

**Лабораторна робота №32.00**  
**ВИВЧЕННЯ БУДОВИ ГЕЛІЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА**  
*Завдання 1. Ознайомитися з принципами функціонування лазерів*

**Мета роботи:** вивчення основних принципів роботи газового лазера і властивостей лазерного випромінювання.

**Обладнання:** юстировочний лазер, гелій-неонова трубка, модулятор (обтюратор), фотодіоди, зеркала, поляроїд.

**Методика виконання.** Головними елементами практично будь-якого лазера є два папаралельних один одному дзеркала і розташоване між ними середовище, що підсилює світло. Паралельні дзеркала утворюють оптичний резонатор і здійснюють позитивний зворотний зв'язок, що перетворює підсилювач в генератор. У такій системі мимовільно з шуму виникає випромінювання, що поширюється від одного дзеркала до іншого і назад перпендикулярно поверхні дзеркал. Будь-яке випромінювання, поширюється під значним кутом до цього напрямку, при послідовних відбиттях швидко залишає резонатор, не встигаючи помітно посилитися. Тому формується промінь випромінювання високої спрямованості. Для виведення частини випромінювання назовні одне з дзеркал за звичай робиться напівпрозорим.

Ключовою умовою роботи лазера є наявність підсилюючого середовища. Посилення світла ґрунтується на явищі вимушеного випромінювання, яке є зворотним поглинанням світла. Як відомо з дослідів, при поглинанні електромагнітного випромінювання речовиною атоми або молекули, що знаходяться на деякому енергетичному рівні, переходять на більш високий вільний рівень, поглинаючи один квант (фотон) випромінювання. Поглинання виникає тільки в тому випадку, коли енергія фотона співпадає з різницею енергій між цими рівнями. Явище вимушеного випромінювання полягає в тому, що якщо атом перебуває на збудженому рівні, то під дією електромагнітного поля відбувається зворотний перехід із збудженого рівня на більш низький рівень з випромінюванням кванта світла. При цьому для конкретної пари рівнів ймовірність переходу зверху вниз співпадає з ймовірністю переходу знизу вгору при однаковій

інтенсивності вимушеного випромінювання.

Слід зазначити, атоми або молекули, що знаходяться на збудженому рівні можуть незалежно від наявності поля самодовільно переходити на більш низький енергетичний рівень, випромінюючи фотон в довільному напрямку. Це явище називається *спонтанним випромінюванням*, воно присутнє в будь-якому лазерному середовищі і утруднює роботу лазера, зменшуючи заселеність верхнього робочого рівня. У той же час воно виконує і корисну функцію, і є «затравкою» для формування спрямованого променя лазерного випромінювання.

Існування вимушеного випромінювання передбачив Ейнштейн в 1916 році. Однак, термодинамічний розгляд Ейнштейна залишав відкритим питання про спрямованість вимушеного випромінювання. У той же час для підсилення спрямованих променів світла необхідно, щоб фотони, народжені під дією вимушуючого випромінювання, спрямовувалися б у напрямку поширення променя. У 1927 році Дірак теоретично показав, що якщо який-небудь фотон викликає вимушений перехід, то народжений в цьому процесі фотон випромінюється в той же квантовий стан, в якому знаходиться вихідний фотон.

Отже, генероване в цьому процесі випромінювання збігається за напрямком, частотою і фазою із вимушуючим випромінюванням, що і дозволяє посилювати спрямовані монохроматичні промені.

Вперше явище вимушеного випромінювання вдалося використати практично в 1954 році при створенні *мазера* (Н.Г. Басов, А.М. Прохоров і незалежно від них J. Gordon, H. Zeiger, Ch.H. Towns). Перший оптичний лазер був створений лише в 1960 році. Слово лазер є транслітерацією англійської аббревіатури Laser (Light amplification by stimulated emission of radiation), відповідно *мазер* - Maser (Microwave amplification by stimulated emission of radiation).

Оскільки для будь-яких двох енергетичних рівнів ймовірність вимушеного переходу знизу вгору і зверху вниз однакова, то посилення може виникнути тільки якщо на верхньому рівні виявиться більше атомів, ніж на нижньому. Така ситуація називається *інверсною заселеністю*. Очевидно, що в термодинамічній рівновазі (не плутати зі стаціонарним

станом) на верхньому рівні завжди менше частинок, ніж на нижньому, в силу розподілу Больцмана. Інверсної населеності можна досягти тільки в нерівноважному стані, наприклад, шляхом оптичного заселення верхнього робочого рівня через додатковий ще більш високий рівень. Тому всі лазери з оптичним накачуванням працюють, як мінімум, за трирівневою схемою. У лазерах з іншими типами накачування верхній робочий рівень може заселятися електричним розрядом, ядерним вибухом, за рахунок передачі енергії від інших атомів, в результаті хімічної реакції і т. д. При цьому нерівноважний стан цілком може бути стаціонарним (для незамкненою системи), що дозволяє створювати безперервні лазери. Нижче будуть описані основні закономірності та властивості лазерного випромінювання на прикладі гелій-неонового лазера, при цьому більшість висновків справедливо і для інших типів лазерів при порівнянні їх конкретних властивостей.



