напівконфокального резонатора знаходиться в горловині гаусового пучка (сигнальне дзеркало), де $w = w_0$, а друге (із 100% відбиванням) на відстані z_0 від неї, де $w(z_0) = \sqrt{2}w_0$. Крім того $w_0 = \sqrt{z_0/k} = \sqrt{L/k}$, де $k = 2\pi/\lambda$ - модуль хвильового вектора.

Приймаючи параметри He-Ne лазера $a=1\text{мм}$, $L=30$, $\lambda=0.6328\text{нм}$, з допомогою (4.4) отримуємо оцінку величини допустимого кута роз'юстування: $\psi_{\text{гр}} \approx 5 \text{ мрад} \approx 15'$, що в 5 разів більше ніж аналогічна величина для плоско паралельного резонатора (див. лаб.роб.№2). Слід зауважити, що, оскільки гаусів пучок не має чітко окреслених границь, то для більш коректної оцінки його ефективного поперечного розміру слід брати не w , де інтенсивність пучка становить достатньо значну величину $e^{-1} \approx 0.36$, а в кілька разів більшу величину, наприклад $2w$, де ця інтенсивність становить $e^{-1} \approx 0.02$. Однак це не суттєво впливає на оцінку, яка в такому випадку становить $\psi_{\text{гр}} \approx 4 \text{ мрад} \approx 12'$. Із наведених оцінок видно, що вимоги до точності юстування резонатора із сферичними дзеркалами суттєво нижчі і обмежуються в основному відношенням геометричних розмірів a/L (при умові, що вісь резонатора вписується в апертуру АЕ).

Для обрання методу юстування резонатора газорозрядного лазера важлива та обставина, що поле моди випромінювання в стійких резонаторах локалізовано поблизу осі, що диктує малий поперечний діаметр газорозрядної трубки АЕ. З іншого боку невелике підсилення окремих газових активних середовищ вимагає використання значної протяжності АЕ. Це призводить до малої величини відношення a/L , що вимагає достатньо ретельного юстування резонатора. До таких лазерів відноситься He-Ne лазер, який використовується в даній лабораторній роботі. В цьому лазері використовується напівконфокальний резонатор: сигнальне дзеркало (коефіцієнтом відбивання

≈99%) — плоске, а «глухе» (із 100% відбиванням) — сферичне із фокусом, розташованим на поверхні плоского дзеркала.

Видовженість АЕ значно ускладнює використання перших трьох методів, що описані в роботі №1, оскільки призводить до суттєвого діафрагмування пучків допоміжного лазера (в методах 1 і 3) та автоколіматора (метод 2). Ускладнюють ситуацію також паразитні промені, що утворюються при відбитті цих пучків від стінок газорозрядної трубки АЕ. Найбільш придатними для юстування сферичних стійких резонаторів газорозрядних лазерів є методи 4 і 5. В цих методах не використовуються або не відіграють суттєвої ролі пучки, що проходять через АЕ. Тому вони вільні від недоліків, притаманних першим трьом методам. Розглянемо детально процедуру юстування цими методами.

Метод відбитого хреста

В цьому способі використовують екран з точковою діафрагмою в центрі намальованого на білому екрані хреста. Екран встановлюють перед ближнім до спостерігача (наприклад, сигнальним) дзеркалом, повертають стороною з намальованим на ній хрестом до цього дзеркала і освітлюють його допоміжним джерелом світла. Слідкують за тим, щоб у місці отвору екран був освітлений якнайкраще. На протилежній стороні екрана, впритул до нього встановлюють синій фільтр, який захищає око спостерігача від випромінювання генерації лазера, поглинаючи його. Процедура юстування складається із двох етапів.

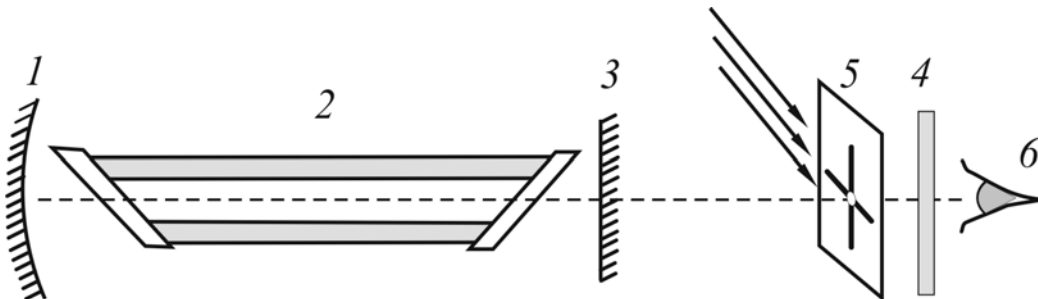


Рис.4.3— Схема юстування резонатора газового лазера методом відбитого хреста:

1 — дальнє дзеркало; 2 — газорозрядна трубка; 3 — переднє дзеркало; 4 — синій фільтр; 5 — екран із зображенням хреста та отвором у центрі цього зображення; 6 — око спостерігача.

На першому етапі *отвір діафрагми максимально точно встановлюють на осі АЕ*. Для цього спочатку (рис.4.3) намагаються побачити внутрішню частину газорозрядної трубки через отвір діафрагми, пересуваючи її перпендикулярно до осі АЕ (по горизонталі і вертикалі). Приблизна картина, яку видно в цьому випадку при ввімкненому розряді, зображена на рис.4.4а. На передньому плані видно широке відносно темне кільце, яке відповідає стінкам газорозрядної трубки АЕ. В середині кільця знаходиться освітлений диск, утворений світінням розряду трубки. Це світіння має блакитний відтінок, оскільки випромінювання розряду спостерігається через синій фільтр та сигнальне дзеркало, яке ефективно відбиває в червоній області видимого

діапазону спектра (що містить лінію генерації $\lambda = 632,8 \text{ нм}$), а пропускає у блакитній (доповнювальній) частині цього спектра.

Якщо дальнє дзеркало з'юстоване і, отже, його центр кривизни знаходиться на осі АЕ, то на фоні цього освітленого диска можна побачити більш яскравий маленький диск, різко відділений від першого тонким кільцем. Цей яскравий диск є зображенням внутрішньої частини АЕ (заповненої випромінюванням розряду) в дальньому дзеркалі. Цей диск зміщується відносно більшого диска при переміщенні отвору діафрагми відносно осі АЕ. Отвір діафрагми слід переміщувати до суміщення центрів дисків і утворення максимальної кругової симетрії видимої картини (рис.4.4б), що відповідає розташуванню отвору діафрагми (і зору спостерігача) на осі АЕ. Картина, що при цьому спостерігається, аналогічна вигляду внутрішньої частини довгої труби при розташуванні зору спостерігача на її осі: передній і дальній краї труби утворюють концентричні кола лише при розташуванні зору спостерігача на її осі, а при найменшому зміщенні його з цієї осі вони зсуваються один відносно одного.

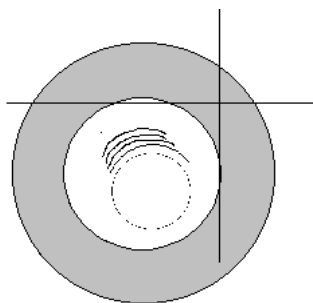


Рис.4.4а

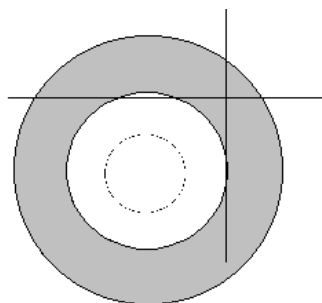


Рис.4.4б

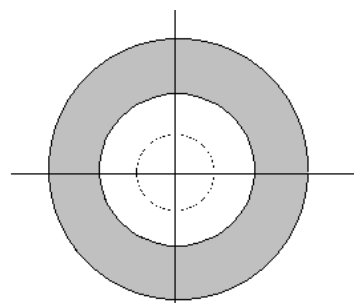


Рис.4.4с

На другому етапі юстується ближнє дзеркало шляхом встановлення його перпендикулярно осі АЕ. Для цього, спостерігаючи через встановлений отвір діафрагми поверхню ближнього дзеркала, відшукують на ній зображення хреста діафрагми. Повертаючи це дзеркало за допомогою юстувальних гвинтів спеціальним чотиригранним ключем, прагнуть встановити центр зображення хреста на спільний центр описаних вище дисків (рис. 4.4с). Суміщення цих центрів свідчить, що промінь, який вийшов із центра хреста (отвору діафрагми), повертається при відбитті від дзеркала точно назад — вздовж осі АЕ на встановлену на ній діафрагму. Це означає, що центр кривизни цього дзеркала лежить на осі АЕ.

Таким чином можна юстувати як сферичне, так і плоске дзеркало, оскільки в останньому випадку повернення відбитого променя назад свідчить про перпендикулярність відповідного елемента поверхні плоского дзеркала до осі АЕ. Важливо лише, щоб дзеркало, що юстується, було ближнім до діафрагми.

Якщо ж обидва дзеркала роз'юстовані, то їх юстують по черзі, досягаючи спочатку появи зображення розряду в дальньому дзеркалі (яскравого маленького диска) а потім виконують описану вище процедуру. Оскільки до появи цього диска положення осі АЕ можна встановити лише приблизно, то і

юстування дзеркала по зображенню хреста в ньому можна провести лише грубо. Тому потрібно провести кілька послідовних операцій юстування обох дзеркал, поки не з'явиться очікуваний диск.

Виникнення генерації спостерігається по слабкому червоному світінню, яке пробивається через синій фільтр.

Порядок юстування

1. Встановити екран з точковим отвором перед дзеркалом $Дз_1$, що юстується хрестом до його поверхні (рис.4.3). Прослідкувати за тим, щоб у місці отвору екран був добре освітлений. Тоді через отвір буде видно і трубку АЕ і відбите у дзеркалі зображення хреста (рис.4.4а)
2. Встановити отвір діафрагми на осі АЕ щоб стінки газорозрядної трубки, пряме та відбите в дальньому дзеркалі світіння було видно у вигляді кружка та дисків із спільним центром (рис.4.4b);
3. Поворотами гвинтів сумістити центр відбитого в ближньому дзеркалі зображення хреста з віссю, добившись якнайкращого співпадіння його центра з центром кружків (рис.4.4с).

В роботі необхідно від'юстувати лише вихідне дзеркало. Друге дзеркало при цьому вважається з'юстованим.

На точність юстування впливають такі похибки:

Встановлення отвору екрана на вісь резонатора може бути здійснено лише наближено (рис.4.5). Цю похибку можна визначити як деяку долю кутової апертури АЕ, яку здатний сприйняти спостерігач:

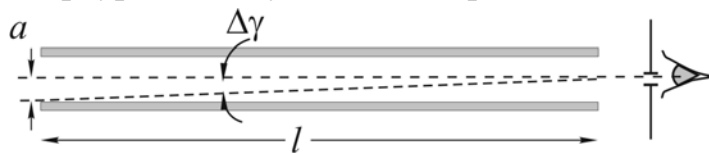


Рис.4.5

$$\Delta\gamma = \frac{a}{l} \cdot \nu, \quad (4.5)$$

де a – радіус трубки АЕ, l – її довжина, ν – коефіцієнт, який залежить від кваліфікації спостерігача $\nu < 1$. Умовно можна прийняти $\nu \approx 0,1 \div 0,2$, що

приблизно відповідає роздільній здатності ока $\Delta\varphi' \approx 1'$.

Іншим джерелом похибки є скінчення товщина Δl лінії хреста (рис.4.6), яка впливає на точність повороту дзеркала при юстуванні. Цей поворот можна здійснити з похибкою

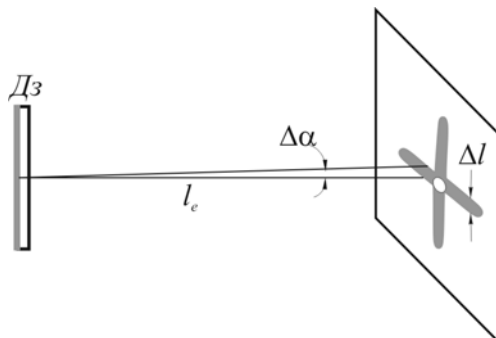


Рис.4.6

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta l}{l_e}, \quad (4.6)$$

де l_e – відстань між екраном і дзеркалом. Її можна зменшувати потоншенням ліній хреста і збільшенням відстані до екрана. Проте це доцільно робити поки $\Delta\alpha$ не знизиться до роздільної здатності ока.

Загальна похибка є сумою двох вищевказаних складових:

$$\Delta\varphi = \Delta\alpha + \Delta\gamma = \frac{a}{l} \nu + \frac{\Delta l}{l_e}, \quad (4.7)$$

що дає оцінку мінімально можливої похибки $\Delta\varphi \approx 2'$, яка суттєво менша оцінки допустимого кута роз'юстування резонатора.

Юстування за допомогою зорової труби

Метод юстування з допомогою зорової труби зручний тим, що він може використовуватись для початкового юстування лазерів при їх складанні, або при значному роз'юстуванні.

Для виставлення дзеркал з кожним із них необхідно виконати наступні дії: налаштувати неозброєне око на спостереження заднього отвору трубки активного елемента; поворотом ближнього дзеркала юстувальними гвинтами сумістити зображення зіниці ока в цьому дзеркалі із зображенням цього отвору. Таке суміщення відповідатиме виставленню ближнього дзеркала перпендикулярно осі АЕ. Такі ж дії слід повторити з іншим дзеркалом.

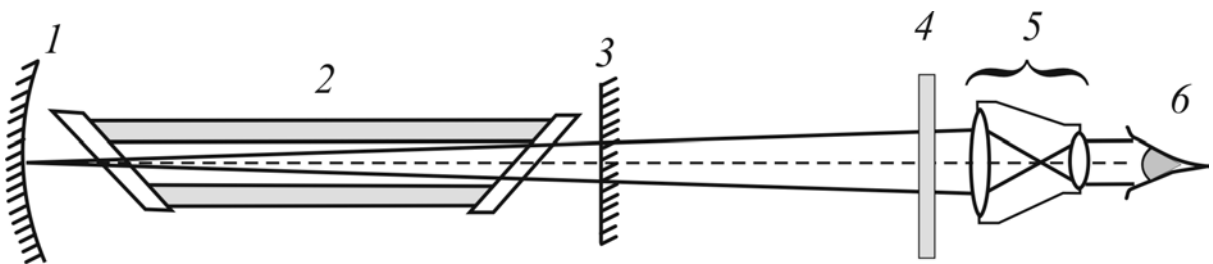


Рис.4.7 — схема юстування резонатора газового лазера за допомогою зорової труби: 1 — заднє дзеркало $D_{з2}$; 2 — газорозрядна трубка; 3 — переднє дзеркало $D_{з1}$; 4 — синій фільтр; 5 — зорова труба; 6 — око спостерігача.

Після цього проводиться точне юстування дзеркал в наступній послідовності.

Юстування проводять в наступному порядку:

1. Встановити перед ЗТ синій фільтр для забезпечення попадання в око спостерігача лазерного випромінювання.
2. Розмістити ЗТ максимально близько до вихідного дзеркала лазера і виставити так, щоб її оптична вісь була орієнтована вздовж оптичної осі АЕ. В цьому випадку при фокусуванні ЗТ на різні перерізи АЕ їх зображення послідовно з'являтимуться в полі зору у вигляді кілець все меншого діаметра, які мають спільний центр.
3. Сфокусувати ЗТ через трубку АЕ на дальнє дзеркало $D_{з2}$. В цьому випадку в полі зору на фоні розмитого блакитного світіння розряду в трубці буде спостерігатись чітко окреслений кружок протилежного торця АЕ. Всередині його спостерігатиметься яскравіший диск меншого діаметру, який відповідає зображенню розряду трубки в дальньому дзеркалі.

Якщо дзеркало нахиляти з допомогою юстувальних гвинтів, то цей диск зсувається, змінюючи яскравість: при зсуві до центру кружка кінця АЕ він яскравішає і стає більш правильним і чітким. При протилежному зсуві диска — навпаки його яскравість падає, а краї розмиваються. Такі зміни відбуваються тому, що при наближенні дальнього дзеркала до з'юстованого

положення (нормальної орієнтації відносно осі АЕ) зростає доля відбитого дзеркалом випромінювання трубки, яка проходить назад через АЕ, що проявляється у збільшенні яскравості і форми диска. При з'юстованому дзеркалі світна пляма найяскравіша, оскільки в дзеркалі відбиваються всі перерізи розряду в трубці. Таким чином індикатором орієнтації дальнього дзеркала відносно осі АЕ є розташування, чіткість і яскравість диска, який слід прагнути виставити на центр кружка.

Якщо інше (переднє) дзеркало з'юстоване, то при наближенні дальнього дзеркала до з'юстованого положення описані вище зміни супроводжуються появою і підсиленням рожевого відтінку краю диска, який примикає до кружка зображення АЕ. Це обумовлено тим, що в цьому випадку з'являється можливість багаторазового проходження випромінювання через резонатор і додаткового зростання інтенсивності випромінювання на довжині хвилі генерації $\lambda=0.6328$ мкм (червоний колір) внаслідок підсилення. Це підсилене випромінювання є провісником лазерної генерації, виникненню генерації перешкоджає близькість оптичної осі не повністю з'юстованого резонатора до країв АЕ і пов'язані з цим дифракційні втрати. При виникненні рожевого відтінку, слід припинити спостереження і продовжити обертати юстувальний гвинт в тому ж напрямку до появи генерації.

4. Якщо ж генерація не з'являється, то пп. 2 – 3 слід повторити для ближнього дзеркала ($D_{з1}$), спостерігаючи його з протилежного кінця резонатора, для чого лазер повертають на 180° щоб дзеркала помінялись місцями.

В лабораторній роботі пропонується з'юстувати цим методом лише сигнальне (плоске дзеркало), яке найбільш критичне до роз'юстування і тому найчастіше потребує юстування на практиці.

Рекомендація: для здобуття практичних навиків, спочатку доцільно виконати п.3 в зворотному напрямку, попередньо роз'юстувавши резонатор настільки, щоб генерація зникла, а лазер перейшов в припороговий режим. Потім спостерігати за змінами яскравості і кольору диска зображення розряду в дальньому дзеркалі при подальшому його роз'юстуванні. Ці маніпуляції слід повторити кілька разів.

Застереження: після кожного роз'юстування лазера його слід повертати в режим генерації.

Оформлення звіту

В звіті описати вимоги та процедуру юстування сферичного резонатора методом відбитого хреста та зорової труби з поясненням всіх необхідних при цьому операцій, навести оцінки точності юстування.

Література:

1. Довгий Я.О. ОКГ. Спеціальний практикум. – К, 1977.
2. Мейтленд А., Данн М. Введение в физику лазеров. – М.: Наука., 1978. – 407с.
3. Байбородин Ю.В. Основы лазерной техники.– К.: Вища школа., 1988. – 383с.

ПОПЕРЕЧНІ МОДИ ТА ГЕНЕРАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕ-НЕ ЛАЗЕРА

Мета роботи: Метою даної роботи є вивчення розподілу інтенсивності випромінювання поперечних мод сферичного резонатора, генераційних характеристик He-Ne лазера та визначення параметрів його пучка.

Теоретична частина

Механізм створення інверсної населеності лазерних рівнів Ne

Спрощена схема енергетичних рівнів He та Ne та механізм накачки в He-Ne лазері схематично зображені на рис.5.1. Рівні гелію 2^1S_0 та 2^3S_1 метастабільні, оскільки спонтанні випромінювальні переходи з них на основний рівень 1^1S_0 заборонено квантово-механічними правилами відбору. Внаслідок цього час життя електронів на цих рівнях великий ($\tau \sim 10^{-3}$ с).

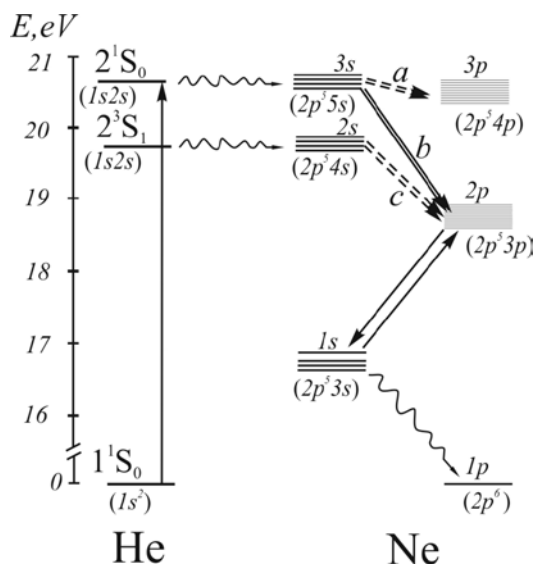


Рис.5.1. Схема енергетичних рівнів та переходів в атомах гелію та неону.

Рівні неону ns розщеплені на 4 підрівні, а np — на 10 підрівнів. Ці рівні відповідають збудженням одного з $2p^6$ електронів основної оболонки відповідно в s - та p -стани більш високих оболонок — відповідні електронні конфігурації вказані на рис.5.1 в дужках. Для неону дозволеними є кілька десятків переходів з рівнів $3s$, $2s$ на рівні $3p$, $2p$ і на більшості з яких отримана генерація. Генерація на певному переході (певній довжині хвилі) реалізується підбором спектрального

діапазону відбивання дзеркал резонатора або введенням в резонатор дисперсійного або селективно поглинаючого елемента. Найпоширенішими є гелій-неонові лазери з довжинами хвиль $\lambda = 3,39$, $1,15$ та $0,63$ мкм. Відповідна генерація реалізується на переходах $3s \rightarrow 3p$, $2s \rightarrow 2p$, $3s \rightarrow 2p$. Останній із названих лазерів зручний тим, що його випромінювання попадає в видимий діапазон. Тому в лабораторній роботі використовується лазер ЛГ-56 з генерацією на довжині хвилі $\lambda = 632,8$ нм.