Рис. 1. Схема лазера

**Умова досягнення порогу генерації.** Виведемо порогову умову генерації в лазері. Для цього розглянемо найпростішу схему лазера, що складається з плоскo-паралельного резонатора (рис. 1), утвореного двома дзеркалами, що мають коефіцієнти відображення  $R1$  і  $R2$ , активного середовища, що має підсилення  $G$  на один прохід і додаткових елементів, розміщених всередині резонатора із загальною пропускнуою здатністю  $T$  за один прохід. Цими додатковими елементами можуть бути, наприклад, скляні вікна лазерної трубки, що вносять втрати випромінювання за рахунок відбивання від поверхонь. Можливі й інші види втрат, що призводять до зменшення пропускання, наприклад, за рахунок дифракційного распилювання променя. Дифракційні втрати стають істотними при малих поперечних розмірах дзеркал або активного елемента, порівнянних з розміром однієї зони Френеля для відстані, рівного довжині резонатора, тобто  $r_{las} \approx \sqrt{\lambda L}$ . Для отримання генерації необхідно, щоб підсилення було достатнім для компенсації всіх втрат при

повному обході резонатора.

$$R_1 R_2 T^2 G^2 \geq 1 \quad \Rightarrow \quad G \geq \frac{1}{T \sqrt{R_1 R_2}} \quad (1)$$

У лазерах безперервного випромінювання в сталому режимі втрати випромінювання компенсуються підсиленням і підсилення активного елемента за один прохід рівне

$$G = \frac{1}{T \sqrt{R_1 R_2}}.$$

При цьому слід мати на увазі, що для того, щоб лазер мав ненульову потужність вихідного випромінювання, активний елемент лазера повинен мати запас з підсилення, тобто при відключенні позитивного зворотного зв'язку (видаленні дзеркал резонатора) посилення повинно перевищувати значення, що визначається рівнянням (1). При підключенні зворотного зв'язку і виході на стаціонарний режим генерації підсилення автоматично падає до даної величини.

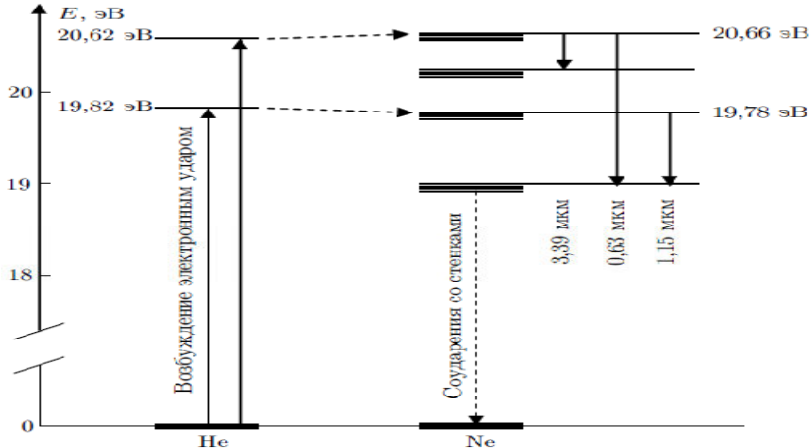


Рис. 2. Енергетична схема роботи гелій-неонового лазера  
**Гелій-неоновий лазер.** Розглянемо механізм виникнення підсилення в робочому середовищі гелій-неонового лазера. Лазерна трубка заповнюється сумішшю гелію і неону у співвідношенні від 5:1 до 10:1 із загальним тиском порядку  $10^2$  Па, при якому досить легко порушити постійний електричний розряд. Робочою лазерною речовиною є

неон. Гелій використовується для вибіркового заселення верхнього робочого рівня неону. Атоми гелію збуджуються при зіткненнях з розігнаними в електричному полі розряду електронами. Передача енергії від збуджених атомів гелію до атомів неону здійснюється при зіткненнях між ними. Відомо, що найбільш ефективно передача енергії від атома до атома відбувається в резонансному випадку, тобто коли енергії рівнів, між якими відбувається перехід, близькі.

Спрощена схема енергетичних рівнів атомів гелію і неону зображена на рис. 2. З нього видно, що енергії двох рівнів атома гелію дійсно близькі до двох рівнів неону, що призводить до ефективної передачі енергії від гелію до неону.

На цьому малюнку зображена лише мала частина енергетичних рівнів неону, насправді їх набагато більше і всі вони в тій чи іншій мірі заселяються в електричному розряді навіть без добавки гелію, що може призводити до створення інверсного заселення між деякими рівнями. І дійсно, генерація лазерного випромінювання атомами неону отримана в лабораторних умовах на більш ніж 200 переходах. Однак, у всіх промислових лазерах на неоні для збільшення ефективності накачування використовують селективне заселення верхніх лазерних рівнів атомами гелію, тому і називаються гелій-неоновими. На малюнку зображено три основних лазерних переходи з довжинами хвиль 0,63 мкм (червоне випромінювання) а також 1,15 і 3,39 мкм (невидиме інфрачервоне). Крім звичайних лазерів з довжиною хвилі 0,63 мкм випускаються гелій-неонові лазери зі змінними величинами, які селективно відбивають випромінювання на одній з цих трьох довжин хвиль, що дозволяє вибирати довжину хвилі генерується випромінювання. При цьому для інших довжин хвиль за малого відбиття порогова умова генерації не виконується.

Слід зазначити, що для підтримки інверсної населеності при роботі безперервного лазера необхідно не тільки заселення верхнього лазерного рівня, але і швидке спустошення нижнього. У неоновому лазері це відбувається при зіткненні атомів неону, що знаходяться на нижньому лазерному рівні, зі стінками лазерної трубки, при цьому атоми передають енергію стінок і скидаються ще нижче, в основний стан. Тому в сучасних лазерах трубки робляться з маленьким

внутрішнім діаметром близько 1-2 мм при довжині 20-60 см. Подальше зменшення діаметра недоцільно через зростання дифракційних втрат. Недостатньо швидке спустошення нижнього лазерного рівня в гелій-неонових лазерах обмежує і граничний коефіцієнт підсилення, що досягається при деякому оптимальному розрядному струмі.

При подальшому збільшенні струму нижній рівень не встигає спустошуватися і ефективність генерації падає. Зазвичай досягається посилення всього 1-3% за один прохід, тобто  $G = 1,01-1,03$ . При такому малому підсиленні генерація вимушеного випромінювання може бути отримана тільки якщо вікна лазерної трубки або дуже добре просвітлені, або розташовані під кутом Брюстера до осі резонатора, при цьому для однієї з поляризацій втрати на відбиття від віконець зникають. Відображення дзеркал резонатора має бути дуже високим, зазвичай  $R1 \geq 0,998$ ,  $R2 \approx 0,99$  (вихідне дзеркало). Такі відбиття недосяжні з металевими дзеркалами (коефіцієнт відбиття свіжонапиленого алюмінію  $\approx 0,90$ , срібла  $\approx 0,98$ ). Тому використовуються спеціальні дзеркала, в яких на скляну підкладку нанесені (зазвичай напиленням) по чергово шари діелектриків з різними показниками заломлення, наприклад,  $SiO_2$  з  $n = 1,45$  і  $TiO_2$  з  $n = 2,5$ . Товщини шарів підібрані таким чином, щоб всі хвилі, відбиті від кордонів розділів шарів, на виході додавалися по фазі, тоді при кількості шарів  $N \geq 10$  вдається досягти відбиття  $R \geq 0,998-0,999$ . Повідомлялося навіть про отримання коефіцієнта відображення більш 0,9999 при числі шарів кілька десятків.

*Напилені дзеркала, особливо старих років випуску, дуже неміцні. Ні в якому разі не торкайтеся до них руками і іншими предметами. Небажано навіть дихати на них.*

Типова конструкція гелій-неонового лазера зображена на рис. 3.

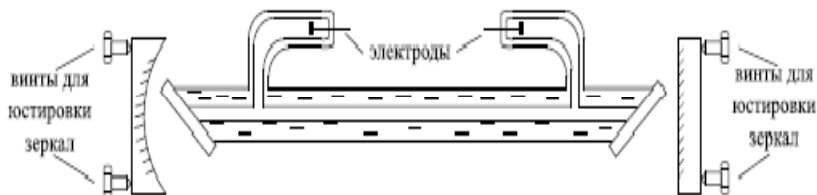


Рис. 3. Будова гелій-неонового лазера

Зазвичай використовується сферичний або півсферичний резонатор, до якого висуваються більш м'які вимоги до точності юстування дзеркал і забезпечує підвищену механічну стабільність в порівнянні з плоским резонатором.

**Ширина спектру випромінювання гелій-неонового лазера.** Час життя верхнього лазерного рівня для переходу 0,63 мкм становить  $10^{-8}$  с. З принципу невизначеності  $\Delta\nu t \geq 1$  можна отримати оцінку ширини лінії  $\Delta\nu \geq 10^8$  Гц. Реальна ширина спектру генерації звичайного гелій-неонового лазера на порядок більша. Основний механізм розширення - ефект Доплера. У лазерної трубки атоми неону беруть участь в хаотичному тепловому русі. Частота випромінювання рухомого джерела зміщена щодо нерухомого джерела; в нерелятивістській випадку

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c} \cos \theta.$$

Оскільки при хаотичному русі  $\cos \theta$  приймає значення від 1 до -1, то розширення лінії приблизно складає

$$\Delta\nu \approx 2\nu \cdot \frac{v_{\text{ср}}}{c} - 2\nu \sqrt{\frac{8kT}{\pi mc^2}},$$

де  $v_{\text{ср}}$  – середня швидкість молекул. Точний вивід розподілу Максвелла приводить до формули для напівширини лінії

$$\delta\nu = 2\nu \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{mc^2}}$$

яка дає значення на 40% менше, ніж отримана нами оціночна формула. При температурі 400 К напівширина лінії випромінювання газоподібного неону дорівнює  $1,5 \cdot 10^9$  Гц. Напівширина спектру лазерного випромінювання в 2-3 рази менше цієї величини, оскільки внаслідок малого коефіцієнта підсилення генерація відбувається тільки на вершині контуру підсилення.

**Поздовжні моди.** Розглянемо більш детально спектральний склад випромінювання гелій-неонового лазера. Зазвичай спектр складається з декількох еквідистантних ліній, відповідних різним поздовжнім модам резонатора. *Модами* називають стаціонарні типи коливань електромагнітного поля в резонаторі. Якби дзеркала резонатора були металевими, то мінімальні втрати мали б ті типи коливань, для яких електричне поле на поверхні дзеркал

дорівнює нулю. Для цього на довжині резонатора має укладатися ціле число півхвиль. У цьому випадку після повного обходу резонатора набіг фази світлової хвилі кратний  $2\pi$ . Ті типи коливань, для яких електричне поле на поверхні хоча б одного дзеркала не дорівнює нулю, будуть збуджувати електричний струм у металі і швидко втрачати енергію. Ситуація аналогічна знаходженню дозволених типів коливань у резонаторах НВЧ діапазону в курсі електрики.

У випадку діелектричних багатошарових дзеркал ця умова не настільки очевидно. Багатошарове дзеркало має протяжну структуру товщиною не менше декількох довжин хвиль і неясно, в якому місці електричне поле повинно набувати значення нуль, на якій довжині повинно укладися ціле число півхвиль і, взагалі, чи істотна ця умова. Із загальних міркувань ясно, що випромінювання тієї частоти, для якої накладання фази після повного обходу резонатора кратне  $2\pi$ , буде весь час співпадати по фазі і наростати швидше випромінювання з іншими частотами. Це можна показати більш строго. Розглянемо найпростіший резонатор з двох дзеркал з коефіцієнтами відображення  $R_1$  і  $R_2$  і нескінченно тонкий шар посилюючої речовини всередині резонатора з посиленням  $G$  за один прохід. Прийmemo, що стан лазера стаціонарний і потужність спонтанного випромінювання слабо залежить від частоти (ширина лінії посилення лазерної середовища набагато ширша міжмодової відстані, що виконується для гелій-неонового лазера). Щоб знайти потужність випромінювання всередині резонатора в деякому місці, наприклад, на внутрішній поверхні вихідного дзеркала, потрібно підсумувати після послідовних проходів комплексні амплітуди хвиль, випромінюваних лазерним середовищем в ліву сторону (виходить геометрична прогресія як при знаходженні пропускання еталона Фабрі-Перо), помножити на комплексно-спряженну величину, потім виконати те ж для хвиль, випромінюваних в праву сторону і потім додати. Виходить формула

$$P(\omega) \propto \frac{1}{(1 - \sqrt{RG})^2 + 4\sqrt{RG} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (2)$$

де  $R = R_1 R_2$ , а  $\varphi$  - набіг фази при повному обході резонатора.