Утворення інверсії в He-Ne лазері розглянемо на прикладі переходу $3s \rightarrow 2p$. Воно відбувається в результаті двох послідовних процесів: прямого електронного збудження атомів He і Ne в стани 2^1S_0 (He) і $3s$ (Ne), резонансної передачі енергії $2^1S_0(\text{He}) \rightarrow 3s(\text{Ne})$ між цими станами і, відповідно, додаткового заселення рівня $3s$ (Ne). На величину інверсної заселеності впливає заселення нижнього лазерного рівня $2p$ (Ne) внаслідок ступеневих переходів із

нижчого збудженого рівня $1s(\text{Ne}) \rightarrow 2p(\text{Ne})$. Розглянемо це детальніше. Метастабільний рівень гелію $2^1S_0(\text{He})$ близький до рівня верхнього лазерного рівня $3s(\text{Ne})$ неону (як і $2^3S_1(\text{He})$ до $2s(\text{Ne})$). Оскільки випромінювальні переходи для метастабільних рівнів гелію заборонені, то при збудженні прямими електронними ударами відбувається їх накопичення на цих рівнях. Через близькість енергії збудження цих рівнів гелію і неону відбувається резонансна передача енергії при зіткненнях збуджених атомів гелію з незбудженими атомами неону і додаткове заселення рівня $3s(\text{Ne})$. Це підвищує густину інверсії Δ на переході $3s(\text{Ne}) \rightarrow 2p(\text{Ne})$ (та інших згаданих лазерних переходах) неону.

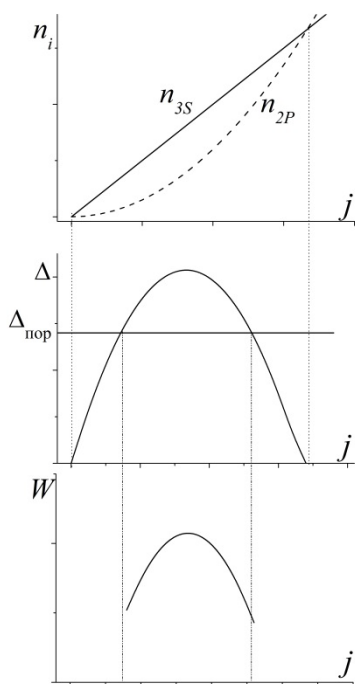


Рис.5.2. Залежність густини населеності лазерних рівнів n_i , густини інверсії Δ та потужності генерації W від густини розрядного струму j .

Резонансна передача енергії $2^1S_0(\text{He}) \rightarrow 3s(\text{Ne})$ домінує над прямим електронним збудженням стану $3s(\text{Ne})$ і тому є основним механізмом заселення цього рівня.

Величина інверсії обмежується накопиченням атомів Ne на нижньому лазерному рівні $2p(\text{Ne})$ внаслідок ступеневих переходів із метастабільного рівня $1s(\text{Ne})$. Тривалий час життя останнього обумовлений резонансним поглинанням випромінювання незбудженими атомами Ne, яке через велику заселеність основного стану $1s(\text{Ne})$ є дуже ефективним (перехід $1p(\text{Ne}) \rightarrow 1s(\text{Ne})$). Внаслідок цього збудження рівня $1s(\text{Ne})$ не втрачається, а переходить від одного атома до іншого (так званий ефект резонансного захоплення випромінювання). Внаслідок цього ефекту стан $1s(\text{Ne})$ стає метастабільним і добре заселяється в розряді. Це призводить до того, що при значній густині струму розряду спостерігається ступеневе збудження атомів зі стану $1s(\text{Ne})$ в стани $2p(\text{Ne})$ та $3p(\text{Ne})$. Це в свою чергу призводить до зменшення інверсії на переході $3s(\text{Ne}) \rightarrow 2p(\text{Ne})$ (та аналогічно на переходах $3s(\text{Ne}) \rightarrow 3p(\text{Ne})$,

$2s(\text{Ne}) \rightarrow 2p(\text{Ne})$), що веде до зменшення потужності випромінювання лазера аж до зриву генерації. Внаслідок малої ймовірності релаксації стану $1s(\text{Ne})$ шляхом радіаційних переходів основним механізмом його збіднення є зіткнення із стінками газорозрядної трубки.

Генераційні характеристики та залежність потужності генерації від параметрів розряду

Розглянутий механізм утворення інверсії призводить до немонотонного залежності потужності генерації W від густини розрядного струму j (генераційної характеристики) та параметрів розряду. Розглянемо коротко ці залежності.

1. Залежність від густини струму розряду. Збільшення густини струму розряду призводить до зростання концентрації електронів в плазмі розряду $n_e \sim j$ і збільшення населеності метастабільних рівнів 1^1S_0 (He) внаслідок прямого електронного збудження: $n_{He(2^1S_0)} \sim n_{He(1^1S_0)} n_e \sim j$. Населеність верхнього лазерного рівня Ne в результаті послідовних процесів прямого електронного збудження гелію 1^1S_0 (He) $\rightarrow 2^1S_0$ (He) та резонансної передачі енергії неону 2^1S_0 (He) $\rightarrow 3s$ (Ne) зростає лінійно: $n_{3s} \sim n_{He(2^1S_0)} n_{1p(Ne)} \sim j$. Населеність нижнього лазерного рівня в результаті ступеневого електронного збудження зростає квадратично: $n_{2p} \sim n_{1s(Ne)} \cdot n_e \sim j^2$, оскільки населеність $n_{1s(Ne)} \sim n_e \sim j$. В результаті цього густина інверсії Δ і потужність випромінювання генерації W залежать від j немонотонно (рис.5.2) — спочатку зростають, а потім падають. При великих густинах струму внаслідок переважного заселення нижнього лазерного рівня $2p$ (Ne) генерація на переході $3s$ (Ne) $\rightarrow 2p$ (Ne) зникає.

2. Залежність від загального тиску газової суміші. При низьких значеннях тиску (1-2 мм рт. ст.) підвищення тиску P призводить, з одного боку, до зростання потужності генерації внаслідок підвищення концентрації атомів неону в розряді, а з іншого — зменшує середню кінетичну енергію електронів (електронну температуру розряду), що призводить до зменшення поперечника (ймовірності) прямого електронного збудження і падіння вихідної потужності генерації. В результаті залежність $W(P)$ має немонотонний характер: потужність спочатку зростає, а потім падає. Оптимальне значення тиску, при якому потужність генерації He-Ne лазера максимальна, становить ~ 1 мм рт. ст.

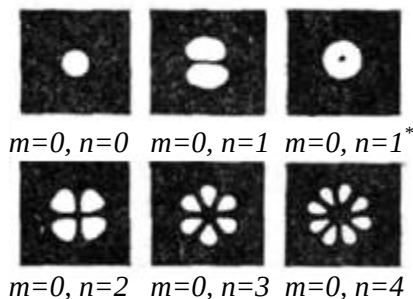


Рис.5.3. Поперечний розподіл поля мод сферичного резонатора в залежності від їх індексів при осьовій симетрії зеркал.

3. Залежність від співвідношення парціальних тисків компонент газової суміші. Оскільки процес передачі збудження при зіткненнях атомів іде не лише від гелію до неону, але й навпаки, то для створення інверсії необхідно, щоб збуджених атомів гелію було більше, ніж атомів неону. Надмірне підвищення концентрації гелію тягне за собою підвищення загального тиску і, як наслідок, до зменшення потужності (див. п. 2). Таким чином залежність $W(P_{He}/P_{Ne})$ аналогічно до попередніх залежностей теж немонотонна. Оптимальне

співвідношення парціального тиску He та Ne для переходу $3s$ (Ne) $\rightarrow 2p$ (Ne) становить 5:1 (для інших двох переходів — 10:1).

4. Залежність від діаметра газорозрядної трубки. Діаметр трубки $d_{тр}$ впливає на ефективність спустошення метастабільного рівня $1s$ (Ne). Збільшення діаметра призводить до збільшення об'єму активного середовища, і, відповідно, до зростання потужності. Але зі зростанням $d_{тр}$ зменшується ймовірність дезактивації рівня $1s$ (Ne) при зіткненні атомів Ne зі стінками і, отже, до їх накопичення на ньому. Це в свою чергу веде до збільшення

заселення нижнього лазерного рівня $2p$ (Ne), що призводить до зменшення інверсії. Тому, як і в попередніх випадках, потужність генерації спочатку зростає із збільшенням діаметра газорозрядної трубки а потім падає. Оптимальне значення $d_{\text{тр}}$ залежить від довжини резонатора, оскільки в сферичних (напівконфокальних) резонаторах із зменшенням його довжини зменшується також діаметр моди і область випромінювання віддаляється від стінок трубки, що погіршує умови спустошення рівня $1s$ (Ne). Для трубки довжиною 1 м оптимальний діаметр становить $7\div 9$ мм, для довжини 0,3 м — $2\div 3$ мм.

5. Залежність від порядку (індексу) моди. Поперечний розподіл інтенсивності моди в активному об'ємі залежить від її порядку (рис.5.3). Для мод вищих порядків максимумами цього розподілу розташовані ближче до стінок трубки, де ефективність спустошення метастабільного рівня $1s$ (Ne), а, отже, і густина інверсії, вищі. Внаслідок цього ці моди зазнають більшого підсилення, що призводить до підвищення потужності випромінювання генерації при переході до цих мод.

Цей ефект дає можливість перестроювати поперечні моди випромінювання He-Ne лазера звичайним роз'юстуванням дзеркал резонатора. При малому куті роз'юстування перевагу мають моди вищих порядків, оскільки їх випромінювання має більше підсилення. Ці моди виграють конкуренцію (обумовлену спільним активним середовищем) у мод нижчих порядків. Максимальний порядок моди, яка може при цьому генеруватись, визначається відношенням внутрішнього радіуса газорозрядної трубки до радіуса пучка відповідної моди. Збільшення кута роз'юстування дзеркал веде до збільшення екранування мод високих порядків і зростання їх дифракційних втрат. Це призводить до зменшення ефективного підсилення цих мод і їх гасіння. В результаті перевагу отримують моди нижчих порядків.

Просторовий розподіл інтенсивності в пучку основної моди He-Ne лазера

Розподіл інтенсивності в пучку He-Ne лазера визначається полем мод сферичного резонатора, яке залежить від форми апертури дзеркал. Для найнижчого порядку моди (основної моди) просторовий розподіл напруженості електричного поля має вигляд

$$E_{00}(r, z) = A \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2w^2(z)}\right) \cdot \exp(i\Phi(z)), \quad (5.1)$$

де $w(z)$ радіус пучка на відстані z від так званої горловини (перетяжки) — найвужчого місця пучка,— яка в напівконфокальному резонаторі (що використовується в He-Ne лазерах) розташована на вихідному (сигнальному) дзеркалі. Залежність $w(z)$ визначається формулою:

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (5.2)$$

де w_0 – радіус горловини; $z_0 = kw_0^2$ – конфокальний параметр, який рівний довжині напівконфокальному резонатору l , ρ – відстань від осі пучка, $\Phi(z)$ – фаза, A – константа.

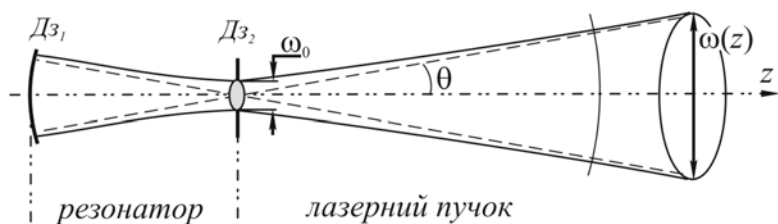


Рис.5.4. Просторовий розподіл поля в пучку основної моди He-Ne лазера.

Згідно (5.1) інтенсивність випромінювання ($\sim |E_{00}|^2$) плавно спадає з віддаленням від центра пучка. На екрані поперечний розподіл інтенсивності в пучку має вигляд круглої плями з максимальною

інтенсивністю в центрі і плавним падінням до її країв (рис.5.3). За радіус пучка умовно прийнята відстань від осі пучка, на якій густина енергії зменшується в e разів. Згідно (5.2) радіус пучка збільшується з відстанню z квадратично в ближній зоні ($z \ll z_0$) і лінійно в дальній зоні ($z \gg z_0$). Поверхня $w(z)$ (каустика) обмежує простір, в якому зосереджена основна потужність пучка. Вона має форму гіперболоїда обертання (рис.5.4).

Фронт пучка, що визначається умовою $\Phi(z) = \text{const}$, має сферичну форму з радіусом кривизни

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right). \quad (5.3)$$

Згідно (4.3) фронт пучка на поверхні сигнального дзеркала (в горловині) плоский ($R = \infty$), а в дальній зоні — сферичний з центром кривизни на поверхні сигнального дзеркала ($R = z$). Кут розбіжності пучка основної моди в дальній зоні

$$\theta_{00} = \frac{w_0 \cdot z/z_0}{z} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi z_0}} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi l}}. \quad (5.4)$$

Відповідно до цієї формули розбіжність пучка сформованого в напівконфокальному резонаторі визначається його довжиною.

Просторовий розподіл інтенсивності в модах вищих порядків

Розподіл поля в пучках мод вищих порядків визначається добутком гаусової функції (4.1) на добуток поліномів Ерміта $H_n(x/w) \cdot H_m(y/w)$ (в декартовій системі координат x, y — для прямокутної апертури дзеркал) або узагальненого полінома Лагера і експоненціального множника: $L_n^m(r^2/w^2) \cdot e^{im\phi}$ (в полярній системі координат r, ϕ — для кругової апертури дзеркал). Відповідно до цього розподіл залежить від порядку поліномів n, m , які вказуються як індекси в позначеннях поля мод і визначають їх порядок:

$$E_{nm}(x, y) = E_{00} H_n(x/w) H_m(y/w), \quad (5.5)$$

$$E_{nm}(r, \phi) = E_{00} L_n^m(r^2/w^2) \cdot e^{im\phi} \quad (5.6)$$

Поліноми Ерміта і Лагера (разом із експоненціальним множником) модулюють гаусовий розподіл інтенсивності. В результаті цього поперечний розподіл поля моди і відповідно пляма пучка на екрані ускладнюється: вона розбивається нулями цих функцій на кілька дрібніших плям.

Поліноми Ерміта і Лагера найнижчих порядків мають вигляд:

$$H_0 = 1, \quad H_1 = 2x, \quad H_2 = 4x^2 - 2; \quad (5.7)$$

$$L_0^m = 1, \quad L_1^m = (m+1) - r, \quad L_2^m = \frac{1}{2}(m+1)(m+2) - (m+2)r + \frac{1}{2}r^2 \quad (5.8)$$

Порядок поліномів співпадає з кількістю нулів поліномів — точок перетину з віссю абсцис відповідних кривих. В цих точках знак поліномів і знак напруженості електричного поля моди змінюється на протилежний. Це проявляється в поперечному розподілі інтенсивності у вигляді темних смуг, що розмежовують згадані дрібніші плями. Відповідно до цього індекси поперечних мод визначаються по структурі лазерних плям на екрані як кількість темних смуг вздовж осей певної системи координат: по осях x і y для прямокутної апертури і по радіусу r та куту φ для кругової апертури. Оскільки при повному обході круга кожна смуга зустрічається двічі то останній індекс (по куту φ) підраховується при обході по півколу.

Поперечний розмір пучка зростає із збільшенням порядку моди. Це обумовлено перерозподілом інтенсивності випромінювання із осі пучка на периферію (рис. 3), в результаті чого зростають межі, в яких зосереджена певна доля інтенсивності пучка (наприклад 90%). Кут розбіжності пучка мод вищих порядків зростає із збільшенням порядку моди відповідно до виразу

$$\theta_{nm} \approx \theta_{00} \sqrt{n(n+1) + m(m+1)}. \quad (5.9)$$

Причиною такого зростання є подрібнення поперечного розподілу на дрібніші плями і зменшення їх поперечних розмірів, що призводить до збільшення дифракції на них.

Лабораторна установка

Вимірювання генераційної характеристики He-Ne лазера $W(I)$ виконується на лабораторній установці, схема якої наведена на рис. 5.5. Вона складається з He-Ne лазера 1 (ЛГ-56), блока живлення лазера 2 з регулюванням сили струму в газорозрядній трубці; матової пластинки 3, яка розширює випромінювання лазера на всю поверхню фотокатода фотодіода 4 (ФД 24), що служить приймачем випромінювання лазера; мілівольтметра 5 для вимірювання фото ЕРС фотодіода і системи поворотних дзеркал $6a$, $6b$ для подовження пробігу лазерного променя при вимірюванні кута розбіжності лазерного променя.

При вимірюванні генераційної характеристики фотодіод 4 встановлюється так, щоб лазерний пучок попадав на центр матової пластинки і, відповідно, на його фотокатод. Наявність матової пластинки запобігає надмірному засвічуванню фотодіода і зменшує залежність вихідного сигналу від його переміщень та вібрацій. Змінюючи силу струму I в блоці живлення лазера 2, величина якої вимірюється міліамперметром на передній панелі приладу, вимірюють залежність потужності W лазерного пучка (величина якої

пропорційна фото ЕРС) від сили струму для кожного типу моди. Залежність $W(I)$ є важливою генераційною характеристикою лазера, яка суттєво залежить від порядку поперечної моди.

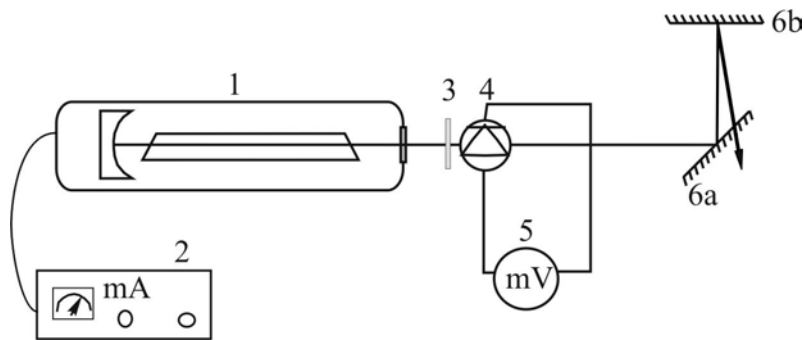


Рис.5.5. Схема експериментальної установки для вимірювання генераційної характеристики лазера та розбіжності його пучка: 1 — лазер ЛГ-56; 2 — блок живлення лазера; 3 — матова пластинка; 4 — фотодіод; 5 — мілівольтметр; 6a та 6b — система дзеркал для подовження пробігу лазерного променя.

При вимірюванні кута розбіжності лазерного пучка в дальній зоні перед фотодіодом встановлюють поворотне дзеркало 6a і направляють відбитий промінь на дзеркало 6b, встановлене біля стелі лабораторії, яке відбиває цей пучок назад. Щоб виконати умови дальньої зони поворотне дзеркало повинно бути встановлене на відстані від сигнального дзеркала на відстані $z \gg z_0$ ($z_0 = 30$ см для ЛГ-56, тому достатньо 50 см). Внаслідок подвійного проходження шляху між дзеркалами пучок змінює поперечні розміри через розбіжність. Кут розбіжності визначається через різницю діаметрів пучка на рівні дзеркала 6a до падіння на нього і після повернення пучка назад від дзеркала 6b: $\theta = (d_2 - d_1)/2s$, де $s = 195$ см — відстань між дзеркалами. Кут розбіжності лазерного пучка, як і генераційна характеристика $W(I)$, також залежить від поперечної моди.

Для спостереження поперечного та просторового розподілу інтенсивності випромінювання поперечних модів He-Ne лазера використовується пристрій схема якого наведена на рис.5.6, який встановлюється перед лазером на оптичній лаві з мірною лінійкою.

В цій схемі пучок лазера розширюється збірною лінзою L з фокусною відстанню f_L і попадає на розсіювальний екран S_2 . На екрані спостерігається збільшена лазерна пляма, яка фотографується веб-камерою, сфокусованою на екран. Камера може бути розташована або на осі пучка (спостереження на просвіт), або під кутом до неї (спостереження на відбиття). Зображення плями спостерігається на моніторі комп'ютера і записується у файл в форматі «bmp». Розподіл інтенсивності в плямі отримується за допомогою програми оцифровування «Digitizer». Налаштування генерації лазера на іншу поперечну моду здійснюється поворотом юстувальних гвинтів вихідного дзеркала.

Вся конструкція із лінзи, екрана і веб-камери жорстко закріплена на одній основі з жорстко фіксованою відстанню b між лінзою і екраном, що тим самим фіксує і площину спостереження S_1 , розташовану на відстані a від лінзи.

Розташування площини спостереження вказується покажчиком, прикріпленим до основи конструкції. Діаметри лазерного пучка в спряжених площинах, розташованих в площині вимірювання d_1 та на екрані d_2 , зв'язані лінійною залежністю:

$$d_2 = d_1 \frac{b}{a} = d_1 \frac{1}{b/f_n - 1}. \quad (5.10)$$

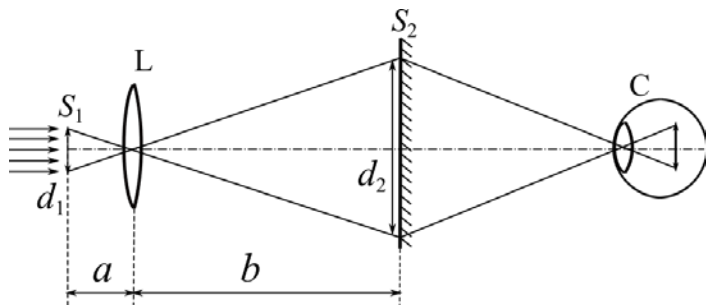


Рис.5.6. Схема вимірювання діаметра лазерного пучка.

Параметри схеми забезпечують збільшення зображення $m = 1/(b/f_n - 1) = 13.2$.

Діаметр пучка визначається по оцифрованому поперечному розподілу на рівні половинної інтенсивності. Пересуваючи всю конструкцію вздовж осі пучка вимірюється залежність діаметра пучка від відстані між лінзою і

сигнальним дзеркалом лазера. Для вимірювання абсолютних значень діаметра пучка d_1 потрібно використовувати мірну сітку з міліметровими поділками, розташовану в площині екрана, яку слід сфотографувати для порівняння із зображеннями лазерних плям.

Застереження:

Якщо при повороті гвинта генерація зникла, необхідно негайно її відновити обертанням того ж гвинта в зворотному напрямку. Обертання інших гвинтів лазера, оскільки воно може призвести до неконтрольованого роз'юстування резонатора, яке можна усунути лише додатковим юстуванням одним із методів, описаних в роботі № 4.

Порядок виконання роботи

При виконанні роботи строго виконувати всі застереження при роботі з лазерами (див. ДОДАТОК).

1. Увімкнути лазер ЛГ-56, для чого перевести тумблер «МЕРЕЖА» у верхнє положення і встановити ручку регулювання розрядного струму в середнє положення. При цьому повинна з'явитись генерація. Якщо генерація не виникла — звернутись до викладача.
2. Встановити на осі лазерного пучка пристрій (рис.5.6) з оптичною схемою для реєстрації поперечного розподілу інтенсивності мод залежності діаметра пучка від відстані до сигнального дзеркала. За допомогою юстувальних гвинтів лазера послідовно налаштуватись на генерацію основної та кількох нижчих поперечних мод, сфотографувати і записати їх зображення у файлах на комп'ютері.
3. Налаштувати генерацію основної моди і виміряти для неї просторовий розподіл інтенсивності випромінювання, фотографуючи веб-камерою пристрою рис.5.6 лазерні плями з інтервалом 20 см. Використовуючи ці

дані побудувати графік залежності діаметра пучка від відстані до сигнального дзеркала лазера. По куту нахилу асимптоти отриманої залежності знайти розбіжність пучка основної моди.

4. На осі лазерного променя замість пристрою рис.5.6 встановити дзеркало 6а на штативі таким чином, щоб відбитий промінь потрапляв на друге дзеркало 6б, прикріплене до стелі і повертався назад (рис.5.5). За допомогою міліметрового паперу визначити діаметр лазерного пучка до падіння на систему дзеркал та після їх проходження для основної та двох нижчих мод. Обрахувати для цих мод розбіжність пучка випромінювання. Відстань між дзеркалами 195 см. Порівняти результат з розбіжністю основної моди, отриманою в попередньому пункті.
5. На осі лазерного променя встановити фотодіод і ввімкнути мілівольтметр (рис.5.5). Обертанням ручки на блоці живлення лазера послідовно змінювати величину розрядного струму і виміряти залежність потужності випромінювання лазера (пропорційну ЕРС фотодіода на мілівольтметрі) від розрядного струму на міліамперметрі. Вимірювання провести для основної моди та двох найнижчих поперечних мод.
6. Після закінчення виконання роботи
 - закрити фотодіод та дзеркало чохлами;
 - вимкнути мілівольтметр;
 - вимкнути блок живлення лазера, для чого перевести тумблер «МЕРЕЖА» в нижнє положення та вимкнути блок з розетки.
 - Здати робоче місце інженеру практикуму.

Оформлення звіту

В звіті занотувати основні теоретичні відомості, що стосуються механізму утворення інверсії, розподілу поля та ідентифікації мод; описати методику вимірювання генераційних характеристик He-Ne лазера та розподілу поля в модах. Навести результати вимірювань: графіки генераційної характеристики $W(I)$, кути розбіжності лазерного пучка θ_{nm} в дальній зоні, зображення та розподіли інтенсивності для кількох найнижчих поперечних мод а також залежність діаметра лазерного пучка основної моди від відстані до сигнального дзеркала $d_{00}(L)$. Порівняти експериментальну залежність $d_{00}(L)$ та значення θ_{00} для основної моди з розрахованими згідно (5.2), (5.4) теоретичними значеннями.

Література:

1. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике.— М.: Наука., 1988. — 336 с.
2. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения.— М.: Радио и связь., 1981. — 439с.
3. Григорук В.І., Коротков А.П., Хижняк В.В. Лазерна фізика. — К, 1999.
4. Довгий Я.О. ОКГ. Спеціальний практикум. — К, 1977.

Лабораторна робота №6

ДИНАМІКА ВИПРОМІНЮВАННЯ ТВЕРДОТІЛЬНОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМІ ВІЛЬНОЇ ГЕНЕРАЦІЇ І МОДУЛЯЦІЇ ДОБРОТНОСТІ РЕЗОНАТОРА

Мета роботи: Вивчити часові залежності інтенсивності випромінювання твердотільного лазера в режимі вільної генерації і модуляції добротності резонатора. Провести порівняння тривалості лазерних імпульсів, а також залежностей пікової потужності і енергії випромінювання від енергії накачування для обох режимів.

Теоретична частина

Режим вільної генерації.

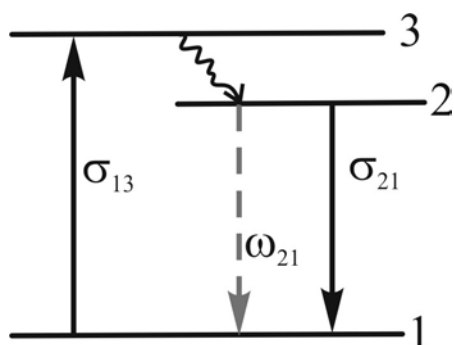


Рис. 6.1 Схема переходів в трьохрівневій схемі накачування

Розглянемо основні риси режиму вільної генерації на прикладі лазера з трирівневою схемою оптичного накачування (рис.6.1). З точністю до другорядних деталей всі висновки справедливі і для чотирьохрівневої схеми накачування.

Режим вільної генерації виникає в резонаторах, які не містять елементів з залежними від часу чи інтенсивності світла коефіцієнтами пропускання.

В найпростішому випадку резонатор містить тільки два дзеркала і активний елемент. Випромінювання лазера являє собою послідовність імпульсів («пічків»), обумовлених коливаннями густини інверсії населеності лазерних рівнів біля порогового значення $\Delta_{пор}$ (рис.6.2 b,c). Ці коливання обумовлені взаємодією двох протилежних факторів: росту інверсії під дією накачування і падінням інверсії внаслідок вимушеного випромінювання.

Зміна густини інверсії Δ і інтенсивності лазерного випромінювання I_L під дією накачування з інтенсивністю I_H описуються балансними рівняннями:

$$\frac{d\Delta}{dt} = (\sigma_{13}I_H - \omega_{21})n_a - (\sigma_{13}I_H + \omega_{21} + 2\sigma_{21}I_L)\Delta, \quad (6.1)$$

$$\frac{1}{c} \frac{dI_L}{dt} = \sigma_{21}\Delta I_L - \beta I_L, \quad (6.2)$$

де σ_{13}, σ_{21} — переріз переходів між рівнями центра випромінювання $1 \rightarrow 3$ і $2 \rightarrow 1$; ω_{21} — ймовірність спонтанних переходів $2 \rightarrow 1$; β — коефіцієнт втрат, c — швидкість світла, n_a — кількість активних центрів випромінювання в одиниці об'єму.

Для якісного розгляду процесів можна обмежитись аналізом тільки першого рівняння. При стаціонарному накачуванні $I_H = \text{const}$ (рис.6.2a) і

відсутності генерації ($I_L = 0$) величини $c_1 = \sigma_{13}I_H - \omega_{21}$ і $c_2 = \sigma_{13}I_H + \omega_H$ є константами і тому (6.1) легко розв'язується. Враховуючи, що всі центри випромінювання в початковий момент часу знаходяться на нижньому лазерному рівні і тому $\Delta|_{t=0} = -n_a$, отримаємо

$$\Delta = \frac{c_1 - (c_1 + c_2 n) e^{-c_2 t}}{c_2}. \quad (6.3)$$

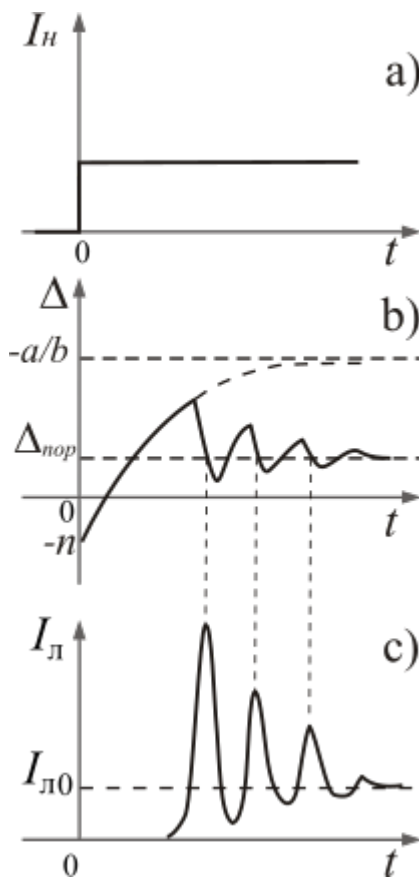


Рис.6.2. Часова залежність інтенсивності накачування (а), густини інверсної населеності (б) і інтенсивності лазерного випромінювання (с) в режимі вільної генерації.

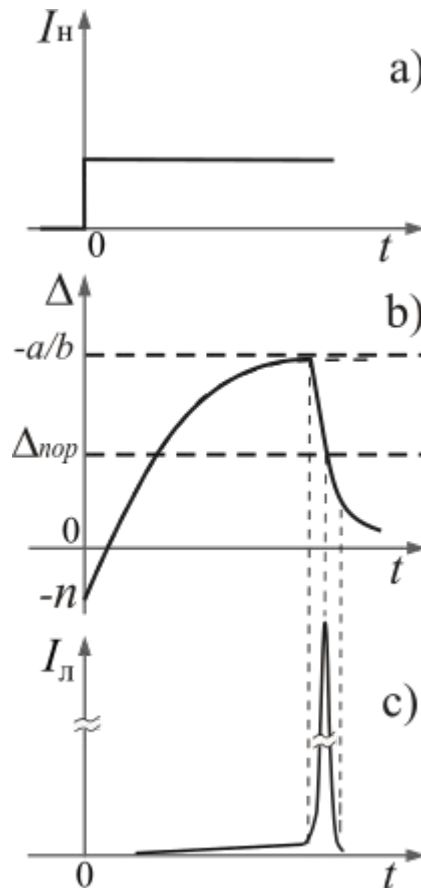


Рис.6.3. Часова залежність інтенсивності накачування (а), густини інверсної населеності (б) і інтенсивності лазерного випромінювання (с) в режимі модульованої добротності резонатора.

Відповідно до цієї формули інверсія зростає, наближаючись до граничного значення c_1/c_2 (рис.6.2б). Але в дійсності це зростання продовжується тільки до моменту досягнення порогового значення $\Delta_{por} = \beta/\sigma_{21}$, коли виникає генерація. В результаті генерації різко зростає кількість переходів з верхнього на нижній рівень внаслідок вимушеного випромінювання і інверсія падає, оскільки внаслідок зростання I_L другий доданок в (6.1) по величині переважає перший і тому $\frac{d\Delta}{dt} < 0$. Падіння інверсії відбувається до рівня нижче порогового і генерація, а разом з нею і індуковане скидання населеності

верхнього рівня, припиняються. Інверсія знову починає зростати згідно (6.3), поки не перевищує Δ_{nor} і знову виникає генерація. Це призводить до періодичних пульсацій Δ і I_L в часі (рис.6.2с).

Кількісну залежність $I_L(t)$ і $\Delta(t)$ можна отримати, розв'язуючи систему (6.1) – (6.2) методом послідовних наближень, подаючи ці величини як суму постійних складових і залежних від часу малих добавок: $\Delta(t) = \Delta_0 + \delta(t)$, $I_L = I_{L0} + i(t)$.

Постійні складові Δ_0 і I_{L0} знаходяться як розв'язки рівнянь (6.1) – (6.2) в нульовому наближенні (при $\delta, i=0$)

$$\Delta_0 = \frac{\beta}{\sigma_{21}} = \Delta_{nor} ; \quad I_{L0} = \frac{(\sigma_{13}I_H - \omega_{21})n_a}{2\sigma_{21}\Delta_0}. \quad (6.4)$$

Рівняння для малих добавок в першому наближенні отримуються з (6.1), (6.2) при підстановці в них $I(t)$, $\Delta(t)$ із знайденими значеннями сталих складових (5.4) і відкиданням членів другого порядку малості

$$\frac{di}{dt} = \nu\sigma_{21}I_{L0}\delta, \quad (6.5)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = -2\sigma_{21}(\Delta_0 i + I_{L0}\delta). \quad (6.6)$$

Розв'язки даних рівнянь при початкових умовах $i, \delta|_{t=0} = 0$ мають вигляд:

$$i(t) = C_1 e^{\mu_1 t} + C_2 e^{\mu_2 t}, \quad (6.7)$$

$$\delta(t) = C_3 e^{\mu_1 t} + C_4 e^{\mu_2 t}, \quad (6.8)$$

де

$$\mu_{1,2} = -\sigma_{21}I_{L0} \left[1 \pm \sqrt{1 - 2 \frac{\nu\Delta_0}{I_{L0}}} \right]. \quad (6.9)$$

Видно, що при

$$\left(2 \frac{\nu\Delta_0}{I_{L0}} \right) > 1 \quad (6.10)$$

показники експонент є комплексними, а функції $i(t)$ й $\delta(t)$ — осцилюють з затухаючою в часі амплітудою. Величини $I_L(t)$ і $\Delta(t)$ осцилюють біля значень Δ_0 і I_{L0} . Частота осциляцій $\omega \sim \sqrt{I_H}$, а час затухання $\tau \sim \frac{\beta}{I_H}$.

На практиці регулярні коливання спостерігаються тільки поблизу порогу генерації. Це пов'язано з тим, що генерація розвивається в окремих, не пов'язаних між собою ниткоподібних каналах через неоднакову оптичну якість по перерізу кристалу. Тобто лазер з плоскопаралельним резонатором еквівалентний сукупності окремих, не пов'язаних між собою мікролазерів, що відповідають цим каналам. Для кожного з них справедливі наведені вище міркування, але в силу довільності моменту виникнення генерації в цих каналах, сумарне випромінювання являє собою нерегулярні і невідтворювані

пульсації — «пічки». Тому цей режим отримав назву пічковий. Як впливає з (6.10), він здійснюється при не дуже високих накачках:

$$I_H < \frac{1}{\sigma_{13}} \left(\omega_{21} + \frac{4\nu\beta^2}{\sigma_{21}n_a} \right). \quad (6.11)$$

При високих накачках, коли виконується зворотна до (6.11) умова, величини (6.9) є дійсними, а $i(t)$ і $\delta(t)$ експоненціально затухають. Такий режим називають «гладким». Експериментально його реалізувати нелегко, оскільки для цього необхідно позбутись незалежності генерації в окремих каналах.

Недоліком обох режимів вільної генерації є відносно невелика інтенсивність лазерного випромінювання, обумовлена тим, що генерація починається зразу після перевищення інверсною заселеністю Δ порогового значення $\Delta_{пор}$.

Режим модульованої добротності резонатора.

Цей режим реалізується в резонаторах, які містять елементи з залежними від часу чи інтенсивності світла коефіцієнтами пропускання. Такими елементами є оптичні перемикачі на ефектах Поккельса, Керра, Фарадея або інших принципах, а також фототропні середовища.

В даній роботі використовується перемикач Поккельса. Його коефіцієнт пропускання при подачі імпульсу напруги на електрооптичний кристал змінюється від $T=0$ до $T \sim 100\%$. Поки перемикач не ввімкнений, він вносить додаткові втрати β' в резонатор і порогове значення інверсної населеності $\Delta'_{пор} = \frac{\beta + \beta'}{\sigma_{21}}$ виявляється істотно більш високим, ніж в резонаторі без

перемикача. Тому генерація не виникає при тих значеннях Δ , що у вільному від перемикача резонаторі. Оскільки генерація відсутня, то Δ продовжує рости, наближаючись до граничного значення c_1/c_2 (рис. 6.3b). Це триває до моменту вмикання перемикача імпульсом напруги. Величина β' спадає при цьому практично до нуля, і втрати в резонаторі, а тому і порогове значення інверсії, стають практично такими, як і при відсутності перемикача. Завдяки високому рівню досягнутої інверсії виникає значне перевищення коефіцієнта підсилення над коефіцієнтом втрат $\sigma_{21}\Delta \gg \beta$ і в рівнянні (6.2) виникає велике значення

похідної $\frac{dI_{\lambda}}{dt} \gg 0$. Тому зростання інтенсивності лазерного випромінювання з часом проходить дуже швидко. Це в свою чергу різко збільшує ймовірність вимушених переходів, що зменшує інверсну населеність. В результаті похідна $\frac{dI_{\lambda}}{dt}$ в (6.2) зменшується, а потім стає від'ємною. Таким чином, формується

короткий ($\sim 10^{-8}$ с) і інтенсивний ($\sim 10^6 - 10^7$ Вт) лазерний імпульс (рис. 6.3c). Висока інтенсивність обумовлена тим, що, на відміну від режиму вільної генерації, в активних центрах випромінювання накопичується значно більша енергія, яка через більше підсилення середовища випромінюється за дуже малий час.

Лабораторна установка

Лабораторна установка (рис.6.4) складається з лазера на кристалі YAG: Nd^{3+} і вимірjuвальної частини. Лазер складається з резонатора, утвореного дзеркалами 1, 8 з коефіцієнтами відбивання 100% і 40%, в якому розміщений кристал 2 DKDP (хімічна формула KD_2PO_4) електрооптичного модулятора (ЕМД) та активний елемент 4 (YAG: Nd^{3+}). Дзеркало 100% та кристал ЕМД

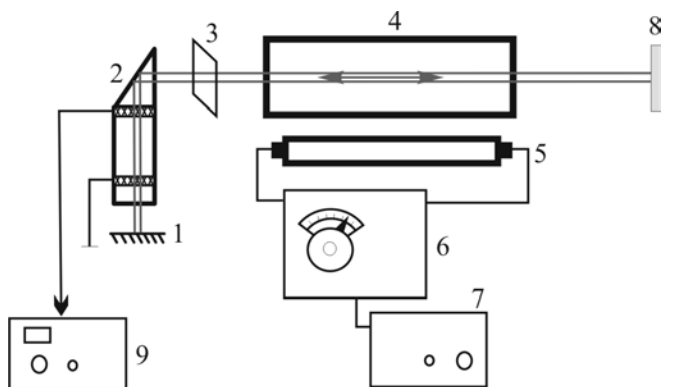


Рис.6.4. Схема лазера з електрооптичним модулятором добротності резонатора.

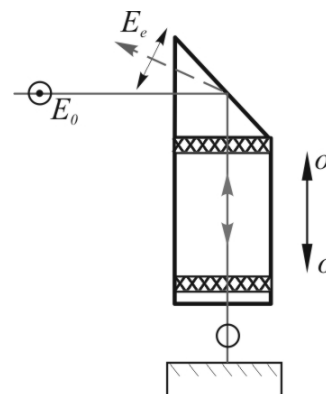


Рис.6.5. Хід променів в електрооптичному модуляторі добротності.

змонтовані в єдиному герметичному моноблоці (для запобігання попадання вологи на гігроскопічний кристал DKDP).

Кристал ЕМД являє собою прямокутний паралелепіпед із нанесеними на ньому поясковими електродами і скошеною під кутом 45° одною гранню. Частина кристалу із скошеною гранню виконує роль призми повного внутрішнього відбиття. Завдяки цьому резонатор має Г-подібну форму, в одному плечі якого розміщений АЕ з сигнальним дзеркалом, а в іншому МД із 100% дзеркалом. Кристал вирізаний вздовж його оптичної осі OO (Рис.6.5). Між АЕ і кристалом ЕМД розташована плоскопаралельна скляна пластинка 3 орієнтована під кутом Брюстера, яка задає поляризацію випромінювання генерації E_0 , що відповідає звичайному променю кристалу. Випромінювання цієї поляризації не має втрат на відбиття на пластинці, в той час як втрати іншої поляризації E_e , що відповідає незвичайному променю, становлять $\sim 20\%$. Внаслідок такої різниці втрат генеруватись може лише випромінювання E_0 .