Ця функція має різкі максимуми при  $\varphi = 2\pi n$ , оскільки в стаціонарному стані  $\sqrt{RG} \approx 1$

Таким чином, для багатопарових діелектричних дзеркал, так само як і для металевих, набіг фази при повному обході резонатора повинен бути кратний  $2\pi$ . Значить, на довжині резонатора повинно укладитися ціле число півхвиль, тільки у випадку багатопарових дзеркал довжина резонатора не обов'язково збігається з геометричною відстанню між поверхнями дзеркал, а визначається фазою, з якою ці дзеркала відбивають світлову хвилю. Ця відмінність порівняна з довжиною хвилі, тобто багато менша звичайних довжин резонатора, тому відстань між поздовжніми модами виходить практично такою ж, як у випадку металевих дзеркал.

**Поперечні моди.** Аналіз кутового розподілу лазерного випромінювання зручніше проводити для випадку квадратних дзеркал резонатора, причому поперечний розмір активного середовища перевищує ширину  $D$  дзеркал, тобто лазерний промінь обмежується дзеркалами. Випромінювання, що розповсюджується під невеликим кутом до осі резонатора, може здійснювати достатнє число проходів, щоб помітно посилитися і бути присутнім у вихідному випромінюванні. Однак, допустимі кути повинні задовольняти певним співвідношенням, що впливають з властивостей резонаторів. Найпростіша теорія лазерних резонаторів Шавлова і Таунса заснована на схожості відкритих (без бокових стінок) резонаторів з закритими.

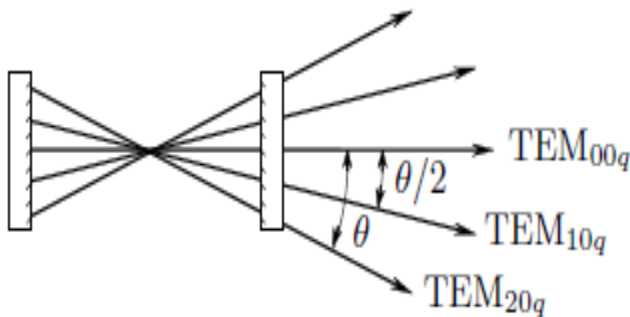


Рис. 4. Напрямки поширення мод з поперечними індексами (згідно теорії Шавлова і Таунса)

Однак, основні результати цієї теорії можна отримати і без аналогій з закритими резонаторами. У процесі посилення випромінювання від спонтанних шумів до стаціонарного рівня «виживають» тільки моди, що мають мінімальні втрати на дифракцію. Для цього інтенсивність випромінювання на краях дзеркал має бути мінімальною, в ідеалі рівною нулю. Якщо яка-небудь мода містить дві хвилі, що поширюються під малими кутами  $\pm \theta$  до осі резонатора, то при додаванні цих хвиль на дзеркалі створюється інтерференційна картина з періодом  $\theta(\lambda/2)$ . Для перетворення інтенсивності в нуль на краях дзеркала необхідно, щоб на ширині дзеркала  $D$  вкладалося ціле число періодів, тому  $\theta = \pm m(\lambda/2)D$ . Така ж умова повинна виконуватися по другій координаті в площині дзеркала:  $\theta = \pm p(\lambda/2)D$ . Тут  $m$  і  $p$  – цілі числа. Остаточний кут рівний

$$\theta = +\sqrt{m^2 + p^2} \frac{\lambda}{2} D \approx \sqrt{m^2 + p^2} \frac{\theta_{\text{дифр}}}{2} \quad (3)$$

де  $\theta_{\text{дифр}} \approx \lambda/D$  – дифракційна розбіжність лазерного променя з поперечним розміром  $D$ .

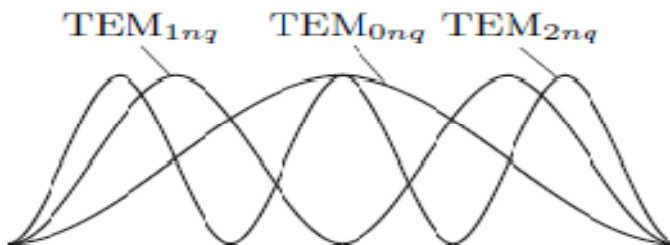


Рис. 5. Розподіл інтенсивності лазерного випромінювання на дзеркалі резонатора за одною з поперечних координат для трьох нижчих поперечних мод (згідно теорії Шавлова і Таунса)

Для класифікації лазерних мод застосовують позначення  $TEM_{mpq}$ , маючи на увазі, що електричне і магнітне поля  $E$  і  $H$  перпендикулярні напрямку поширення променя. Типи коливань з різними значеннями поперечних індексів  $m$  або  $p$  називаються *поперечними модами*, з різними  $q$  - *повдовжніми*. Фактично значення поперечного індексу дає число нулів у розподілі інтенсивності випромінювання за відповідною координатою на поверхні дзеркала, не

враховуючи нулів на краях. Значення повздовжнього індексу  $q$  дорівнює числу півхвиль, що укладаються на довжині резонатора. На рис. 4 і 5 схематично показані напрямки поширення різних поперечних мод і розподіл інтенсивності випромінювання на дзеркалі за однією з поперечних координат.

Знайдемо зсув частоти поперечних мод відносно чисто поздовжніх. Для моди  $TE_{mpq}$ , що розповсюджується під кутом  $\theta$  до осі резонатора складова хвильового вектора по осі резонатора дорівнює  $k_z = q\pi/L$ , де  $L$  - довжина резонатора. Складова в площині дзеркал дорівнює  $k_{x,y} = k\sin\theta \approx kz\theta$ . Враховуючи, що  $m, p \ll q, \theta \ll 1, \omega = kc$  і використовуючи рівняння (3), для  $\theta$  неважко одержати

$$\omega_{mpq} \approx \omega_{00q} \left[ 1 + \frac{1}{8}(m^2 + p^2) \frac{\lambda^2}{D^2} \right] \quad (4)$$

Корисно оцінити різницю частот чисто повздовжньої моди і поперечної моди з таким же поперечним індексом і порівняти її з міжродовою відстанню для повздовжніх мод.

Враховуючи, що  $\omega_{00q} \approx 2\pi c/\lambda$ , де  $\lambda$ -середня довжина хвилі лазерного випромінювання, отримаємо

$$\frac{\omega_{mpq} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx (m^2 + p^2) \frac{\lambda L/4}{D^2} \quad (5)$$

У випадку типового гелій-неонового лазера для нижчої поперечної моди ( $m = 1, p = 0$ ) маємо

$$\frac{\omega_{10q} - \omega_{00q}}{\omega_{00q+1} - \omega_{00q}} \approx 10^{-2}$$

Це означає, що спектр мод з ненульовими поперечними індексами лише незначно зсунутий щодо спектру чисто поздовжніх мод, цей зсув складає одиниці відсотків від міжродової відстані і не вирішується більшістю спектральних приладів.

Зазвичай розмір лазерного променя обмежується не дзеркалами, а іншими елементами, наприклад, лазерної трубкою, але ця обставина мало позначається на характері розподілу поля в перерізі променя і модовій структурі вихідного випромінювання. Крім того, зазвичай дзеркала та інші елементи не квадратні, а круглі. Це повинно призводити до циліндричної симетрії розподілу поля по площі променя і по кутах. Однак, за неконтрольованих дефектів дзеркал, пилу

і неточностей юстирування зазвичай відбувається самовільне виділення переважного поперечного напрямку і розподіл інтенсивності по перетину вихідного променя найчастіше нагадує прямокутний варіант, приймаючи іноді різноманітні форми в залежності від якості юстування дзеркал резонатора.

В більш досконалої теорії лазерних резонаторів Фокса і Лі стаціонарна конфігурація електромагнітного поля знаходиться чисельно з використанням дифракційних інтегралів Кірхгофа. Розрахунки, виконані за цією теорією, показують, що розподіл амплітуди електромагнітного поля за поперечною координатою на поверхні дзеркала нагадує розподіл, одержаний в теорії Шавлова і Таунса. Найбільш помітна відмінність полягає в тому, що хоча амплітуда поля і спадає до країв дзеркала, але не досягає нуля на краях. Це призводить до дифракційним втрат при послідовних проходах.

Мінімальними втратами на дифракцію володіє центральна  $TEM_{0nq}$  мода, оскільки у неї електромагнітне поле в основному зосереджено поблизу осі лазерної трубки і мінімальне на краях. Тому в сучасних гелій-неонових лазерах з тонкою трубкою, як правило, генерується тільки 0-0 мода і випромінювання таких лазерів володіє практично дифракційної розбіжністю. В старих лазерах з трубками великого діаметру дифракційні втрати різних поперечних мод малі, і генерується набір мод, який добре видно на вихідному дзеркалі. Цьому також сприяє та обставина, що при переході від плоского резонатора до сферичного всі моди стягуються до центру дзеркал і дифракційні втрати стають ще меншими.

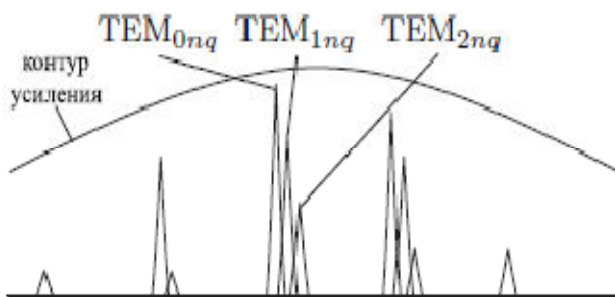


Рис. 6. Приблизний вигляд спектра випромінювання гелій-неонового лазера

Типовий спектр випромінювання гелій-неонового лазера схематично зображено на рис. 6. Для наочності пропорції спотворені: насправді поперечні моди ближче до відповідної чисто поздовжньої моди, а ширина спектра окремих мод менший, ніж зображено на малюнку. Співвідношення між амплітудами різних мод носить випадковий характер і змінюється з часом.

### **Когерентність лазерного випромінювання.**

Випромінюваний промінь лазера практично повторюється з періодом, рівним часу обходу світлом резонатора. Однак, з кожним обходом такі характеристики випромінювання, як форма обвідної та фаза таки злегка змінюються, оскільки частина випромінювання постійно покидає резонатор через вихідне дзеркало і на його місце приходить та частина посиленого спонтанного випромінювання, яка потрапляє в смугу посилення лазерного середовища і співпадає з частотним і просторовим спектром зі спектром мод резонатора. При цьому фаза «підмішано» спонтанного випромінювання має випадкове значення. Оцінки показують, що в типовому працюючому гелій-неоновому лазері в одній моді присутні  $\sim 10^{10}$  фотонів, а концентрація атомів неону, що знаходяться на верхньому лазерному рівні, складає  $\sim 10^9$  см<sup>-3</sup>. Враховуючи, що час життя на верхньому рівні становить  $10^{-8}$  с, неважко отримати оцінку для швидкості знаходження фотонів спонтанного випромінювання в одній моді, якщо відомі розбіжність і спектральна ширина моди. Вважаючи, що розбіжність дорівнює дифракційній, а ширина моди не більше ширини лінії пасивного лазерного резонатора, отримаємо, що для повної зміни випромінювання в моді потрібно не менше  $10^3$  с, а ширина лінії лазерного випромінювання  $\leq 10^{-3}$  Гц. Більш точні оцінки, виконані за формулою Шавлова-Таунса, дають для типового гелій-неоновому лазера з вихідною потужністю 1 мВт ширину лінії  $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$ , а  $\Delta\nu \sim 1$  Гц. Це надзвичайно мала величина. Оцінки показують, що для того, щоб частота лазерного випромінювання внаслідок теплових нестабільностей довжини резонатора не перевищувала цієї ширини, необхідно підтримувати довжину резонатора сталою з точністю  $10^{-13}$  см (для порівняння: типовий розмір атома -  $10^{-8}$  см). Тому в звичайному лазері ширина лінії і пов'язаний з нею час когерентності повністю визначаються технічними