АЕ разом з лампою накачки 5 змонтований в освітлювачі, що являє собою кварцовий циліндричний моноблок із дзеркальною зовнішньою поверхнею. Енергія накачування $U_{\text{нак}}$ регулюється в блоці управління 6 зміною напруги на накопичувальних конденсаторах в блоці накачування 7. Через освітлювач постійно прокачується водний розчин KCr_2O_7 , що забезпечує охолодження активного елемента та лампи і одночасно служить світлофільтром, що поглинає шкідливу для іонів Nd^{3+} короткохвильову частину спектра імпульсної лампи і тим самим запобігає фотохімічному утворенню в кристалі YAG: Nd^{3+} центрів забарвлення, поглинання яких підвищує поріг генерації.

Принцип дії електрооптичного модулятора (рис.6.5) ґрунтується на залежності кута відбивання падаючого променя на скошеній грані анізотропного кристалу від площини поляризації відповідної хвилі: 90° для звичайного і більше 90° для незвичайного променя. Завдяки цьому перехід від звичайного до незвичайного променя еквівалентний роз'юстуванню резонатора. Цей перехід здійснюється подачею так званої чверть хвильової напруги $U_{\lambda/4}$, що подається на пояскові електроди з блока живлення модулятора 9 (рис.6.4). При подачі напруги кристал стає двовісним, а випромінювання E_o , яке при відсутності напруги було звичайним променем, тепер перестає бути таким: тепер вектор напруженості E_o є сумою складових звичайної $\vec{E}'_o$ та незвичайної $\vec{E}''_e$ хвилі двовісного кристалу: $\vec{E}_o = \vec{E}'_o + \vec{E}''_e$. При проходженні міжелектродної ділянки кристалу між цими складовими виникає зсув фаз, який залежить від прикладеної напруги. При чвертьхвильовій напрузі $U_{\lambda/4}$ цей зсув становить $\pi/2$, в результаті чого на дзеркалі 8 це випромінювання набуває кругової поляризації. На зворотному шляху зсув подвоюється і на скошену грань повертається плоскополяризованим з напрямом коливань повернутим на 90° , тим самим перетворюючись на незвичайний промінь E_e і відхиляючись на кут більший 90° , що еквівалентно роз'юстуванню резонатора.

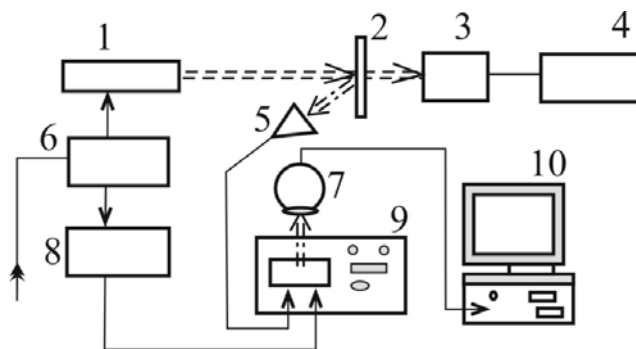


Рис.6.6. Схема вимірювальної частини установки: 1 – лазер, 2 – ІЧ візуалізатор, 3, 4 – вимірювальна головка та блок індикації калориметричного вимірювача енергії, 5 – фотодіод, 6 – блок управління лазером, 7 – веб-камера, 8 – блок затримки, 9 – запам'ятовуючий осцилограф, 10 – комп'ютер.

Вимірювальна частина установки складається із каналів реєстрації осцилограм випромінювання і енергії лазерних імпульсів. В осцилографічний канал входить встановлений в пучок неодимового лазера 1 інфрачервоний (ІЧ) візуалізатор 2, який перетворює невидиме ІЧ випромінювання лазера в зелене світіння. Випромінювання візуалізатора реєструється фотодіодом 5 і запам'ятовуючим осцилографом 9 (С8-17). Момент запуску розгортки осцилографа відносно імпульсів генерації регулюється блоком затримки 8 (генератор Г5-56 або Г5-54 в залежності від режиму роботи лазера), який запускається блоком управління 6 лазера. Останній запускається натисканням виносної кнопки запуску. Динаміка лазерного випромінювання реєструється з екрана осцилографа за допомогою веб-камери 7, підключеної до комп'ютера 10, на екрані якого відтворюється осцилограма. Приклади осцилограм в режимах вільної генерації та модульованої добротності наведені на рис.6.7. Із-за достатньо великого опору навантаження фотодіода (1кОм) імпульси в режимі модуляції добротності мають затягнутий задній фонт. Тому тривалість імпульсу необхідно оцінювати як удвоєну тривалість переднього фронту.

Енергія лазерних імпульсів вимірюється калориметричним вимірювачем ИМО-2. Він складається із вимірювальної головки 3, в якій розміщений почорнений тонкостінний конус, оповитий термоопорами і блока індикації 4. Поглинаючи лазерне випромінювання конус нагрівається і змінює величину термоопорів пропорційно енергії лазерних імпульсів. При попередньому калібруванні блока індикації за допомогою вмонтованого в нього генератора каліброваних імпульсів струму він реєструє зміну термопору в одиницях енергії.

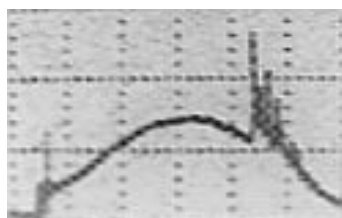
Порядок виконання роботи

При виконанні роботи строго виконувати всі застереження при роботі з лазерами (див. ДОДАТОК).

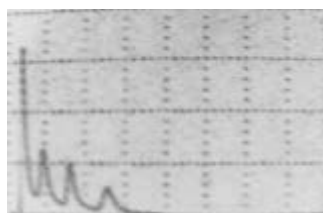
1. Увімкнути лазер в режимі вільної генерації згідно п. «Порядок вмикання та вимикання установки», наведеного нижче.
2. Запускаючи лазер за допомогою виносної кнопки, підібрати напругу на накопичувальних конденсаторах блока живлення лазера на 5-10 В вище від порогового значення для забезпечення стабільної роботи лазера в процесі налаштування системи реєстрації осцилограм випромінювання.
3. Встановити в пучок лазера візуалізатор інфрачервоного випромінювання і під кутом $\approx 30^\circ$ до нього – фотодіод ФД-24, зорієнтувавши його вхідне вікно на місце попадання пучка на візуалізатор. Перед фотодіодом встановити послаблюючий скляний фільтр для уникнення його перевантаження. Подати напругу (~ 5 В) живлення на фотодіод. За допомогою коаксіального кабеля під'єднати фотодіод до входу 1 (У1) запам'ятовуючого осцилографа С8-17.
4. Синхронізувати запуск осцилографа з моментом появи лазерного імпульса. Для цього:
 - а. вхід зовнішньої синхронізації осцилографа (гніздо «запуск») під'єднати до виходу 2 блоку часової затримки (генератор Г5-56);
 - б. осцилограф встановити в режим зовнішнього запуску («1:10»);
 - с. до входу генератора під'єднати кабель запуску синхронізації з гнізда «вих.1» на блоці управління лазера;
 - д. ручками ступеневого і плавного регулювання 2-го виходу (з чорним маркуванням) на панелі генератора встановити затримку між імпульсом синхронізації і моментом запуску осцилографа $\approx 7.8 \pm 0.2$ мс.
5. Ввімкнути і підготувати запам'ятовуючий осцилограф до роботи, для чого встановити його в наступний режим:
 - а. полярність сигналу «+»;
 - б. розгортка 20 мкс/под;
 - с. чутливість 0.5 В/под;
 - д. кнопка вибору режиму запису в положенні «НАКОПИЧЕННЯ» (натиснута кнопка 

- e. режим витирання екрану «АВТОМАТИЧНИЙ» (натиснута кнопка ☼), частота витирання в крайньому правому положенні «тах» - цей режим зручний в процесі налаштування вимірювань;
 - f. кнопка «РАЗОВИЙ» натиснута;
 - g. натиснути кнопку «ГОТОВИЙ», щоб загорілась лампочка індикації;
 - h. натиснути кнопку очистки екрана осцилографа (кнопка  під екраном осцилографа).
6. Зробити постріл, спостерігаючи на екрані осцилографа пічкову структуру, яка автоматично витирається через час 0.5 с (при потребі підбирається ручкою частоти витирання). Відрегулювати затримку запуску розгортки осцилографа на блоці затримки, щоб пічкова структура спостерігалась посередині екрана. При необхідності змінити швидкість розгортки, щоб на екрані помістилась і була добре розділена вся пічкова структура.
 7. Підібрати мінімальну напругу накачування, при якій виникає вільна генерація (пороговий режим), спостерігаючи появу лазерного пучка за допомогою ІЧ візуалізатора. Підібрати чутливість вхідного каналу осцилографа, щоб пічки на осцилограмі мали достатню амплітуду. Відрегулювати положення веб-камери, щоб осцилограма розташовувалась по центру екрана дисплея комп'ютера.
 8. Перевести режим витирання з автоматичного на ручний (відтиснути кнопку ☼) та очистити екран натискуванням кнопки . Запустити лазер і отримати осцилограму, яка зберігатиметься на екрані до наступного витирання кнопкою , (що зручно для аналізу і фотофіксації осцилограм).
 9. Сфотографувати осцилограму за допомогою веб-камери і записати її у файл, вписавши в його назву дані, при яких осцилограма отримана: режим генерації (вільна генерація), напруга накачування (встановлена на блоці управління 6), ціни шкали розгортки і чутливості осцилографа.
 10. Натисканням кнопки «ПУСК ШКАЛИ» ввімкнути індикацію виміральної сітки і повторити запис осцилограм.
 11. Повторити п.п.8-10 послідовно підвищуючи напругу накачування ступенями $\approx$ на 10 В і досягти появи накладання спочатку двох, а потім багатьох серій регулярних пульсацій аналогічно наведеним на рис. 6.7. Для кожної напруги отримати 2 – 3 осцилограми.
 12. Увімкнути електрооптичний модулятор добротності. Підвищити напругу накачування лазера до появи генерації, контролюючи появу лазерного пучка ІЧ візуалізатором. Перед фотодіодом встановити послаблюючі фільтри із загальним коефіцієнтом пропускання $T \approx 0.02$.
 13. Синхронізувати запуск осцилографа використовуючи імпульс синхронізації з електрооптичного модулятора. Для цього: гніздо зовнішньої синхронізації осцилографа («запуск») під'єднати до виходу блока затримки (генератор Г5-54), а вхід блока до гнізда «синхр.» на

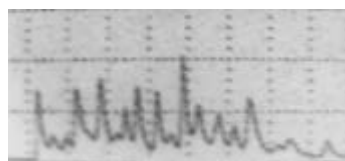
стійці приладів. Ручкою ступеневого регулювання на панелі блока встановити затримку $\approx 1 \mu\text{с}$. Поступово перемикаючи розгортку осцилографа на коротші діапазони і плавно регулюючи затримку запуску осцилографа, домогтися появи осцилограми лазерного імпульсу в центрі екрану.



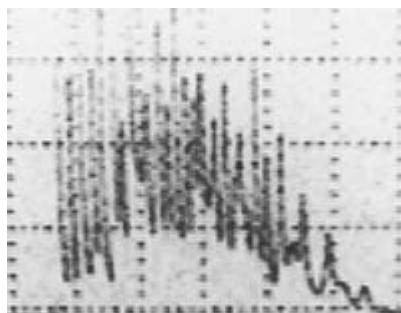
а) Взаємне розташування серії імпульсів в режимі вільної генерації (пічки) і імпульса випромінювання лампи накачування (широкий п'єдестал). Генерація імпульсів виникає в момент досягнення порогового значення інверсії.



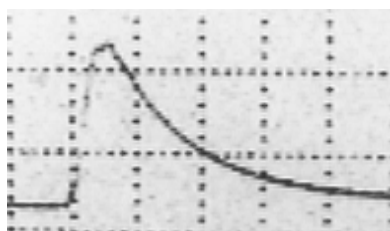
б) Серія регулярних імпульсів в режимі вільної генерації при пороговому значенні інтенсивності накачування.



в) Накладання кількох незалежних серій регулярних лазерних імпульсів при інтенсивності накачування, що незначно перевищує порогів рівень.



г) Накладання багатьох незалежних серій, що призводить до повної хаотичності лазерних імпульсів при енергії накачуванні значно вище порогового рівня.



е) Генерація одиночного («гігантського») імпульса в режимі модуляції добротності; розгортка по часу в 25 разів менша ніж на попередніх осцилограмах. Задній фронт імпульсу затягнутий внаслідок інерційності каналу реєстрації.

Рис. 7. Приклади осцилограм випромінювання генерації неодимового лазера в режимах вільної генерації (а – д) і модульованої добротності резонатора (е).

14. Зафіксувати осцилограми імпульсів лазера в режимі модульованої добротності резонатора для кількох значень напруги накопичувальних резонаторів з інтервалом 5В.
15. За результатами вимірів пп. 9-11 визначити середню тривалість пічків та інтервал між ними (в реальних одиницях), а також їх потужність і загальну енергію – площу під ними (у відн.од.).
16. Побудувати графіки залежності тривалості пічків, потужності і загальної енергії пічків у відносних одиницях від енергії накачування, вважаючи її пропорційною квадрату напруги на накопичувальних конденсаторах лазера.
17. За результатами п.14 визначити тривалість лазерних імпульсів в режимі модуляції добротності, а по амплітуді імпульса та коефіцієнту пропускання Т використаних фільтрів оцінити його відносну потужність порівняно з пічками режиму вільної генерації.
18. Побудувати графіки залежності тривалості і відносної потужності лазерного імпульса в режимі модуляції добротності від енергії накачування.
19. Отримані результати навести в звіті.

Порядок вмикання та вимикання установки:

1. Увімкнути насос охолодження лазера на щитку електроживлення
2. На блоці управління лазером СУМ-7 натиснути кнопку вибору періодичності роботи лазера «одиначний».
3. Послідовно тумблером «ВКЛ», кнопкою «ПУСК» на блоці БЗ-1 та тумблером затримки на блоці БР-1 увімкнути блоки живлення лазера. Встановити на блоці СУМ-7 напругу накопичувача 800 В.
4. Натискаючи виносну кнопку запуску лазера перевірити наявність вільної генерації за допомогою візуалізатора інфрачервоного випромінювання. При відсутності генерації звернутись до викладача.
5. Натискаючи з інтервалом 2–3 хвилини кнопки «МЕРЕЖА» і «ВИСОКЕ» на блоці МГІН-1 управління електрооптичним перемикачем, увімкнути модуляцію добротності резонатора. Імпульс напруги, що вмикає електрооптичний перемикач, подається блоком МГІН-1 автоматично при запуску лазера.
6. Аналогічно п. 4, перевірити наявність генерації в режимі модульованої добротності. При відсутності генерації підвищити напругу на 50–100 В. Якщо генерація не з'явиться, звернутись до викладача.
7. Вимикання лазера здійснити в зворотному до п. 1–3 порядку:
 - а. зменшити до 250 В напругу накопичувача на блоці СУМ-7 ;
 - б. послідовно натиснути кнопку «СТОП» (блок БР-1), вимкнути тумблери «ВІКЛ» (блок БЗ-1) та затримки (блок БР-1);
 - с. вимкнути насос охолодження лазера.

Оформлення звіту

В звіті коротко описати фізичні процеси, що впливають на динаміку випромінювання в режимах вільної генерації та модуляції добротності резонатора. Навести осцилограми випромінювання та графіки залежності параметрів імпульсів (тривалість, інтервал між ними, відносна потужність та загальна енергія) в обох режимах від енергії накачування. Порівняти динаміку і залежності параметрів випромінювання (тривалість, енергія, потужність) в обох режимах. Пояснити отримані дані.

Література

1. Григорук В.І., Іванісік А.І., Коротков П.А. Експериментальна лазерна оптика. – К., 2007.
2. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь., 1981. – 439с.
3. Звело О. Физика лазеров. М.: Мир., 1979. – 373с.

Лабораторна робота №7

ФОКУСУВАННЯ ГАУСОВОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Мета роботи: Вивчити властивості сфокусованого лазерного пучка і виміряти його основні параметри.

Теоретична частина

Лазерний пучок, що формується в оптичному резонаторі, є гаусовим з просторовим розподілом амплітуди коливань електромагнітного поля в основній моді:

$$E(r, z) = E_{00} \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2(z)}\right) \exp i\left(kz - k\frac{r^2}{2R(z)} + \Phi(z)\right), \quad (7.1)$$

де

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right), \quad (7.2)$$

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right), \quad (7.3)$$

$$z_0 = \frac{L}{2} = kw_0^2. \quad (7.4)$$

Параметр $w(z)$ має зміст радіуса гаусового пучка, який обмежує просторову область з інтенсивністю випромінювання, що змінюється не більше ніж в e^{-1} разів, а параметр $R(z)$ - кривизни хвильового фронту. Обидва параметри змінюються з відстанню z від горловини (перетяжки) - найвузшого місця пучка з радіусом w_0 . Величина z_0 визначає точку найбільшої крутизни (найменшого радіуса кривизни) хвильового фронту, що можна встановити із умови екстремуму $R'(z_0) = 0$; вона носить назву конфокального параметра. Відповідно до (7.2) радіус пучка в межах $-z_0 \div z_0$ змінюється не більше ніж в $\sqrt{2}$, а площа його поперечного перерізу відповідно не більше ніж в 2 рази, порівняно з горловиною – тому цей проміжок можна вважати областю концентрації енергії гаусового пучка. $\Phi(z)$ – слабозмінна функція, яка відіграє роль початкової фази.

Ідеальна тонка лінза, фокусуючи гаусів пучок, перетворює його із розбіжного в збіжний. При достатній апертурі лінзи розподіл інтенсивності випромінювання на поверхні хвильового фронту зберігає гаусову форму і тому описується такими ж залежностями, що і падаючий пучок. Тому залежність радіуса пучка та радіуса кривизни його хвильового фронту після лінзи описуються аналогічними формулами:

$$v^2(z) = v_0^2 \left(1 + \left(\frac{x}{x_0}\right)^2\right), \quad (7.5)$$

$$\tilde{R}(x) = x \left(1 + \left(\frac{x_0}{x}\right)^2\right), \quad (7.6)$$

$$x_0 = \frac{L}{2} = k v_0^2. \quad (7.7)$$

де та v_0, x_0 , $\tilde{R}(x)$ - радіус горловини, конфокальний параметр¹, та радіус кривизни хвильового сфокусованого гаусового пучка біля поверхні лінзи (рис.7.1). В формулах (7.1) – (7.7) відстані відраховуються від горловин відповідних пучків.

Лінза є фазовим коректором, який змінює лише кривизну хвильового фронту. Тому паралельний пучок, в якого радіус кривизни $R=\infty$, а кривизна $\frac{1}{R}=0$, перетворюється в збіжний з центром кривизни в її фокусі і, отже, з кривизною $-\frac{1}{f}$ (f – фокусна відстань; знак «-», бо хвильовий фронт збіжного пучка розташований відносно центра його кривизни протилежно від напрямку розповсюдження). Тобто лінза змінює кривизну хвильового фронту пучка на $-\frac{1}{f}$, тому це повинно виконуватись для пучків будь-якого радіуса:

$$\frac{1}{\tilde{R}} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f}. \quad (7.8)$$

Діаметр пучка D при проходженні лінзи залишається незмінним:

$$w = v = D. \quad (7.9)$$

Формули (7.8) і (7.9) описують перетворення гаусового пучка лінзою і дають

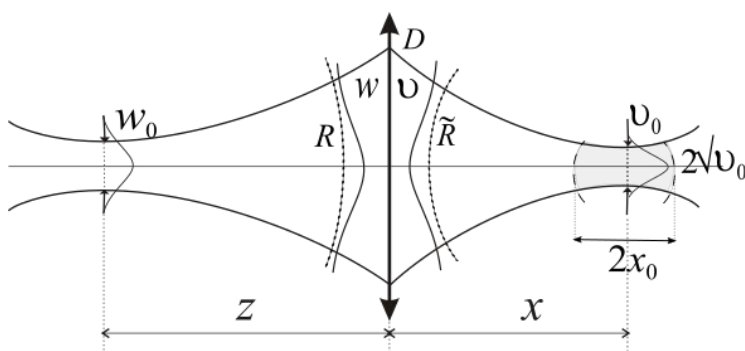


Рис.7.1. Перетворення гаусового пучка лінзою. Суцільними кривими зображені розподіли інтенсивності, штриховими хвильові фронти. Заштрихована область відповідає концентрації енергії сфокусованого пучка.

змогу розрахувати параметри сфокусованого пучка: діаметр його горловини

$2v_0$, її координати (відстань від лінзи) і подвоєний конфокальний параметр $2x_0$, який визначає поздовжній розмір області фокусування (відстані між точками в яких радіус пучка збільшується в $\sqrt{2}$ раз (відповідно площа поперечного перерізу в два

рази) порівняно з горловиною, див. рис.7.1). Ділячи вираз (7.6) на (7.5) знаходимо:

$$x = \frac{k^2 D^2 v_0^2}{\tilde{R}} \quad (7.10)$$

Підставляючи (7.9) в (7.5) після алгебраїчних перетворень знаходимо:

$$v_0^2 = \frac{D^2}{k^2 D^4 + \tilde{R}^2} \tilde{R}^2, \quad (7.11)$$

І, нарешті, підставляючи (7.11) в (7.10), знаходимо

¹ Конфокальний параметр відповідає відстані від дзеркала до середини еквівалентного конфокального резонатора, в якій знаходиться горловина гаусового пучка. В деяких посібниках конфокальним параметром називають вдвічі більшу величину, яка дорівнює довжині еквівалентного конфокального резонатора.

$$x = \frac{k^2 D^4}{k^2 D^4 + \tilde{R}^2} \tilde{R}. \quad (7.12)$$

Формули (7.11), (7.12) разом із (7.2) та (7.8) і (7.9) дозволяють розрахувати радіус ν_0 і відстань x горловини сфокусованого пучка від лінзи по відомих значеннях радіуса w_0 горловини вихідного пучка, відстані z від неї до лінзи і фокусній відстані лінзи f . Фокусуванню пучка відповідає зміна знаку кривизни хвильового фронту, для чого необхідно (див. (7.12) і (7.8)), щоб $f < R$.