нестабільностями резонатора. Типова ширина лінії гелій-неонового лазера складає  $\sim 10^6$  Гц відповідно, час когерентності  $\sim 10^{-6}$  с, а довжина когерентності кілька сотень метрів. Для порівняння: напівпровідниковий лазер, наприклад, лазерна указка, без прийняття спеціальних заходів щодо звуження спектра і стабілізації частоти має довжину когерентності менше одного сантиметра. При використанні спеціальних методів стабілізації частоти в гелій-неонових лазерах вдається досягти ширини лінії порядку декількох Гц.

*Зауваження.* З приводу довжини і часу когерентності випромінювання гелій-неонового та інших лазерів слід зробити суттєве застереження. Хоча когерентність випромінювання дійсно зберігається на довжині когерентності, це не означає, що за будь-яких затримок в межах цього інтервалу однієї частини випромінювання щодо іншої буде високий контраст інтерференційної картини. Типовий гелій-неоновий лазер ( $L > 20$  см) одночасно випромінює кілька поздовжніх мод з різними частотами. Через різницю частот максимуми інтерференційних картин від різних мод не завжди збігаються. Дійсно, оскільки хвильовий вектор моди з поздовжнім індексом  $q$  рівний  $k_q = \omega_q/c = \pi q/L$ , то при затримці випромінювання на довжину  $l$  набігає додаткова фаза  $\varphi = k_q l = \pi q l/L$ . Набіг фази залежить від  $q$ , значить і положення максимумів інтерференційної картини залежать від  $q$ , що призводить до змазування інтерференційної картини. Для того, щоб максимуми інтерференції від усіх мод збігалися, необхідно, щоб для всіх мод незалежно від  $q$  набіг фази при затримці на  $l$  був кратний  $2\pi$ , що дає умова  $l = 2Lp$ , де  $p$  - ціле число, тобто затримка повинна бути кратною подвійній довжині резонатора. Це практично очевидно, оскільки випромінювання повторюється з періодом, рівним часу повного обходу по резонатору.

Оцінимо мінімальну затримку, за якої спадає контраст інтерференційної картини. Якщо лазер генерує  $m$  поздовжніх мод з хвильовими векторами від  $\pi q/L$  до  $\pi(q + m - 1)/L$ , то за різниці фаз, рівній  $\pi$  для крайніх мод, максимуми однієї крайньої моди потрапляють на мінімуми іншої і контраст починає помітно падати. Це відбудеться при геометричній затримці  $l = L/(m-1)$ , що для типового гелій-неонового лазера

становить  $l \approx 10$  см. Оцінку можна зробити і з інших міркувань. Оскільки повна ширина спектру випромінювання дорівнює відстані між крайніми модами  $\Delta\nu = c(m-1)/2L$ , то час, протягом якого когерентність зберігається, рівний  $\tau=1/\Delta\nu$ , відповідно  $l = c\tau = 2L/(m-1)$ , що з точністю до множника 2 співпадає з попередніми міркуваннями.

**Експериментальна установка.** Схему експериментальної установки наведено на рис. 7.

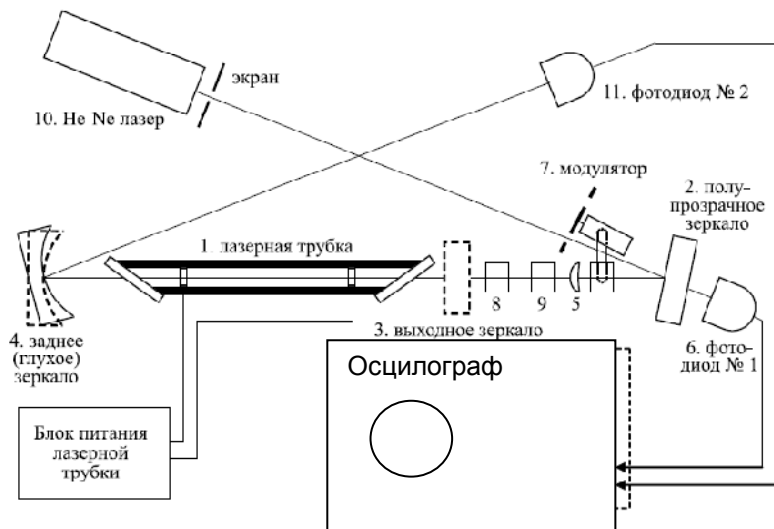


Рис. 7. Схема установки. Штриховими лініями показано положення дзеркал при отриманні лазерної генерації на досліджуваній трубці

На оптичній лаві розташовані: газорозрядна трубка досліджуваного He-Ne лазера ЛГ-75 (1), рейтера для кріплення юстувальних оправ з дзеркалами (2, 3, 4), лінза, яка зменшує витраність юстувального лазера (5), фотодіод (6), модулятор (7) а також знімний рейтер (8) з негативною лінзою для спостереження модової структури випромінювання досліджуваного лазера і рейтер (9), або екран, або поляроїд. Юстувальний лазер (10) і фотодіод (11) закріплені. Модулятор може бути повернутий в різні положення: при вимірюванні коефіцієнта підсилення він модулює промінь, що йде від юстувального лазера, при вимірюванні поляризації випромінювання досліджуваного лазера він модулює це