Розглянемо найбільш важливий випадок фокусування лінзою, коли вона розташована на великій відстані від горловини падаючого пучка, що відповідає умові $z \gg z_0 = kw_0^2$, і лінзу можна вважати короткофокусною в порівнянні з відстанню $f \ll z$. При цих умовах радіус кривизни хвильового фронту сфокусованого пучка дорівнює фокусній відстані лінзи:

$$R = z + \frac{(kw_0^2)^2}{z} \approx z \rightarrow \frac{1}{\tilde{R}} = \frac{1}{z} - \frac{1}{f} \approx -\frac{1}{f}, \quad (7.13)$$

а горловина знаходиться в фокусі лінзи

$$x = \frac{1}{1 + \left(\frac{\tilde{R}}{kD^2}\right)^2} \tilde{R} = \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{kD^2}\right)^2} (-f) \approx -f, \quad (7.14)$$

оскільки

$$\frac{f}{kD^2} = \frac{f}{kw_0^2(1+z^2/z_0^2)} \approx \frac{fz_0}{z^2} \ll 1. \quad (7.14a)$$

Аналогічно можна показати, що радіус горловини сфокусованого гаусового пучка:

$$\nu_0 = w_0 \frac{f}{z}. \quad (7.15)$$

Тобто при фокусуванні короткофокусною лінзою на великій відстані радіус горловини зменшується в z/f разів.

Він тим менший, чим менший фокус лінзи і чим далі лінза знаходиться від горловини вихідного пучка.

Відповідно зменшується протяжність області концентрації енергії в сфокусованому пучку

$$2x_0 = 2k\nu_0^2 = 2z_0 \frac{f^2}{z^2}. \quad (7.16)$$

Оскільки $\nu_0 = \sqrt{\frac{z_0}{k}} \sim \sqrt{\lambda}$, то розмір фокальної плями і протяжність області концентрації енергії зменшуються для коротких хвиль.

Ці формули справедливі, доки гаусовий пучок не почне

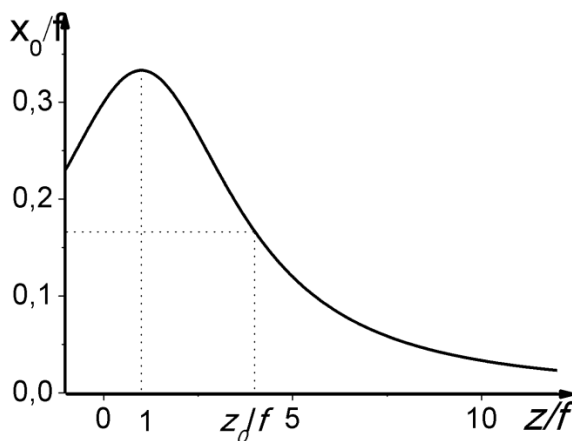


Рис.7.2. Залежність відносного конфокального параметра сфокусованого гаусового пучка від відносної відстані до лінзи від горловини падаючого пучка

обмежуватись апертурою лінзи при її віддаленні від горловини падаючого пучка. Тому існує обмеження на мінімальний діаметр сфокусованої плями:

$$2\nu_{0\min} \sim 2\frac{\lambda}{\pi} \sim \lambda. \quad (7.17)$$

Залежність (7.11) можна перетворити до вигляду, зручному для аналізу в загальному випадку (простіше її можна отримати матричним методом):

$$x_0/f = \frac{z_0/f}{(1-z/f)^2 + (z_0/f)^2}. \quad (7.18)$$

Ця залежність відповідає функції Лоренца з максимумом при $z/f=1$ і шириною $\Delta = z_0/f$. Її графік наведено на **рис.7.2** для значення параметра $z_0/f = 3$. Оскільки $x_0 \sim \nu_0^2$ (як і $z_0 \sim w_0^2$), то використовуючи (7.18), можна проаналізувати залежність радіусу горловини сфокусованого пучка від відстані між лінзою і горловиною вихідного пучка.

Із фізичного змісту параметрів в формулі (7.18) видно, що сфокусований пучок найгірше стискається (x_0 і ν_0 мають максимальні значення), коли передній фокус лінзи розташований в горловині вихідного пучка. При віддаленні фокуса від горловини величини x_0 і ν_0 монотонно спадають.

Експериментально місце розташування горловини сфокусованого пучка можна знайти як точку, де радіус гаусового пучка має мінімальне значення. Оскільки залежність $\nu(x)$, що задається формулою (7.4), в області горловини досить полого (див. рис.7.1) то із-за експериментальних похибок безпосередньо встановити положення мінімуму важко. Тому мінімум доцільно визначати як точку симетрії залежності кривої $\nu(x)$ в цій області.

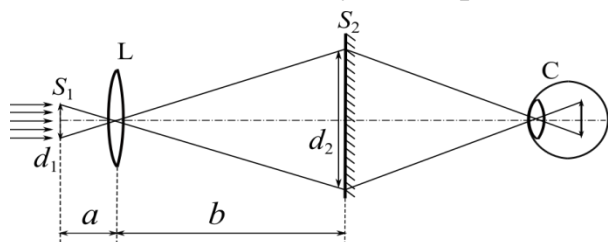


Рис.7.3. Оптична схема вимірювання діаметра лазерного пучка.

Для вимірювання залежності діаметра лазерного пучка від відстані та знаходження координати і діаметра горловини сфокусованого пучка використовується оптична схема (**рис.7.3**), аналогічна

використаній в роботі №5. Розподіл інтенсивності в поперечному перерізі пучка, розширеного у фіксоване число разів, фотографується веб-камерою С і записується в bmp-файл для подальшої обробки. Вимірювання діаметра пучка d_1 відбувається в спряженій до площини екрана S_2 площині S_1 , розташування якої вказується покажчиком, прикріпленим до основи конструкції. Діаметри лазерного пучка в цих площинах зв'язані формулою:

$$d_2 = d_1 \frac{b}{a} = d_1 \frac{1}{b/f - 1}, \quad (7.15)$$

де a , b – відстані від лінзи до спряженої площини та екрана, f - фокусна відстань лінзи. Для параметрів схеми величина збільшення становить $m = 1/(b/f - 1) = 13,2$.

Залежність діаметра пучка від відстані між лінзою і сигнальним дзеркалом лазера здійснюється пересуванням всієї конструкції вздовж пучка.

Зауважимо, що хоч в наведених формулах радіусом гаусового пучка вважається відстань від осі пучка, на якій інтенсивність спадає в e разів, експериментально радіус пучка прийнято визначати як відстань до точки половинної інтенсивності.

Порядок виконання роботи

1. При виконанні роботи строго виконувати всі застереження при роботі з лазерами (див. ДОДАТОК).
2. Увімкнути лазер ЛГ-56, для чого перевести тумблер «МЕРЕЖА» у верхнє положення і встановити ручку регулювання розрядного струму в середнє положення. При цьому повинна з'явитись генерація. Якщо генерація не виникла — звернутись до викладача.
3. Обертаючи юстувальні гвинти на передньому дзеркалі отримати моду TEM_{00} .
4. Визначити фокусні відстані трьох лінз як відстані від лінз до зображень нескінченно віддаленого джерела.
5. Встановити на осі лазерного пучка найбільш довгофокусну лінзу на великій відстані від горловини падаючого лазерного пучка (що співпадає із площиною сигнального дзеркала робочого лазера): $z \gg f, z_0$. За лінзою встановити конструкцію з оптичною схемою для вимірювання діаметра сфокусованого пучка (рис.7.3).
6. Для основної моди TEM_{00} лазера виміряти залежність діаметра сфокусованого пучка від відстані до лінзи, що його фокусує, фотографуючи веб-камерою лазерні плями з інтервалом 20 см і записуючи їх у .bmp файли.
7. По отриманих даних побудувати з допомогою пакета «Origin» графік залежності діаметра сфокусованого пучка від відстані до лінзи, що його фокусує.
8. Знайти координату розташування горловини сфокусованого пучка як точку симетрії отриманої залежності. Знайти протяжність області фокусування як відстань між точками, в яких діаметр пучка вдвічі більший ніж в горловині.
9. Повторити зазначені в пп. 6 – 8 при для лінзи з меншою фокусною відстанню.
10. Перерахувати отримані значення діаметрів сфокусованого пучка в горловині обох лінзи в радіус ν_0 . Порівняти отримані експериментально значення x_0 і ν_0 із розрахованими по формулі (7.16), приймаючи до уваги, що в робочому лазері використовується напівконфокальний резонатор, в якому конфокальний параметр дорівнює довжині резонатора: $z_0 = L$.
11. Використовуючи експериментальні дані перевірити співвідношення (7.14).
12. Після закінчення виконання роботи:

закрити фотодіод та дзеркало чохлами; вимкнути вольтметр; вимкнути блок живлення лазера, для чого перевести тумблер «МЕРЕЖА» в нижнє положення та вимкнути блок з розетки. Здати робоче місце інженеру практикуму.

Оформлення звіту:

В звіті занотувати основні теоретичні відомості, що стосуються фокусування гаусових пучків. Навести результати вимірювань: залежність діаметра сфокусованого лазерного пучка основної моди від відстані до сигнального дзеркала $v_0(z)$, протяжність області концентрації енергії $\Delta x = 2x_0$ для двох лінз з різними фокусними відстанями. Порівняти експериментальні результати з відповідними розрахованими значеннями для відомих вхідних параметрів. Пояснити закономірності фокусування лінзою гаусових пучків при різному взаємному розташуванні лінзи та горловини падаючого гаусового пучка.

Література:

1. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике.— М.: Наука., 1988. — 336 с.
2. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения.— М.: Радио и связь., 1981. — 439с.
3. Гаращук В.П. Основи фізики лазерів. — К.: Пульсари., 2012, 342с.

ПЕРЕНАЛАГОДЖЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ГЕНЕРАЦІЇ ЛАЗЕРА НА ОРГАНІЧНОМУ БАРВНИКУ З ДИСПЕРСІЙНИМ РЕЗОНАТОРОМ

Мета роботи: ознайомитися з принципами роботи лазерів на органічних барвниках та переналагодження довжини хвилі генерації дисперсійними резонаторами.

Теоретичні відомості

Лазери на органічних барвниках

Органічними барвниками прийнято називати складні органічні сполуки з розгалуженою системою спряжених хімічних зв'язків, які характеризуються інтенсивними і широкими смугами поглинання в видимій і ближніх до неї УФ та ІЧ областях спектра, що призводить до інтенсивного забарвлення.

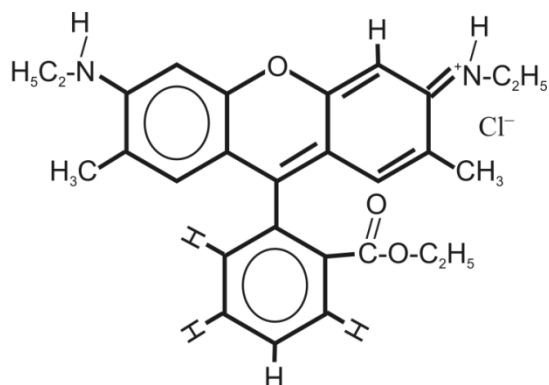


Рис.8.1. Структурна формула молекули родаміну 6Ж.

Значна частина цих барвників в розчинах має широкі і інтенсивні смуги люмінесценції та високий квантовий вихід, що робить їх придатними до використання як активних середовищ лазерів.

Особливістю органічних барвників є те, що центрами випромінювання є багатоатомні молекули, які мають багато коливальних ступенів вільності, кількість яких може сягати 10^2 і більше. Внаслідок цього кожному значенню електронної енергії відповідає багато коливальних рівнів, які сильно розширені внаслідок малого часу коливальної релаксації і тому сильно перекриваються. Крім того, при кожному коливальному рівні існує багато обертальних рівнів, які із-за малих відстаней між ними ($\sim 10 \text{ см}^{-1}$) практично зливаються. Разом коливальні і обертальні рини утворюють практично неперервну ділянку дозволених енергій, що нагадує енергетичні зони в кристалах.

Типовим прикладом є один із найбільш розповсюджених лазерних органічних барвників родамін 6Ж (Р6Ж), молекула якого містить $N=65$ атомів і відповідно має $3N-6 = 189$ нормальних коливань (див. рис.8.1). Наслідком сильного коливально-обертального розширення електронних рівнів цього барвника є широкі,

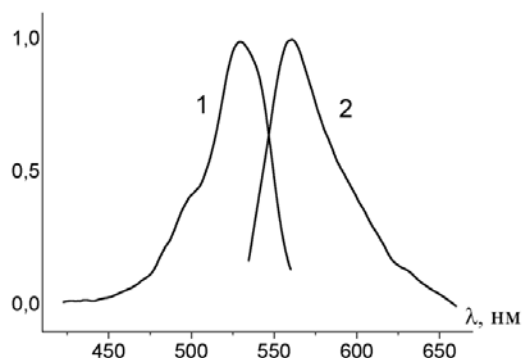


Рис.8.2. Спектри поглинання (1) і люмінесценції (2) родаміну 6Ж.

суцільні спектри поглинання і люмінесценції, які виникають при переходах між ними. Ширина цих смуг на половині висоти максимуму перевищує 50 нм ($\sim 1400 \text{ см}^{-1}$) (рис.8.2), що значно більше, ніж доплерівська ширина лінії випромінювання атомів Ne в трубці активного елемента He-Ne лазера (більше, ніж в 10^4 разів).

Енергетичні рівні молекули органічного барвника розрахувати неможливо, оскільки потенціальна енергія молекули барвника є функцією багатьох нормальних координат. Але, якщо це і вдалося, то відобразити потенціальні ями електронних станів у $3N-6$ просторі нормальних координат і розташування в цих ямах коливальних та обертальних рівнів було б дуже важко. Тому зазвичай використовують схематичне зображення, користуючись представленням потенціальної енергії молекули барвника в умовному конфігураційному просторі, при якому вся сукупність нормальних координат Q_i замінюється однією умовною конфігураційною координатою q . При такому підході багатоатомна молекула барвника, потенціальна енергія $U(Q_i)$ якої описується багатьма нормальними координатами, фактично зіставляється двохатомній молекулі, потенціальна енергія якої в k -ому електронному стані описується однією конфігураційною координатою q : в найбільш простому варіанті – параболічною залежністю:

$$U_k(q) = U_{0k} + \chi(q - q_{0k})^2. \quad (8.1)$$

Таке спрощення дозволяє застосувати розвинуті для двохатомних молекул уявлення і до багатоатомних молекул барвників.

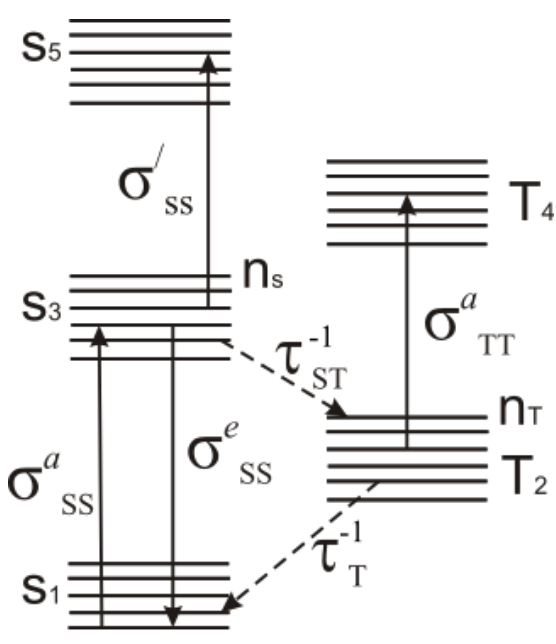


Рис.8.3. Схема енергетичних рівнів і електронних переходів в молекулі барвника.

Із загальних міркувань очевидно, що при електронному переході змінюється взаємодія між атомами молекули і порушується їх рівновага, внаслідок чого після переходу молекула виявляється в нестійкому стані. З точки зору конфігураційної моделі це означає, що при електронному переході, який відбувається дуже швидко при незмінній координаті (адіабатичне наближення), змінюється не тільки рівноважне значення потенціальної енергії U_{0k} , але й конфігураційна координата її мінімуму q_{0k} . Це означає, що після електронного переходу молекула має порівняно з новим рівноважним значенням U_{0k} надлишок потенціальної енергії, який переходить в її коливальну енергію.

Тому електронний перехід практично завжди супроводжується коливальним збудженням і в підсумку є електронно-коливальним переходом, при якому молекула опиняється на збудженому коливальному рівні. Оскільки на цьому рівні молекула перебуває в нерівноважному стані, то далі настає

коливальна релаксація в основний коливальний стан, яка здійснюється за час порядку одного періоду коливання $\tau_k \sim 10^{-12}$ с. Час коливальної релаксації τ_k набагато менший часу перебування (середнього часу життя) молекул в збудженому електронному стані $\tau_e \sim 3 \div 5 \cdot 10^{-9}$ с і за цей час коливально збуджені молекули приходять до термодинамічної рівноваги і розподіляються по енергіях E_v коливальних рівнів v по закону Больцмана:

$$n_v = n_0 \exp\left(-\frac{E_v}{kT}\right), \quad (8.2)$$

де енергія E_v відраховується від мінімуму потенціальної енергії U_{0k} електронного стану. Відповідно до цього розподілу найбільш заселеними є найнижчі коливальні рівні. Тому наступний електронний перехід (випромінювальний із збудженого електронного стану, чи поглинальний – із основного) відбувається переважно із найнижчих (для простоти з найнижчого рівня) коливальних рівнів відповідного електронного стану.

Використовуючи ці уявлення, можна показати, що схема переходів при оптичному накачуванні і випромінюванні молекул барвників еквівалентна чотирьохрівневій. На рис. 8.3 наведена узагальнена схема енергетичних рівнів молекули барвника, які визначають генераційні характеристики. На цій схемі коливально-обертальні стани згруповані навколо електронних станів, які в залежності від спінів електронів поділяються на синглетні (S) та триплетні (T). Основну роль відіграє пара найнижчих синглетних станів S_1 і S_3 , яка відповідає лазерному переходу. При поглинанні випромінювання оптичного накачування молекула переходить із *найнижчого* (незбудженого) коливального рівня *основного* електронного стану S_1 на *високий* (збуджений) коливальний рівень *збудженого* електронного стану S_3 (вертикальна стрілка, спрямована догори). Далі протягом короткого часу τ_k молекула релаксує на *найнижчий* коливальний рівень цього ж електронного стану (хвиляста нахилена вправо стрілка), де перебуває протягом часу життя на електронному рівні $\tau_e \sim 3 \div 5 \cdot 10^{-9}$ с, після чого вона переходить вниз на *високий* (збуджений) коливальний рівень *основного* електронного стану S_1 , випромінюючи фотон (вертикальна стрілка, спрямована вниз). Закінчується цикл швидкою релаксацією молекули із високого на найнижчий коливальний рівень цього ж електронного стану S_1 (хвиляста нахилена вліво стрілка).

В описаній схемі акти поглинання і випромінювання відбуваються між різними парами коливальних рівнів і, отже схема переходів чотирьохрівнева. Оскільки коливальні рівні, які комбінують при поглинанні та випромінюванні, можуть бути загалом довільні, то таких чотирьохрівневих схем може бути реалізовано багато і тому спектр генерації є суперпозицією випромінювання таких переходів. Чотирьохрівнева схема переходів полегшує утворення інверсії, яка виникає між *найнижчими* (населеними) коливальними рівнями *збудженого* електронного стану S_3 і *високими* (порожніми) коливними рівнями *основного* електронного стану S_1 .

Лазерній генерації органічних барвників заважає поглинання із збуджених рівнів: триплет-триплетне $T_2 \rightarrow T_4$ та синглет-синглетне $S_3 \rightarrow S_5$, спектри яких часто перекриваються зі спектром випромінювання лазерного

переходу $S_3 \rightarrow S_1$. Більш важливим із них є перше із них із-за накопичення молекул на триплетному рівні T_2 , який є метастабільним із-за інтеркомбінаційної заборони переходу $T_2 \rightarrow S_1$. Накопичення відбувається за час життя τ_T молекули на цьому рівні, після чого лазерна генерація припиняється, якщо виконується умова:

$$\sigma_{TT}^a > \sigma_{SS}^e \frac{\tau_{ST}}{\tau_T}, \quad (8.3)$$

де σ_{SS}^e і σ_{TT}^a – поперечники вимушеного випромінювання та триплет-триплетного поглинання, τ_{ST} – час, який визначає ймовірність інтеркомбінаційного переходу $w_{ST} = 1/\tau_{ST}$.