випромінювання а в інших випадках він відводиться убік, щоб не перекривати промені. Юстувальний лазер призначений для юстування всіх елементів установки і для вимірювання коефіцієнта підсилення активного середовища досліджуваного лазера. Оскільки коефіцієнт підсилення на робочій частоті лазера малий і підсилення інтенсивності променя досліджуваного лазера при довжині трубки  $\sim 1$  м становить усього кілька відсотків, в даній роботі вимірюється одночасно інтенсивність випромінювання до і після проходження досліджуваного середовища. Цей метод дозволяє виключити вплив нестабільності інтенсивності досліджуваного лазера в часі, який становить зазвичай кілька відсотків. Сигнали з обох фотодіодів подаються на осцилограф. Для налаштування резонатора досліджуваного лазера використовуються дзеркала, закріплені в знімних відцентрованих оправах.

Вивчення поляризації досліджуваного лазера та його модової структури проводиться за допомогою поляроїда і короткофокусною лінзи. Перед проведенням вимірів ознайомтеся з додатком, в якому описано методи вимірювання інтенсивності світла і методика вимірювання коефіцієнта посилення лазерної трубки.

### ***Завдання 2. Визначити коефіцієнт підсилення лазера.***

У роботі пропонується виміряти коефіцієнт посилення лазера; добитися генерації і вивчити модову структуру випромінювання в залежності від налаштування дзеркал лазера і характер поляризації лазерного променя.

***Методика виконання.*** Зберіть експериментальну установку за схемою (рис. 7).

Увімкніть живлення юстувального лазера в мережу і переконайтеся в наявності лазерного випромінювання. За допомогою аркуша білого паперу ознайомтеся з ходом променя юстувального лазера по установці. Проведіть юстировку оптичної схеми установки. При цьому вихідне дзеркало досліджуваного лазера має бути зняте (зручніше його знімати разом з рейтером), а модулятор відведений убік, щоб не перекривати промені. В результаті виконання цієї вправи промінь юстувального лазера повинен добре проходити через трубку досліджуваного лазера. Промінь від юстувального лазера потрапляє на напівпрозоре дзеркало на оптичній лаві, яке спрямовує його на досліджувану трубку. Якщо промінь



доторкається стінки трубки, на екрані на стіні буде з'являтися ореол. При правильному налаштуванні пляма на екрані має бути з рівними краями без ореолів, і при малій розбіжності вгору-вниз і вліво-вправо форма плями майже не змінюється.

Фотодіод (6) за напівпрозорим дзеркалом слід виставити так, щоб промінь, що проходить через дзеркало, потрапляв на приймальний майданчик фотодіода. Пройшовши досліджувану трубку промінь за допомогою заднього дзеркала спрямовується на приймальний майданчик фотодіода (11). Увімкніть двигун модулятора і розташуйте його так, щоб він перекривав промінь юстувального лазера до потрапляння на напівпрозоре дзеркало. Виберіть відповідні параметри осцилографа і поспостерігайте сигнали з обох фотодіодів. Вони повинні мати однакову тимчасову форму, не перевищувати 100 мВ і відрізнятись за амплітудою не більше ніж у два рази. Якщо це не виконується, перевірте, як промінь юстувального лазера проходить крізь досліджувану трубку і чи добре потрапляє на фотодіоди знятого чи вихідного дзеркала. Досягніть нормальних сигналів на екрані осцилографа. Проведіть вимірювання.

Проведіть настройку досліджуваного лазера для отримання генерації. Слід врахувати, що внаслідок малого посилення активного середовища гелій-неонового лазера генерація може бути отримана тільки при дуже точному налаштуванні дзеркал резонатора, їх непаралельність один одному не повинна перевищувати  $10^{-4}$  рад. Крім того, навіть невелика порошок, що випадково осіла на віконці лазерної трубки, може зробити неможливим досягнення генерації. Спочатку налаштовується глухе (заднє) сферичне дзеркало, вихідне дзеркало при цьому має бути зняте. Промінь, пройшовши через трубку, за заднім дзеркалом спрямовується строго назад але так, щоб після вторинного проходження через трубку досліджуваного лазера він потрапив на екран, закріпленій на вихідному торці досліджуваного лазера. При точній настройці пляма на цьому екрані яскрава, рівна, без ореолів, діаметром приблизно 1 см і його центр збігається з центром виходу променя із юстувального лазера. Поставте на лаву перед трубкою рейтер з вихідним дзеркалом, робочою поверхнею досліджуваного лазера. Це дзеркало юстуються так, щоб відбитий від нього промінь юстувального лазера потрапив

в те ж саме місце, куди потрапив промінь, відбитий від сферичного заднього дзеркала (його діаметр набагато менший діаметра променя від заднього дзеркала). Увімкніть блок живлення досліджуваного лазера. Коли загориться розряд, повинна з'явитися генерація, яка визначається по появі яскравих червоних плям на дзеркалах. Тонкою підстройкою дзеркал добийтеся максимальної потужності генерації. Якщо з першого разу генерація не відбулась, повторіть настройку знову, звертаючи увагу на точне суміщення променів, відбитих від вихідного і глухого дзеркал. Якщо генерація все ж таки не досягається, слід за допомогою лаборанта почистити брюстеровські вікна досліджуваного лазера від можливих забруднень і пилу. Для цього слід протерти їх ваткою і повторити настройку.