Ця умова веде до таких наслідків. По-перше, якщо вона виконується, то лазерна генерація можлива лише на протязі обмеженого часу – часу заселення (життя) триплетного рівня $\tau_T \sim 10^{-6}$ с, тобто в імпульсному режимі. Це в свою чергу вимагає імпульсного оптичного накачування з тривалістю τ_n , що не перевищує цю величину: $\tau_n \leq \tau_T$. По-друге, оскільки накопичення інверсії відбувається на протязі часу життя $\tau_{S3} \sim \tau_e \sim 3 \div 5 \cdot 10^{-9}$ с верхнього лазерного рівня S_3 , то при сталій енергії накачування підвищити величину інверсії можна скорочуючи тривалість накачування до цієї величини.

Таким чином для накачування барвників, для яких виконується умова (8.3), потрібно використовувати короткі імпульси накачування тривалістю $\tau_n \leq \tau_T$. Для цього найчастіше використовують твердотільні лазери з модуляцією добротності резонатора, тривалість імпульсу випромінювання яких становить $\tau_n \approx 15 - 30$ нс (наприклад лазер на кристалі YAG-Nd³⁺ з генерацією другої гармоніки). За допомогою імпульсних газорозрядних ламп отримати такі короткі імпульси з необхідною енергією достатньо важко із-за впливу індуктивності розрядного кола, яка розтягує імпульс накачування.

Переналаштування довжини генерації хвилі в дисперсійному резонаторі

Принцип дії дисперсійного резонатора ґрунтується на спектрально-селективних втратах, які вносить в резонатор дисперсійний елемент. Необхідну залежність втрат від частоти випромінювання можна створити за допомогою призм, дифракційних ґраток, інтерферометрів, інтерференційно-поляризаційних фільтрів, розміщених всередині резонатора. Дисперсійні резонатори дозволяють відносно просто переналаштувати довжину хвилі генерації поворотом або іншим переналаштуванням дисперсійного елемента. Діапазон переналаштування лазера з дисперсійним резонатором обмежений шириною контура підсилення.

Дисперсійні резонатори особливо ефективні в комбінації з активними середовищами, які мають протяжні контури підсилення – розчини органічних барвників, центри забарвлення в кристалах, діелектричні кристали з сильною електрон-фононою взаємодією (титан-сапфіровий, олександритовий). В цьому випадку можна досягнути переналаштування довжини хвилі генерації в широкому спектральному діапазоні (для родаміну 6Ж ~ 50 нм).

Лазерна генерація виникає на тих частотах, для яких задовольняється умова самозбудження лазера:

$$k(\nu) \geq \alpha_0 + a(1 - T(\nu)), \quad (8.4)$$

де $k(\nu)$ – коефіцієнт підсилення, α_0 – коефіцієнт неселективних втрат, $T(\nu)$ – пропускання дисперсійного елемента, a – коефіцієнт пропорційності (рис.8.4). В даній роботі використовується дисперсійний резонатор з інтерферометром Фабрі-Перо (ІФП), утвореним двома діелектричними дзеркалами з коефіцієнтом відбивання $R \sim 60\%$, розташованими на відстані $d=10\text{мкм}$ (база інтерферометра). При відсутності поглинання в ІФП його пропускання описується формулою Ейрі

$$T(\nu) = \frac{1}{1 + (4R/(1-R)^2) \sin^2(\delta/2)}, \quad (8.5)$$

де $\delta = \frac{4\pi}{\lambda} d \cos \theta = \frac{4\pi}{c} \nu d \cos \theta$. Спектральна залежність коефіцієнта сумарних втрат, що задається функцією $\alpha(\nu) = \alpha_0 + a(1 - T(\nu))$, наведена на рис.8.4 в

залежності від частоти випромінювання ν .

В параксiальному лазерному пучку ІФП відіграє роль вузько смугового фільтра, що пропускає із 100% ефективністю ті довжини хвиль і частоти, які задовольняють умовам

$$\lambda_q = 2 \frac{d}{q} \cos \theta, \quad (8.6)$$

$$\nu_q = \frac{c}{2d \cos \theta} q, \quad (8.6a)$$

де q – порядок інтерференції, λ_q і ν_q – довжина і частота хвилі, що інтерферує в цьому порядку, d – відстань між дзеркальними поверхнями ІФП, θ – кут падіння світла на поверхні дзеркал ІФП. При відхиленні λ від умови (8.6) коефіцієнт пропускання різко падає. Максимуми пропускання еквідистантні в шкалі частот, а в шкалі довжин інтервал між ними в

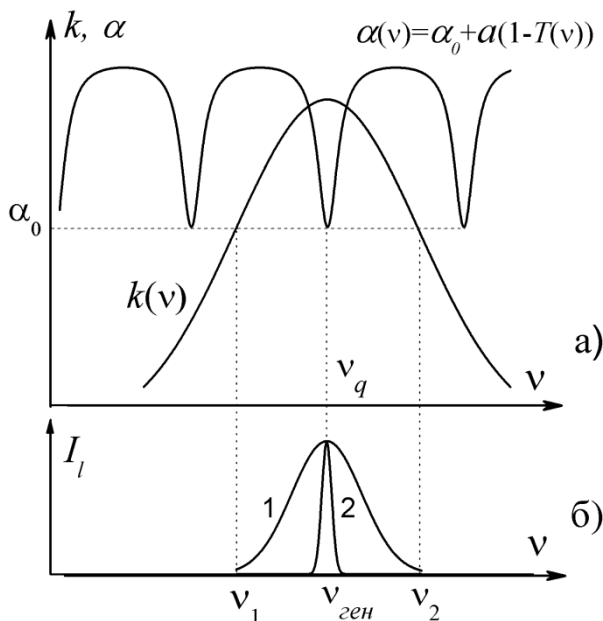


Рис.8.4. Ілюстрація принципу переналагодження довжини хвилі генерації лазера: а) взаємне розташування спектральних контурів коефіцієнтів підсилення $k(\nu)$, і втрат $\alpha(\nu)$; б) спектр генерації лазера в звичайному (1) і дисперсійному (2) резонаторах.

межах контура підсилення несуттєво зростає.

В звичайному резонаторі лазерна генерація виникає в широкій смузі 1 в інтервалі частот $\nu_1 \div \nu_2$, яка визначається умовою самозбудження неселективного резонатора $k(\nu) \geq \alpha_0$. В резонаторі з ІФП лазерна генерація виникає в межах вузької смуги 2 в околі частоти $\nu_{\text{ген}} = \nu_q$, де контур підсилення $k(\nu)$ лежить вище кривої втрат $\alpha(\nu)$. Цю смугу формує різке

падіння пропускання ІФП при відхиленні λ від λ_q . При повороті еталона відносно осі резонатора відбувається зміна довжини хвиль випромінювання, які відповідають максимам смуг пропускання еталону, а крива спектрально-селективних втрат $\dot{\alpha}(\nu) = a(1 - T(\nu))$ зсувається відносно спектрального контура коефіцієнта підсилення $k(\nu)$, схематично зображеного на рис.8.4. У відповідності з цим змінюється і довжина хвилі генерації. Таким чином, ІФП в резонаторі виконує дві функції: звужує спектр випромінювання генерації та дозволяє переналаштовувати довжину хвилі максимуму спектра генерації. Переналаштування здійснюється в межах контура підсилення $k(\nu)$, який визначається поперечниками вимушеного випромінювання $\sigma_{SS}^e(\nu)$ та поглинання $\sigma_{SS}^a(\nu)$:

$$k(\nu) = (\sigma_{SS}^e(\nu) - \sigma_{SS}^a(\nu) \frac{n_{S1}}{n_{S3}}) n_{S3}. \quad (8.7)$$

Форма контурів $\sigma_{SS}^e(\nu)$ та $\sigma_{SS}^a(\nu)$ практично співпадає із спектрами люмінесценції і поглинання, тому вплив $\sigma_{SS}^a(\nu)$ на форму контура підсилення $k(\nu)$ існує лише в області їх перекриття (рис.8.2). Враховуючи, що при накачуванні відношення $\frac{n_{S1}}{n_{S3}}$ населеності основного і збудженого рівнів падає, цим впливом можна нехтувати і вважати, що спектральний контур підсилення практично ідентичний спектру люмінесценції.

Якщо в межах контура підсилення умова самозбудження лазера (8.4) виконується на одній ділянці, то утворюється квазімонохроматичний спектр з шириною, що залежить від спектральної ширини піка пропускання ІФП. Якщо в межах контура підсилення ця умова виконується для двох чи більше ділянок, то спектр генерації стає поліхроматичним. Для придушення інших ліній генерації і отримання монохроматичного випромінювання використовується додатково другий ІФП, в якого вдвічі менша база і відповідно вдвічі більший частотний інтервал між піками пропускання (8.6а). Загальна крива пропускання такого здвоєного інтерферометра (дубль-інтерферометра) дорівнює добутку кривих пропускання складових інтерферометрів. В результаті піки пропускання першого інтерферометра будуть промодульовані кривою пропускання другого інтерферометра і кожний другий пік першого інтерферометра практично зникне; лазер буде випромінювати на одній частоті.

Для пучка з певною кутовою розбіжністю $\Delta\theta$ смуги пропускання будуть розширені, оскільки кожному значенню кута θ буде відповідати своя крива. Криві, що відповідають різним кутам, будуть зсунуті по спектральній осі одна відносно іншої, що призводить до розширення спектрального контура пропускання ІФП.

Лампове накачування лазерів на органічних барвниках

Для некогерентного оптичного накачування лазерів на органічних барвниках використовується коаксіальна лампа-кювета з малим розрядним проміжком заповнена ксеноном, конструкція якої наведена на рис.8.5. В цій лампі розрядний проміжок охоплює кювету, завдяки чому випромінювання

накачування максимально наближене до активного середовища і освітлює його симетрично з усіх боків. Накачування здійснюється випромінюванням наповнювального газу при розряді накопичувального конденсатора через лампу.

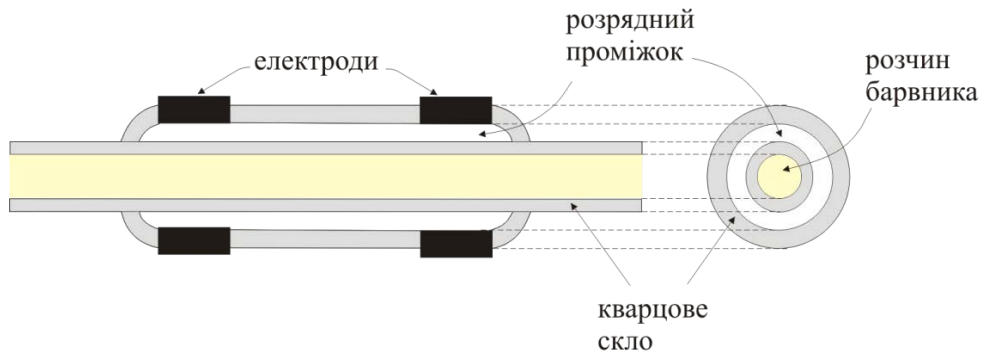


Рис.8.5. Конструкція коаксальної імпульсної лампи-кювети для збудження розчину барвника.

Для досягнення порогу генерації і підвищення ККД лампового накачування необхідно прагнути до скорочення тривалості розряду накопичувального конденсатора через імпульсну лампу до $\tau_T = 10^{-6}$ с. В

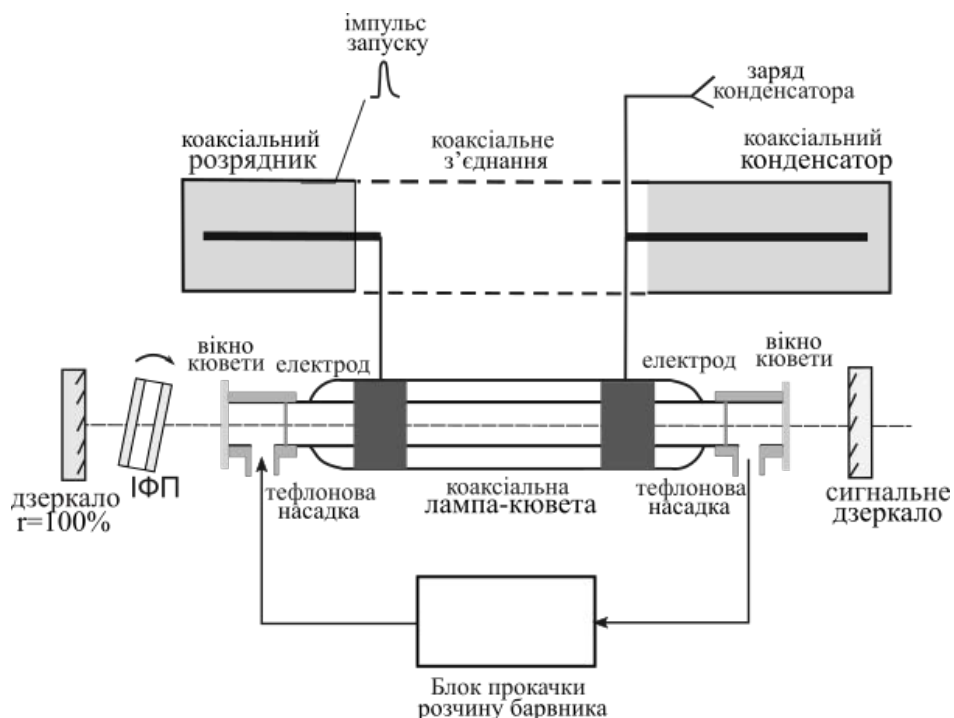


Рис.8.6. Принципова схема блока випромінювача лазера на органічному барвнику з дисперсійним резонатором на базі інтерферометра Фабрі-Перо та ламповим накачуванням.

розрядному контурі, що містить накопичувальну ємність C_n , активний опір лампи R_L і індуктивність монтажних з'єднань L , розрядний імпульс струму має відносно короткий передній фронт тривалістю

$$\tau_{\phi} \approx \frac{\ln(2R_{\text{дл}}\sqrt{C_{\text{н}}/L})}{R_{\text{дл}}} L \quad (8.8)$$

і затягнутий задній фронт. Для досягнення порогу важливо скоротити передній фронт, тривалість якого впливає на заселення триплетного рівня під час накопичення інверсії. Звідси випливає, що для цього потрібно зменшувати величини $C_{\text{н}}$ і L . Оскільки зменшення $C_{\text{н}}$ призводить також до зменшення накопиченої в конденсаторі енергії $W = 0.5C_{\text{н}}U^2$, то для компенсації необхідно відповідно підвищувати напругу на конденсаторі. Оптимальним є конденсатор ємністю $C_{\text{н}} \sim 0,1$ мкФ, який заряджається до напруги $U > 14$ кВ.

Мінімізація (до кількох нГн) індуктивності конструкції розрядного контуру, в який входять сам конденсатор, комутуючий газонаповнений розрядник, імпульсна лампа і з'єднувальні шини, що з'єднують її з імпульсною лампою, досягається коаксіальною конструкцією всіх складових елементів (рис.8.6). Оскільки при напрузі $U > 14$ кВ в лампі може виникнути несанкціонований газовий розряд ще до досягнення потрібної напруги на конденсаторі, то він з'єднується з імпульсною лампою через спеціальний високовольтний газонаповнений розрядник, який вмикається подачею на нього імпульсу напруги.

Конструктивно блок випромінювання лазера містить плоско-паралельний резонатор з активним елементом (лампю-кюветою) та інтерферометром Фабрі-Перо і розрядний контур з накопичувальним конденсатором і коаксіальним розрядником (рис.8.6), змонтованими в одному корпусі. Внутрішні електроди конденсатора і розрядника приєднані шинами до електродів імпульсної лампи-кювети. Розміщення всіх елементів розрядного кола поряд з резонатором, як і їх коаксіальна конструкція, обумовлені вимогами мінімізації довжини підвідних з'єднань для досягнення мінімальної індуктивності розрядного кола.

Резонатор лазера утворений двома плоскими діелектричними дзеркалами: «глухим» ($r=100\%$) і сигнальним ($r \sim 98,5\%$), закріпленими в юстувальних механізмах. Біля сигнального дзеркала розміщений поворотний механізм, в який вставляється ІФП. Поворот ІФП здійснюється за допомогою мікрометричного гвинта.

Торці кювети через тефлонові насадки герметизовані скляними плоскопаралельними вікнами, які юстуються гвинтами паралельно дзеркалам резонатора. Через бокові отвори в насадках прокачується розчин органічного барвника за допомогою блока прокачування. Завдяки цьому усуваються можливі термооптичні спотворення в розчині барвника, які можуть суттєво підвищувати втрати резонатора. Для мінімізації виникнення неоднорідностей в розчині швидкість його прокачування підбирають такою, щоб досягнути максимальної *ламінарності* потоку.

Лабораторна установка

Блок схема експериментальної установки наведена на рис.8.7. Вона складається із лазера на родаміні 6Ж (блок випромінювача, живлення і

прокачування розчину барвника – останні наведені на рис.8.6), оптичної схеми вводу випромінювання генерації в спектрограф (поворотне дзеркало – роль якого виконує пара призм повного внутрішнього відбивання - і циліндрична лінза), дифракційного спектрографа і системи реєстрації спектра (антивін'єтуха лінза, веб-камера і комп'ютер).

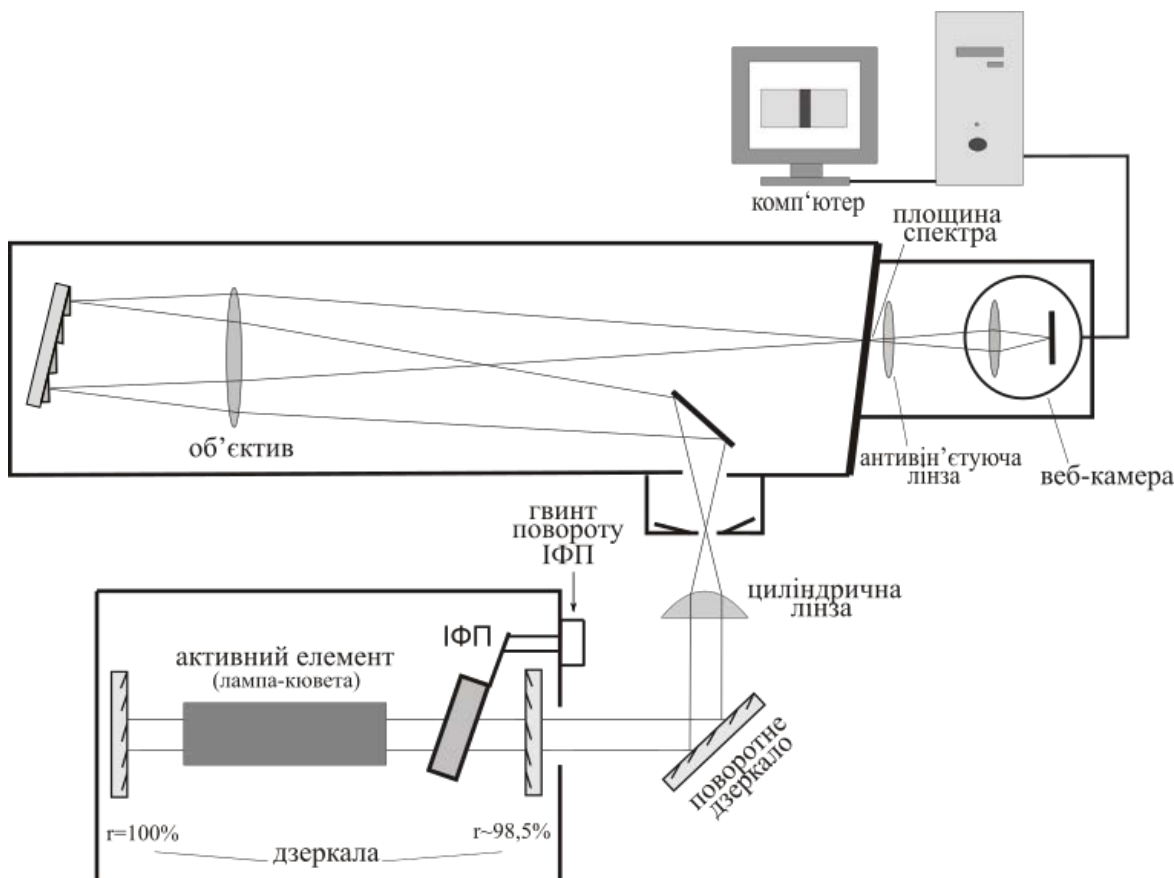


Рис.8.7. Схема реєстрації спектра випромінювання лазера з переналагодженням довжини хвилі генерації.

Для реєстрації спектра генерації лазера використовується дифракційний спектрограф зібраний на базі автоколімаційної камери УФ-89 з дифракційною ґраткою (1200 мм^{-1}). Лазерне випромінювання направляється на вхідну щілину спектрографа двома призмами ПВО, що відхиляють промінь у вертикальній і горизонтальній площині, і фокусується на ній циліндричною лінзою. Спектр генерації, що спостерігається в площині спектра касетної частини спектрографа, реєструється веб-камерою через антивін'єтуючу лінзу. Зображення спектра, отримане веб-камерою, спостерігається на моніторі комп'ютера.

Порядок вмикання та вимикання установки

1. Ввімкнути:

- а. Блок прокачки органічного барвника. Ручкою «Регулятор напруги» відрегулювати, щоб течія барвника була ламінарна.

- б. Ввімкнути блок живлення лазера натисканням кнопки «Мережа».
 - с. Вибрати режим запуску лазера натисканням кнопки «разовий».
- 3. Регулятор високовольтної напруги, що подається на накопичувальний конденсатор, виставити в мінімальне положення.
- 4. Ввімкнути блок натисканням кнопки «Мережа». Натиснути кнопку «Заряд» і повертати регулятор напруги вправо, заряджаючи конденсатор до 12кВ (60 поділок).
- 5. Натиснути кнопку «Пуск» і перевірити наявність генерації на екрані поставленому перед сигнальним дзеркалом. Якщо генерація не виникає, то збільшити напругу на конденсаторі до 14 кВ (70 поділок). І знову натиснути кнопку «Пуск» і спостерігати генерацію на екрані. Якщо генерація не виникла, то звернутися до викладача чи інженера практикуму.
- 6. Вимикання:
 - а. Вимкнути кнопку «Заряд».
 - б. Вимкнути кнопку «Мережа».
 - с. Вимкнути блок прокачки.

Порядок виконання роботи

А) Реєстрація спектра генерації в не дисперсійному резонаторі

1. Перевірити попадання пучка генерації на вхідну щілину спектрографа перпендикулярно до осі автоколімаційної камери УФ-89. За необхідності відрегулювати попадання призми при знятій циліндричній лінзі. Після закінчення регулювання призму поставити на назад.
2. Запускаючи лазер кнопкою «Пуск», спостерігати спектр генерації за допомогою веб-камери на моніторі комп'ютера.
3. Сфотографувати цей спектр і записати його у форматі .bmp в створену вами директорію.
4. Повторити реєстрацію спектра генерації для кількох (4 – 5) значень напруги накопичувального конденсатора, починаючи з порогового значення. Орієнтовний інтервал між напругами 500В. Не перевищувати напругу 17 КВ (75 поділок) !!!

Б) Реєстрація спектра генерації лазера з ІФП

1. Вимкнути кнопку «Заряд».
2. Переконайтесь, що на кіловольтметрі блока живлення відсутня напруга.
3. Відкрити кришку доступу до резонатора.
4. Встановити інтерферометр Фабрі-Перо.
5. Закрити кришку.
6. Ввімкнути кнопку «Заряд» і встановити напругу 16кВ (80 поділок).
7. Натиснувши кнопку «Пуск» спостерігати генерацію на екрані встановленому перед сигнальним дзеркалом.
8. Повертаючи ІФП за допомогою поворотного гвинта зареєструвати спектр генерації барвника при різних орієнтаціях ІФП і записати його у

вигляді .bmp файлу в створену вами директорію. В назві файлу зафіксувати відлік по шкалі барабану поворотного гвинта, що відповідає орієнтації ІФП, при якій отриманий даний спектр.

9. Для статистики зафіксувати кілька спектрів при кожній орієнтації ІФП.

В) Градування спектрографа

1. Поставити перед щілиною автоколімаційної камери Ne лампу (джерело випромінювання з лінійним спектром випромінювання, див. спектр в додатку) і увімкнути її в мережу. Зсуваючи джерело по горизонталі, добитися максимальної яскравості спектра.
2. Сфотографувати спектр Ne і записати його у .bmp форматі в створену вами директорію.

Г) Оцифровка отриманих спектрів.

1. Оцифрувати спектри, отримані при виконанні пунктів А), Б), В), за допомогою програми «Digitizer» (встановленій на робочому комп'ютері). Для цього:
 - Завантажити отримані спектри генерації і градувальний спектр неонові лампи в програму Digitizer.
 - Вибрати із завантажених спектрів спектр неонові лампи.
 - Виділити найчіткішу частину зображення спектру по горизонталі і отримати на екрані спектр інтенсивності в залежності від номера пікселя.
 - Порівняти отриманий спектр зі спектром неону наведеним в додатку. Обрати дві найбільш характерні лінії неону і по чергові навести на них маркер у вигляді жовтої вертикальної лінії. У випадіючому вікні вказати довжину хвилі, що відповідає даній лінії. Після введення цих даних програма автоматично перераховуватиме спектр неону в шкалі довжин хвиль. Порівняти довжини хвиль ліній неону із табличними даними і переконатись в коректності виконаного градування.
 - Вибрати по черзі і оцифрувати всі інші завантажені спектри. При цьому «Digitizer» перераховуватиме їх автоматично в шкалі довжин хвиль.
 - Зберегти отримані результати перейшовши до меню «Файли» в закладку «Дані». Програма збереже дані в ASCII кодах як txt.файл.
 - Завантажити отриманий файл з оцифрованими результатами в програму «Origin» і побудувати потрібні спектри.
2. Визначити довжину хвилі максимуму та ширину спектрів генерації у всіх серіях вимірів.

Оформлення результатів

В звіті навести:

1. Короткі теоретичні відомості про лазери на органічних барвниках та дисперсійні резонатори.

2. Навести приклади спектрів генерації лазера без ІФП та з ІФП при кількох його орієнтаціях.
3. Навести криву переналагодження хвилі генерації лазера на родаміні 6Ж з дисперсійним резонатором як залежність довжини хвилі $\lambda_{\text{ген}}$ максимуму спектра генерації від кута φ повороту ІФП (поділки барабана, при якій був зафіксований спектр) - $\lambda_{\text{т}}(\varphi)$.
4. Навести графік залежності ширини спектра генерації від області налаштування дисперсійного резонатора (довжини хвилі генерації $\lambda_{\text{ген}}$).
5. Навести графік залежності ширини спектра генерації в звичайному (не дисперсійному) резонаторі від енергії накачування, вважаючи її пропорційною квадрату напруги на накопичувальному конденсаторі.
6. Проаналізувати отримані залежності.

Література

1. Тихонов Е.А., Шпак М.Т. Нелинейные оптические явления в органических соединениях. – Киев: Наук. думка, 1979. – 384с.
2. Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры. – М.: Радио и связь, 1982. – 360 с.
3. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике.– М.: Наука., 1988. – 336 с.

ЛАЗЕР З РОЗПОДІЛЕНИМ ЗВОРОТНІМ ЗВ'ЯЗКОМ

Мета роботи: Ознайомитись з принципом роботи та характеристиками випромінювання лазера з розподіленим зворотнім зв'язком.

Теоретична частина

Принцип розподіленого зворотнього зв'язку ґрунтується на використанні періодичної структури, яка надає перевагу утворенню в активному середовищі (АС) двох зустрічних когерентних хвиль, що зв'язані між собою. Інтерферуюючи між собою ці хвилі утворюють стоячу хвилю, яка має перевагу над звичайними біжучими (не зв'язаними) хвилями в тому, що, на відміну від них, її випромінювання утримується в АС і тому значно більше підсилюється.

Принцип утворення зв'язаних хвиль можна з'ясувати на прикладі активного середовища з періодичною просторовою модуляцією коефіцієнта заломлення

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos(2\pi z / \Lambda), \quad (9.1)$$

де Λ і Δn – період і амплітуда модуляції, а n_0 – середнє значення коефіцієнта заломлення. На рис. 9.1 штрихованими лініями виділено умовні відбиваючі площини цієї періодичної структури. При розповсюдженні пучка світла в напрямі осі z в такому середовищі відбувається брегівське відбивання світлових хвиль від цих площин. При цьому, якщо випромінювання когерентне і виконується умова

$$2\Lambda n_0 = m\lambda, \quad (9.2)$$

де m – ціле число (як правило $m = 1$), то відбиті хвилі конструктивно інтерферуватимуть. Складаючись у фазі, вони утворюють зворотну хвилю, яка сфазована з прямою хвилею, що її утворила.

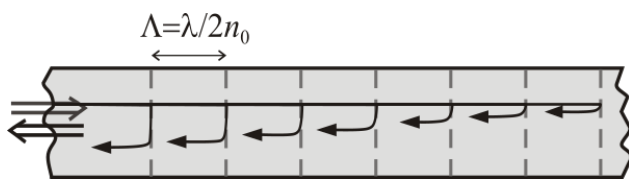


Рис.9.1. Утворення зв'язаних хвиль в активному середовищі з розподіленим зворотним зв'язком.

хвилі, які перетворюються одна в одну і підсилюються за рахунок вимушеного випромінювання в АС. Це еквівалентно зворотному зв'язку, який утворюють дзеркала оптичного резонатора лазера, відбиваючи випромінювання назад в АС. Однак, на відміну від оптичного резонатора, зворотний зв'язок здійснюється не локальним відбиттям на поверхні дзеркал, а він розподілений по всій періодичній структурі АС. Тому такий тип зв'язку називається розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ). Він дозволяє

Такі ж міркування можна застосувати і до зворотної хвилі, яка так само зазнає брегівського відбиття і конструктивної інтерференції відбитих хвиль, які переходять в пряму хвилю. Тому в підсумку утворюються дві зустрічні зв'язані між собою

отримувати лазерну генерацію без застосування оптичного резонатора з відбиваючими дзеркалами, що є важливою перевагою. Не менш важливим є висока селективність РЗЗ, яка дозволяє отримувати випромінювання з дуже вузьким спектром на довжині хвилі

$$\lambda_{\text{ген}} = 2n_0\Lambda. \quad (9.2a)$$

в межах смуги підсилення АС.

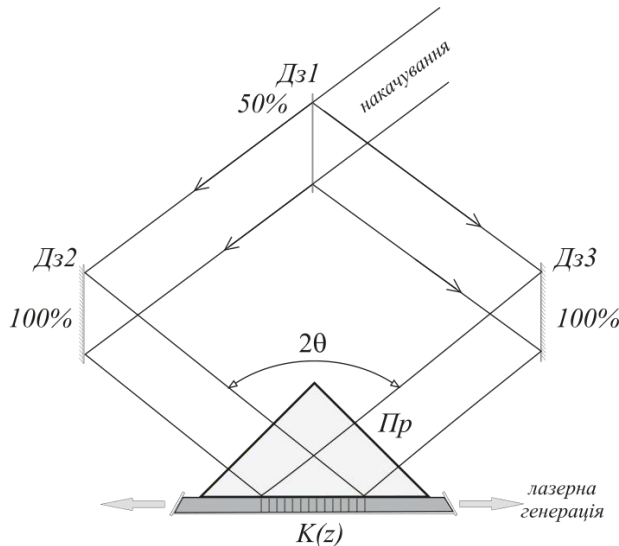


Рис.9.2. Інтерференційний метод утворення розподіленого підсилення в РЗЗ лазерах.

Просторова модуляція показника заломлення активного елементу – не єдиний спосіб реалізації РЗЗ-лазера. Інший, часто вживаний спосіб ґрунтується на просторовій модуляції коефіцієнта підсилення $k(z)$. Його привабливість в тому, що така модуляція здійснюється просторово періодичним полем випромінювання накачування, яке легко створюється при інтерференції двох когерентних пучків. Типова схема реалізації цього способу наведена на **рис.9.2**.

Пучки утворюються діленням лазерного пучка напівпрозорим дзеркалом (50%) на два пучки рівної інтенсивності. Два інших дзеркала (100%) зводять ці пучки на кюветі з розчином органічного барвника, де утворюються інтерференційні смуги, які модулюють коефіцієнт підсилення

$$k(z) = k_0 + \Delta k \cos(2\pi z / \Lambda) \quad (9.3)$$

з періодом

$$\Lambda = \frac{\lambda_n}{2n_0 \sin \theta}. \quad (9.3a)$$

Модуляція $k(z)$ відповідає просторовому розподілу інтенсивності випромінювання стоячої хвилі з таким же періодом. Будучи ідеально узгодженою із $k(z)$, така хвиля, у випадку виникнення, матиме найкращі умови для підсилення і переваги над іншими можливими хвилями. Оскільки стояча хвиля виникає при накладанні двох зустрічних зв'язаних хвиль, то вона неодмінно виникатиме при наявності умов для такого зв'язку в АС. Цей зв'язок існує внаслідок розсіювання, яке утворюється будь-якими періодичними неоднорідностями. У випадку модуляції коефіцієнта підсилення $k(z)$ це можуть бути слабкі зміни показника заломлення, обумовлені модуляцією заселеності енергетичних рівнів молекул АС (різною заселеністю в інтерференційних максимумах і мінімумах). Маючи переваги в підсиленні, спочатку слабкі зустрічні зв'язані хвилі виграють конкуренцію в інших хвиль і стають домінуючими. Період модуляції (9.3a) і відповідно довжина хвилі генерації (9.2a) змінюється нахилом пучка накачування, який змінює кут 2θ між пучками.

Модель зв'язаних хвиль використовується для теоретичний опису лазера РЗЗ. В теорії розвинутій Когельником та Шенком, розглядаються дві зустрічні плоскі хвилі з амплітудами R та S , які поширюються назустріч одна одній в АС з періодичними неоднорідностями, що описуються гармонічно модульованими коефіцієнтами заломлення і підсилення:

$$n = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{n\omega_0}{c} z\right), \quad \Delta n \ll n_0, \quad (9.4a)$$

$$k = k_0 + \Delta k \cos\left(\frac{n\omega_0}{c} z\right), \quad \Delta k \ll k_0, \quad (9.4б)$$

де $\omega_0 = 2\pi n \frac{c}{\Lambda}$ – частота Брега (циклічна частота просторової модуляції помножена на показник заломлення), а n_0 , k_0 і Δn , Δk – середні значення коефіцієнтів заломлення і підсилення та амплітуди їх модуляції відповідно.

При когерентному розсіянні на цих неоднорідностях кожна з хвиль отримує частину енергії від зустрічної хвилі. Тому темп зростання амплітуди кожної хвилі пропорційний амплітуді зустрічної хвилі. При наявності достатнього підсилення в такій системі можливе самозбудження за рахунок обміну енергією і підсилення при багаторазових послідовних відбиваннях на окремих елементах структури. Зростання потужності зустрічних хвиль відбувається доти, доки не буде зупинене насиченням підсилення.

Амплітуди R та S хвиль можуть бути знайдені із скалярного хвильового рівняння

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \xi^2 E = 0, \quad (9.5)$$

Відповідно до моделі розв'язок цього рівняння шукається у вигляді двох зустрічних хвиль:

$$E(z) = R(z) \exp(-i\beta_0 z) + S(z) \exp(i\beta_0 z), \quad (9.6)$$

де γ – постійна розповсюдження.

В наближенні малого підсилення на відстанях порядку довжини хвилі, умовою якого є $k \ll 2\pi/\lambda$, і малої амплітуди гармонічної модуляції величин k і n (9.4a,б), із хвильового рівняння можна отримати систему рівнянь для амплітуд зв'язаних хвиль:

$$-\frac{dR}{dz} + (k - i\delta)R = igS, \quad (9.7a)$$

$$\frac{dS}{dz} + (k - i\delta)S = igR, \quad (9.7б)$$

де $\delta \approx n(\omega - \omega_0)/c$ – відхилення від частоти Брега, а $g = \frac{\pi\Delta n}{\lambda} + i\frac{k}{2}$ – постійна зв'язку двох зустрічних хвиль, завдяки якій швидкість зростання однієї хвилі пропорційна амплітуді іншої хвилі.

Розв'язок системи зв'язаних рівнянь (9.7a,б), з врахуванням симетрії задачі та нульових умов на границях активного середовища

$$R(-\frac{1}{2}L) = S(\frac{1}{2}L) = 0, \quad (9.8)$$

має вигляд:

$$R = \sin l \left[\gamma \left(z + \frac{1}{2} l \right) \right] \quad (9.9a)$$

$$S = \pm \sin l \left[\gamma \left(z - \frac{1}{2} l \right) \right] \quad (9.9б)$$

де l – довжина періодичної структури в АС, а комплексна постійна розповсюдження γ задовольняє дисперсійному співвідношенню:

$$\gamma^2 = g^2 + (k - i\delta)^2. \quad (9.10)$$

Власні значення цієї постійної, які отримуються при підстановці (9.9а,б) в (9.7а,б), визначають частоти зв'язаних хвиль, які можуть виникати в модульованому активному середовищі РЗЗ-лазера. В загальному випадку виникає система еквідистантних мод з відстанню $\frac{c}{2nL}$ між частотами, як і у випадку лазера з резонатором Фабрі-Перо. Але розташування частот мод відносно частоти Брега залежить, яка із складових модуляції переважає: $k(z)$ чи $n(z)$. У випадку переважної модуляції коефіцієнта підсилення існує резонанс на частоті Брега. У випадку переважної модуляції коефіцієнта заломлення кожній моді періодичної структури відповідають дві резонансні частоти, розташовані відстані $\frac{mc}{2nL}$ по обидва боки від частоти Брега (m – ціле число).

Активним середовищем РЗЗ лазерів часто є розчини органічних барвників, які мають роздільну здатність достатню для запису ґратки з періодом Λ , що відповідає умові резонансу (9.2а) у видимій області спектру. У рідких розчинах барвників періодична просторова модуляція діелектричної проникності АС може бути обумовлена різними процесами резонансного (поглинання, підсилення) і нерезонансними (ефект Керра, електрострикція, нагрів і т.д.) характеру.

При модуляції коефіцієнта підсилення за допомогою інтерференції в розчині барвника виникає модуляція показника заломлення із-за нагрівання розчину в місцях розташування смуг та ефекту просвітлення, внаслідок якого коефіцієнт заломлення є функцією інтенсивності накачки.

Експериментальна установка

Схема лабораторної установки наведена на **рис.9.3**. Вона складається із лазера накачування, самого РЗЗ-лазера, монохроматора та реєструючої веб-камери.

Для накачування використовується друга гармоніка неодимового лазера 1 на ітрій-алюмінієвому гранаті ($\lambda=532$ нм), пучок якого через діафрагму 2 спрямовується в РЗЗ лазер.

РЗЗ-лазер складається із системи формування пучка накачування у вигляді тонкої і видовженої смужки. Ця система складається із розсіювальної циліндричної лінзи 3, яка розфокусує пучок в горизонтальній площині та збиральної 4 лінзи, фокус якої співпадає з фокусом попередньої лінзи. Завдяки співпадінню фокусів лінзи утворюють в цій площині телескопічну систему, з якої виходить розширений паралельний пучок. У вертикальній

площині діє лише збиральна лінза, стискаючи пучок у тонку смужку. Детально хід променів через систему лінз показаний на рис.9.3б.

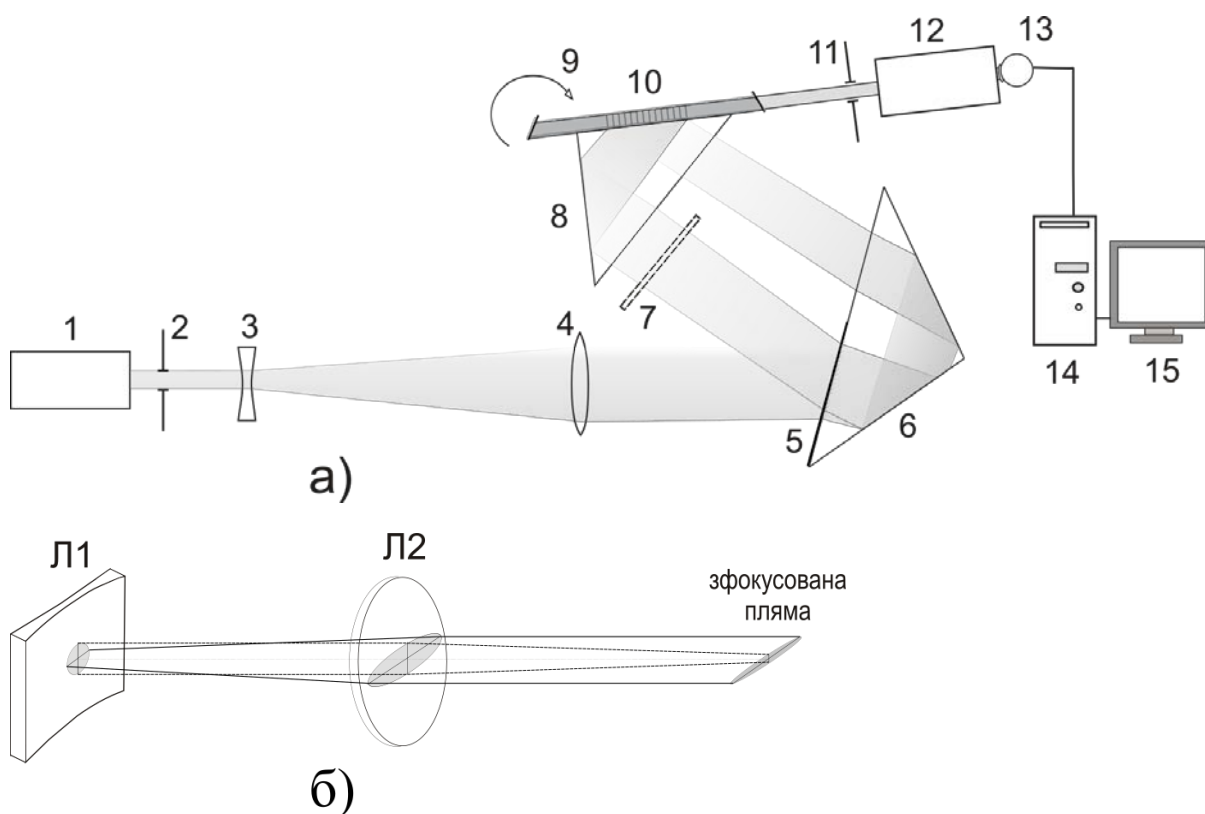


Рис.9.3. а) Оптична схема РЗЗ лазера (вид зверху): 1 – лазер накачування (друга гармоніка YAG-Nd³⁺), 2 – діафрагма, 3, 4 – циліндрична та сферична лінзи, 5 – напівпрозоре дзеркало, 6 – призма повного внутрішнього відбиття, 7 – ослаблюючий скляний фільтр, 8 – призма зведення пучків, 9 – поворотний механізм, 10 – кювета з розчином брвника, 11 – діафрагма, 12 – пектрограф, 13 – веб-камера, 14 – комп'ютер, 15 – дисплей; б) оптична схема фокусування пучка лазера накачування.