**Ні в якому разі не можна протирати дзеркала і взагалі доторкатися до них!**

***Завдання 3. Вивчення поляризації лазерного променя.***

Закріпіть в рейтер (9) перед вихідним дзеркалом поляроїд. Поверніть і налаштуйте фотодіод і модулятор так, щоб промінь досліджуваного лазера добре проходив крізь отвори модулятора і потрапляв на фотодіод (6). Юстувальний лазер на час проведення цих вимірювань краще вимкнути. Виміряйте залежність інтенсивності випромінювання досліджуваного лазера від кута повороту поляроїда. Вимірювання проводяться за допомогою фотодіода (6) і мультиметра. Побудуйте залежність відносної інтенсивності від кута повороту поляроїда. Проведіть спостереження модової структури лазерного випромінювання. Поставте на рейку впритул до вихідного дзеркала рейтер з короткофокусною лінзою, а рейтер (9) з поляроїдом замініть на білий екран. Спостерігаючи за плямою випромінювання лазера, за допомогою малого повороту одного дзеркала отримаєте одномодовий режим, трьохмодовий і багатомодовий режим. Обробка результатів вимірювань коефіцієнта підсилення досліджуваної трубки проводиться за методикою, викладеною у додатку. Корисно розрахувати коефіцієнт підсилення прямо на місці хоча б для одного значення струму, щоб переконатися в правильності вимірювань. Для проведення розрахунків можна скористатися калькулятором.

*Додаток. Вимірювання коефіцієнта посилення гелій-*

неонового лазера.

Лазерна генерація виникає, коли підсилення випромінювання активним середовищем лазера перевищує втрати. Втрати викликані, в основному, тим, що від дзеркал резонатора відбивається тільки частина падаючого на них випромінювання. За рахунок цього і здійснюється виведення частини випромінювання назовні. У гелій-неонових лазерах на довжині хвилі 6328 Å підсилення активного середовища невелике і зазвичай становить 1-3% на один прохід, тобто коефіцієнт підсилення (відношення сигналу на виході до сигналу на вході) дорівнює 1,01-1,03. Тому доводиться використовувати дуже щільні резонаторні дзеркала: зазвичай коефіцієнт відбиття вихідного дзеркала становить  $\approx 0,99$ , а глухого - 0,998-0,999. Крім того, віконця лазерної трубки приклеєні до торців під кутом Брюстера, що дозволяє для одної з поляризацій виключити втрати на відбиття від цих віконць. У лазері генерується випромінювання саме з цією поляризацією, для іншої поляризації втрати перевищують підсилення і лазерна генерація неможлива.

Щоб виміряти таке мале підсилення, потрібно визначити інтенсивність випромінювання на вході і на виході з лазерної трубки з точністю істотно вищою 1%. В принципі, це можливо, просто вимірюючи фотострум, якогось досить стабільного фотоприймача, наприклад, фотодіода, точним цифровим вольтметром (мікроамперметром, мультиметром). Однак, при цьому потрібно віднімати з показів темновий струм, який сильно залежить від температури і тому змінюється в часі, що ускладнює вимірювання. Найпростіший шлях усунення впливу темного струму – модульованість інтенсивності випромінювання, наприклад, обертюватим обтюратором і перейти до вимірювань на змінному струмі. При цьому також усувається вплив зовнішніх засвічень і так званих флікершумів, амплітуда яких зростає за законом  $1/f$ , де  $f$  - частота.

Процедура вимірювання посилення виглядає наступним чином.

1. Увімкнути живлення досліджуваного і юстувального лазерів і обтюратор. Висока напруга подається на трубку досліджуваного лазера з затримкою кілька хвилин, за цей час можна ознайомитися з оптичною схемою, простежити за допомогою білого аркушу чи добре випромінювання юстувального лазера проходить крізь обтюратор, трубку

досліджуваного лазера і потрапляє на фотодіоди. При необхідності слід підюстувати хід променів.

2. Запустити осцилограф, увімкнути режим виводу ефективних значень напруги по обох каналах, вибрати відповідну швидкість розгортки (0,5-2 мс/децибел), тривалість розгортки 250-500 мс. (Чим більша тривалість розгортки, тим за більшою кількістю точок обчислюється  $U_{ef}$  і менший вплив шумів, але тривалі розгортки вимагають великих обчислювальних ресурсів, що уповільнює роботу). Запустити розгортку осцилографа і поспостерігати сигнали з фотодіодів. Підібрати таке підсилення, щоб значення  $U_{ef}$  по обох каналах не перевищували 100 мВ (інакше замість чотирьох значущих цифр у значеннях  $U_{ef}$  буде відображатися всього дві). Перекриваючи по черзі промені світла перед фотодіодами, з'ясувати, з якого фотодіода на який канал йде сигнал. Коли трубка досліджуваного лазера прогріється, запустити розгортку осцилографа не менше, ніж 10 разів, щоразу записуючи значення  $U_{ef}$  для обох каналів. Це дасть відношення інтенсивностей світла, що потрапляє на фотодіоди до і після проходження крізь підсилююче середовище лазера. Однак, з цього відношенню неможливо обчислити коефіцієнт підсилення, оскільки точно невідомі коефіцієнти відбиття і пропускання напівпрозорого дзеркала. Крім того, дуже важко налаштувати хід променів так, щоб хоча б мала частина світла не губилася при проходженні крізь лазерну трубку за рахунок доторкання стінок, що створює ілюзію зменшення коефіцієнта підсилення. Тому потрібно повторити вимірювання, вимкнувши живлення досліджуваного лазера, тобто коли трубка не посилює світло, при цьому відношення сигналів з фотодіодів зміниться. При обробці результатів спочатку слід обчислювати відношення одночасно виміряних сигналів першого і другого каналів і тільки потім усереднювати це відношення, цим послаблюється вплив нестабільності потужності випромінювання юстувального лазера. Поділивши відношення сигналів з увімкненим і вимкненим живленням трубки один на інший, отримаємо коефіцієнт підсилення.

3. Повторити весь цикл вимірювань для 3-4 значень розрядного струму лазері, щоразу даючи трубці прогрітися протягом декількох хвилин.