Далі сформований пучок поділяється на два рівні когерентні пучки за допомогою напівпрозорого дзеркала 5 напиленого на частині гіпотенузної грані призми 6. Відбитий від дзеркала пучок потрапляє на тонку кювету 10 з розчином родаміну 6Ж, відбившись повторно від катетної грані іншої призми 8. Другий пучок, що пройшов через дзеркало 5, потрапляє на кювету відбившись від двох інших граней призми 6. В кюветі пучки інтерферують, спричиняючи модуляцію коефіцієнта підсилення з періодом (9.3а). Довжина хвилі генерації змінюється поворотом призми 8 з допомогою поворотного механізму 9 (схематично показаний стрілкою), який міняє кут перетину інтерферуючих пучків 2θ . Зручність такої конструкції РЗЗ лазера в тому, що переналаштування довжини хвилі генерації здійснюється поворотом компактного блока АС, що складається лише з кювети 10 і призми 8, на грань якої вона наклеєна, а не габаритної системи в яку входять ще й три дзеркала в схемі рис.9.2. Вікна кювети скошені відносно її осі для запобігання можливого впливу генерації на її торцях.

Для вивчення впливу глибини модуляції на генерацію РЗЗ лазера, в перший пучок вставляються фільтри 7, що його ослаблюють.

Всі оптичні елементи РЗЗ лазера змонтовані в єдиному корпусі, який в цілому можна пересувати, юстуючи його відносно пучка лазера накачування 1.

Пучок генерації РЗЗ лазера через діафрагму 11 потрапляє на вхідну щілину спектрографа 12. Для зручності пучок генерації заводиться через світловод (на рис.9.3 не показаний). Спектр випромінювання фіксується з допомогою веб-камери 13, сфокусованої на площину спектра, сигнал з якої записується комп'ютером 14 і спостерігається на дисплеї 15.

Для градуювання веб-камери (встановлення відповідності між номером пікселя зображення та довжиною хвилі випромінювання) використовується відомий спектр неонові лампи, попередньо зареєстрований тими самими монохроматором та веб-камерою.

Порядок виконання роботи

При виконанні лабораторної роботи використовується проградуований спектрограф. При необхідності його градуювання можна перевірити за процедурою, описаною в лабораторній роботі № 8.

1. Ввімкнути неодимовий лазер накачування в режимі модуляції добротності відповідно до порядку, описаному в лабораторній роботі №6. Встановити напругу на накопичувальних конденсаторах лазера 800В і поступово підвищуючи її добитись стабільної генерації.
2. Перевірити з допомогою вузької смужки білого паперу попадання пучка накачування на вхідну діафрагму 2 і кювету з барвником. При незадовільному проходженні пучка через лінзи формування пучка накачування від'юстувати орієнтацію блока РЗЗ.
3. Натискаючи кнопку запуску лазера накачування, перевірити наявність генерації РЗЗ лазера. Перекриваючи один пучок смужкою паперу на місці фільтрів 7, переконатись, що генерація зникає і, отже генерація відбувається завдяки встановленню розподіленого зворотного зв'язку.
4. Перевірити попадання пучка генерації РЗЗ лазера на вхідне вікно світловода і вхідну щілину спектрографа. При необхідності під'юстувати.
5. Ввімкнути комп'ютер і веб-камеру. Запускаючи лазер спостерігати спектр генерації РЗЗ лазера на моніторі. Підібрати шириною вхідної щілини спектрографа необхідну яскравість зображення спектра.
6. Повертаючи гвинт поворотного механізму РЗЗ лазера, зареєструвати спектр генерації барвника при різних орієнтаціях блока кювети, що відповідає різним періодам модуляції коефіцієнта підсилення і записати його у вигляді .bmp файлу в створену вами директорію. В назві файлу зафіксувати відлік по шкалі барабану поворотного гвинта, при якій отриманий даний спектр.
7. Зареєструвати спектри генерації РЗЗ лазера при різних ослабленнях першого пучка накачування, змінюючи його інтенсивність набором фільтрів 7. Для грубої зміни інтенсивності використовувати сірі фільтри

- НС з коефіцієнтом пропускання 53%, для тонкої - плоско паралельні пластинки з пропусканням 8%. Для кожного ослаблення зареєструвати кілька спектрів для статистики. Ослаблення пучка вказати в назві файлів.
8. Завантажити файл даних, отриманих в п.6, в пакет «Origin» і побудувати по них криву переналаштування - залежність довжини хвилі генерації РЗЗ-лазера від кута повороту призми (відліку барабана регулювального гвинта поворотного механізму).
 9. Оцінити ширину спектра генерації і порівняти її із шириною спектра генерації родаміну 6Ж, отриманого в не дисперсійному резонаторі в лабораторній роботі №8. Побудувати залежність ширини спектра від довжини хвилі випромінювання генерації.
 10. За результатами п.7 побудувати залежність спектра генерації РЗЗ лазера від ослаблення першого пучка фільтрами 7.
 11. Проаналізувати оброблені дані і зробити висновок про відповідність цих даних моделі генерації РЗЗ-лазера.
 12. Оформити звіт по лабораторній роботі.

Оформлення результатів

В звіті навести:

1. Короткі теоретичні відомості про механізм утворення розподіленого зворотного зв'язку і генерації РЗЗ лазера на органічних барвниках.
2. Криву переналаштування довжини хвилі генерації РЗЗ-лазера.
3. Навести графік залежності ширини спектра генерації від області налаштування РЗЗ лазера (довжини хвилі генерації $\lambda_{\text{ген}}$) і порівняння з шириною спектра в не дисперсійному резонаторі.
4. Навести ряд спектрів генерації в залежності від ослаблення фільтрів 7, що зменшують глибину модуляції коефіцієнта підсилення.
5. Проаналізувати отримані залежності.

Література

1. В.Н.Лукиянов, А.Т.Семенов, Н.В.Шелков, С.Д.Якубович. Лазеры с распределенной обратной связью. //Квантовая электроника, т.2, №11, 1975, с.2373-2397.
2. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения.— М.: Радио и связь., 1981. — 439с.

ДОДАТКИ

Додаток 1

Спектр випромінювання неоновї лампи

При проведенні градування слід зважати, що із-за значної різниці інтенсивності спектральних ліній наведений спектр є накладанням окремих спектральних ділянок шириною приблизно 25нм, сфотографованих з оптимальною для даної ділянки експозицією. Відносні інтенсивності ліній відтворені лише в межах цих ділянок, інтенсивності ліній різних ділянок можуть суттєво відрізнятись від реальних. Тому при градуванні в першу чергу слід орієнтуватись на спектральні інтервали між лініями, а їх інтенсивності відіграють допоміжну роль.

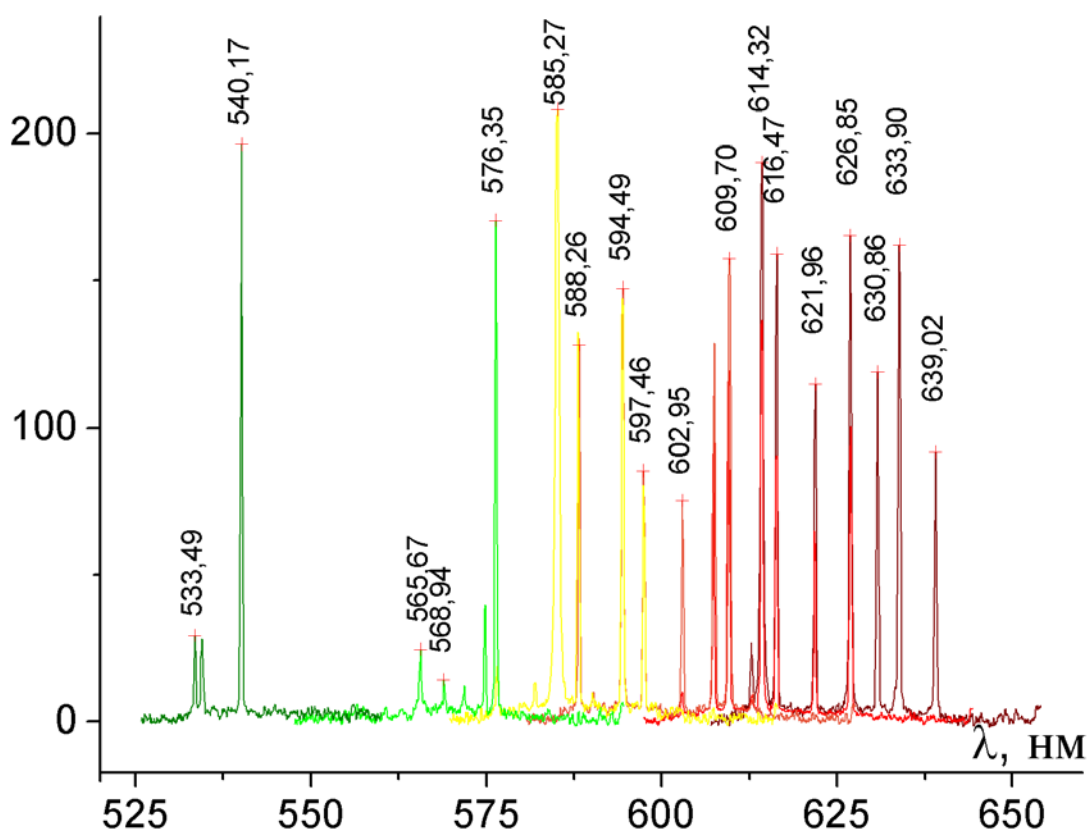


Рис Д.1. Спектр випромінювання неоновї лампи для градування спектральних приладів.

Додаток 2

Правила роботи з лазерами

Висока яскравість і направленість лазерного випромінювання створює певні ризики для здоров'я обслуговуючого персоналу. Особливу небезпеку воно становить для тканин, що максимально поглинають випромінювання. Найбільш чутливими і вразливими до впливу лазерного випромінювання на всіх довжинах хвиль є очі. Порівняно легка вразливість роговиці й кришталика ока, а також здатність оптичної системи ока багаторазово збільшувати інтенсивність (або густину енергії) випромінювання видимого й ближнього інфрачервоного діапазону ($780 < \lambda < 1400$ нм) на сітківці роблять око найбільш вразливим органом. При попаданні прямого лазерного пучка в око внаслідок фокусування кришталика на сітківці ока може локально утворитися небезпечна інтенсивність, що може призвести до зворотних або незворотних змін.

Зворотні зміни проявляються в частковому засліпленні зору, в результаті яких частина сітківки тимчасово втрачає чутливість. В полі зору деякий час спостерігаються темні плями, в межах яких майже нічого не видно. Через 5 – 10 хвилин ці симптоми зникають. При більш високій потужності лазерного випромінювання або більш тривалому опромінюванні сфокусований кришталиком пучок може призвести до незворотних змін, в результаті яких темні плями в полі зору залишаються назавжди.

Вплив лазерного випромінювання на зір може проявлятися як біль в очах, спазм вік, слезотеча, набряк повік і очного яблука, помутніння сітківки, крововилив. Клітини сітківки після ушкодження не відновлюються. Характер впливу залежить від довжини хвилі: ультрафіолетове випромінювання викликає фотокератит, середньохвильове інфрачервоне випромінювання ($1400 < \lambda < 3000$ нм) може викликати набряк, катаракту й опік рогової оболонки ока; далеке ІЧ випромінювання — опік роговиці.

Небезпеку може становити також відбите випромінювання від скляних поверхонь оптичних деталей чи полірованих металевих предметів. Такими предметами, зокрема, можуть бути корпуси годинників, браслетів чи обручок на руці, коли вони під час роботи випадково попадають в лазерний пучок. Поверхні, які найчастіше можуть давати відбите випромінювання, належать світлоподільним пластинкам, скляним фільтрам, лінзам, призмам. При коефіцієнті відбиття від таких поверхонь більше 4% відбиті ними промені створюють таку ж небезпеку, якщо їх інтенсивність нижча всього на порядок, ніж прямих.

Меншу небезпеку становлять розсіяні промені, оскільки вони утворюються із прямого лазерного пучка розсіянням у великий тілесний кут і кришталик ока фокусує їх в значно більшу пляму. Однак при достатньо високій інтенсивності лазерного пучка і розсіяні промені здатні засліплювати зір.

Вплив лазерного випромінювання на інші органи залежить в основному від довжини хвилі і локалізації впливу. Ступінь впливу залежить від фізико-

технічних характеристик лазера — інтенсивності (енергії випромінювання), довжини хвилі, часу опромінення, тривалості й періодичності імпульсів, опромінюваної площі. Біологічний ефект лазерного опромінення залежить як від типу впливу випромінювання на тканини організму (теплове, фотохімічне), так і від біологічних та фізико-хімічних особливостей самих тканин.

Ушкодження шкіри може бути викликане лазерним випромінюванням будь-якої довжини хвилі у спектральному діапазоні 180...100000 нм. Характер ураження шкіри аналогічний термічним опікам. Ступінь важкості ушкодження шкіри, а в деяких випадках і всього організму, залежить від енергії випромінювання, тривалості впливу, площі опромінення, локалізації, додавання вторинних джерел впливу (горіння, тління). Мінімальне ушкодження шкіри розвивається при густині енергії 1000...10000 Дж/м². Лазерне випромінювання в далекій ІЧ області (>1400 нм) здатне проникати через тканини тіла на значну глибину, вражаючи внутрішні органи (пряме лазерне випромінювання).

Тривала дія диффузно відбитого лазерного випромінювання нетеплової інтенсивності може викликати неспецифічні, переважно вегетативно-судинні порушення; функціональні порушення можуть спостерігатися нервової та серцево-судинної системи, залоз внутрішньої секреції. Може виникати головний біль, підвищена стомлюваність, дратівливість, пітливість.

В залежності від довжини хвилі лазерне випромінювання найбільше небезпечне для таких органів: 380÷1400 нм — для сітківки ока, 180÷380 нм і вище 1400 нм — для зовнішніх ділянок ока, у всьому спектральному діапазоні — для шкіри.

Небезпеку становить також використання в твердотільних та газорозрядних лазерах високих напруг (~1000В). Всі кабелі в лазерах мають надійну ізоляцію і при правильному використанні небезпеки не виникає. Але приступаючи до роботи слід переконатись у відсутності пошкоджень кабелів і надійності їх з'єднання.

Для уникнення травмувань та погіршення стану здоров'я слід строго дотримуватись техніки безпеки та правил роботи з лазерами. Ці правила, сформульовані на основі багаторічного досвіду роботи з лазерами наведені у відповідних ДСТУ (ГОСТ) та "Санітарних нормах і правилах експлуатації лазерів" СанПиН 5804-91.

Згідно „Санітарних норм ...” фактори ризику при роботі з лазерами умовно поділяють на фізичні, хімічні та психофізичні небезпечні та шкідливі фактори.

Так, наприклад, до фізичних факторів ризику належать, зокрема (перераховані лише ті, що стосуються практикуму):

- Лазерне випромінювання (пряме, розсіяне або дифузно відбите);
- Висока напруга в мережі керування та живлення лазера чи лазерної установки;
- Підвищена яскравість світла від імпульсних ламп накачування;

- Підвищений шум і вібрація на робочому місці, що виникають при роботі лазера (лазерної установки).

Таблиця 1. Класи лазерів за рівнем безпеки		
Клас	Рівень безпеки	Коротка характеристика за факторами безпеки
1	безпечні	вихідне випромінювання безпечне для очей
2	слабонебезпечні	Небезпечне для очей: пряме чи дзеркально відбите колімоване випромінювання. Дифузно розсіяне випромінювання є безпечним для очей
3	середньонебезпечні	Небезпечне для очей: пряме, дзеркально і, навіть, дифузно відбите від поверхні випромінювання; і (або) для шкіри пряме чи дзеркально відбите випромінювання
4	високонебезпечні	Небезпечне для шкіри дифузно відбите випромінювання

Визначальними критеріями в оцінці ступеня небезпеки лазерного випромінювання є: густина потужності (енергії), довжина хвилі, тривалість імпульса і експозиція опромінення. Гранично допустимі рівні (ГДР) залежать від того, чи людина знаходиться під впливом лазерного устаткування протягом тривалого проміжку часу (хронічний вплив), чи одноразово. Також ГДР опромінення диференційовані відповідно до режиму роботи лазерів: неперервний режим, моно – імпульсний, імпульсно – періодичний

Відповідно до ступеня безпеки, лазери поділяють на 4 класи, наведені в таблиці 1.

Нижче, в таблиці 2 наведені також граничні енергетичні параметри випромінювання, що є безпечними при попаданні в око людини.

Де $W_{\text{ГДР}}$ — гранично допустимий рівень енергії лазерного випромінювання; $H_{\text{ГДР}} = W_{\text{ГДР}} / S_a$ — гранично допустиме значення енергетичної експозиції лазерного випромінювання; $E_{\text{ГДР}} = P_{\text{ГДР}} / S_a$ — гранично допустимий рівень опромінення; S_a — площа обмежуючої апертури, чисельне значення вибирається в залежності від того, які ГДР розраховуються: вплив на шкіру, чи на очі, а також клас безпеки лазера; $P_{\text{ГДР}}$ — потужність лазерного випромінювання

Таблиця 2. Гранично припустимі енергетичні параметри лазерного випромінювання, що може попадати на очі при тривалому опромінюванні						
Тип лазера	λ , нм	Тривалість імпульса, с	Частота чергування імпульсів	Вплив на очі		
				Тривалість опромінення, с	Параметр, що нормується	ГДР
ІАГ: Nd ³⁺ (вільна генерація)	1060	$5 \cdot 10^{-4}$	одиничний	$5 \cdot 10^{-4}$	$W_{\text{ГДР}}$	$5 \cdot 10^{-7}$ Дж

ІАГ: Nd ³⁺ (модуляція добротності)	1060	10 ⁻⁸	одиничний	10 ⁻⁸	W _{ГДР}	10 ⁻⁷ Дж
Лазери на орг.барвник ах (лампове накачування)	501– 600	5*10 ⁻⁶	одиничний	5*10 ⁻⁶	W _{ГДР}	8*10 ⁻⁹ Дж
He-Ne	624	неперервни й	—	0,25	W _{ГДР}	4,8*10 ⁻⁶ Дж
Al ₂ O ₃ : Cr /рубін/ (вільна генерація)	694	5*10 ⁻⁴	одиничний	5*10 ⁻⁴	W _{ГДР}	7,5*10 ⁻⁸ Дж
Al ₂ O ₃ : Cr /рубін/ (модуляція добротності)	694	2*10 ⁻⁸	одиничний	2*10 ⁻⁸	W _{ГДР}	1,6*10 ⁻⁸ Дж

Згідно до класифікації в таблиці 1 лазери спеціального практикуму належать до слабо небезпечних. Основну небезпеку становить: пряме випромінювання He-Ne лазера при тривалому опромінюванні; пряме і відбите від скляних поверхонь ІЧ випромінювання лазера на ІАГ: Nd³⁺ в режимі модульованої добротності; пряме і відбите випромінювання рубінового лазера в режимі вільної генерації. Так в фокальній площині кришталіка ока при фокусуванні пучка потужністю 3 мВт (типова потужність юстувальних He-Ne лазерів) в пляму діаметром ~ 10 мкм виникає інтенсивність 0,35 МВт/см², що при неперервному опромінювання є гранично допустимою для сітківки ока.

До персоналу, що працює з лазерами класу 2 висуваються такі вимоги: постійний персонал повинний пройти інструктаж і спеціальне навчання безпечним засобам і методам роботи, а тимчасово залучені особи повинні бути інструктовані стосовно техніки безпеки при роботі з лазерами й прикріплені до відповідальної особи з постійного персоналу. Забороняється здійснювати спостереження прямого й дзеркально відбитого лазерного випромінювання без засобів індивідуального захисту, а також розміщати в зоні лазерного пучка предмети, що викликають його дзеркальне відбиття, якщо це не пов'язане з виробничою необхідністю.

ЗМІСТ

Вступ.....	3
Робота №1: Юстування резонатора рубінового лазера.....	5
Робота №2: Спектр генерації та селекція поздовжніх мод рубінового лазера	21
Робота №3: Юстування резонатора He-Ne лазера.....	21
Робота №4: Поперечні моди та генераційні характеристики не-не лазера.....	29
Робота №5: Динаміка випромінювання твердотільного лазера в режимі вільної генерації і модуляції добротності резонатора.....	37
Робота №6: Генераційні характеристики рубінового лазера.....	46
Робота №7: Фокусування лазерного Гаусового пучка.....	57
Робота №8: Переналагодження довжини хвилі генерації лазера на органічному барвнику з дисперсієм резонатором.....	63
Робота №9: Лазер з розподіленим зворотним зв'язком.....	75
Додатки.....	82