

## Тема 7. Газовий лазер.

### Лекція 7а.

Гелій-неоновий лазер. Три основні канали генерації. Аргоновий та  $\text{CO}_2$  лазери.

Розглянемо роботу  $\text{He-Ne}$  лазера, що найбільш широко використовується на практиці. Енергетична діаграма рівнів атомів  $\text{He}$  і  $\text{Ne}$  показана на рис. 1.

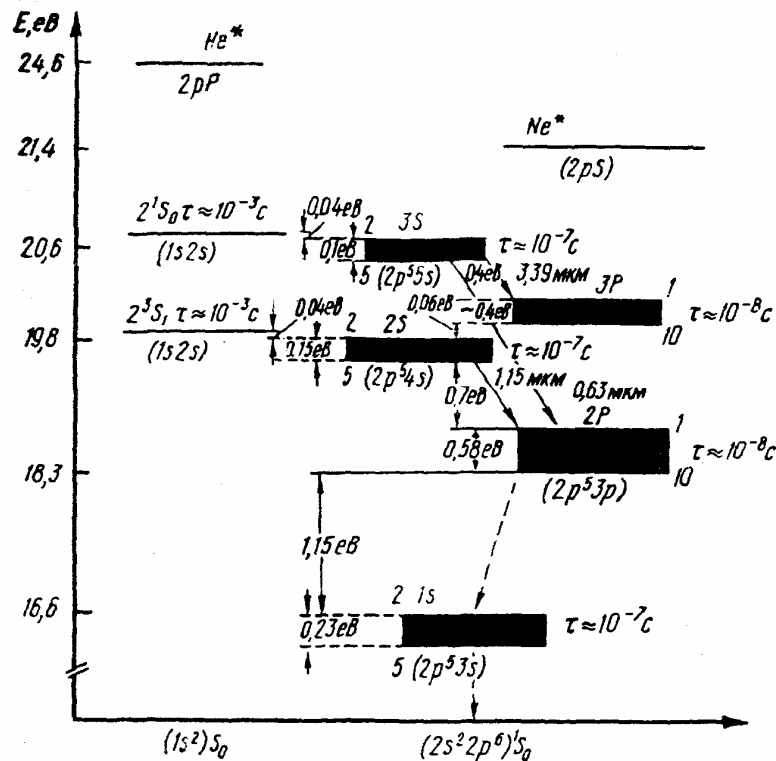
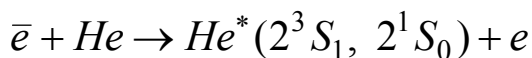


Рис. 1.

Електрони, прискорені полем, при зіткненні в плазмі газового розряду з атомами гелію збуджують останні за схемою:

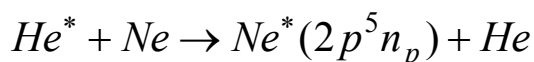


В результаті атоми  $\text{He}$  переходять в збуджені стани  $2^3S_1$  і  $2^1S_0$ , у відповідності з  $LS$  зв'язком, справедливим для атома гелію при електронному збудженні ( $n=2$ ;  $S=1/2$ ,  $l=0$ ,  $j=1/2$ ) і для не збудженого ( $n=1$ ;  $S'=1/2$ ,  $l'=0$ ,  $j=1/2$ ). В наближенні нормального зв'язку ( $LS$ ) оптичні переходи з цих збуджених станів заборонені  $2^1S_0 \leftrightarrow 1^1S_0$ , так як  $\Delta j=0$ , а  $2^3S_1 \leftrightarrow 1^1S_0$  - інтеркомбінаційною заборонаю ( $\Delta S \neq 0$ ), в силу чого стани  $\text{He}^*(2^3S_1 \text{ і } 2^1S_0)$  є метастабільними з часом життя порядку  $10^{-3}$  с.

Далі в результаті непружних зіткнень збуджених атомів  $\text{He}$  з атомами  $\text{Ne}$  останні збуджуються за схемою:



або:



Ефективний переріз цього процесу невеликий –  $3.7 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ , бо різниця енергії між станами  $2^3S_1$  і  $2^1S_0$ , атома гелію і  $(2p^5n_sn_p)$  неону майже  $313 \text{ см}^{-1}$ , що суттєво вище, ніж  $kT$  при кімнатній температурі ( $200 \text{ см}^{-1}$ ).

Збуджений стан  $(2p^5N_s)$  описується квантовими числами:

$$S = 1/2, \quad l = 0, \quad j = 1/2$$

Оскільки для атома  $Ne$  справедливий зв'язок  $(jl)$ , то для станів  $(2p^5n_s)$  виходить чотири підрівні ( $^1P_1$  та  $^3P_{0,1,2}$ ), які позначимо  $n_{s_2}, n_{s_3}, n_{s_4}, n_{s_5}$  і аналогічно для збудженого стану  $(2p^5n_p)$  – десять підрівнів  $n(p_1, \dots, p_{10})$ . Для залишку  $(2p^5)$   $S^1 = 1/2$ ,  $L' = 1$ ,  $j' = 1/2$  або  $S' = 1/2$ ,  $L' = 1$ ,  $j' = 3/2$ .

Час життя  $2S$ - і  $3S$ - станів неону більший ніж в  $2p$ - і  $3p$ - станів, що видно з **табл. 1**. Тому інверсія можлива навіть при рівних швидкостях збудження в стаціонарному режимі і відповідно генерація на  $S \rightarrow P$  переходах.

**Таблиця 1.** Часи життя рівнів  $2S$  і  $2P$  неону.

Рівень $\tau$ , нс	Рівень $\tau$ , нс	Рівень $\tau$ , нс
$S_2$ 96	$P_1$ 8	$P_6$ 13
$S_3$ 160	$P_2$ 10	$P_7$ 13
$S_4$ 98	$P_3$ 13	$P_8$ 16
$S_5$ 110	$P_4$ 12	$P_9$ 17
	$P_5$ 11	$P_{10}$ 20

Наявність рівня  $1S$  в стані  $Ne$  дещо ускладнює ситуацію, оскільки звільнення  $n_p$ - рівнів іде на  $1S$ . Отже, чим менша населеність цього рівня, тим краще умови генерації. При значній населеності рівня  $1S$  окрім того, що погіршуються умови спустошення рівнів  $1S$ , виникає

швидкий процес радіаційного захоплення, тобто заповнюються рівні  $2p$  і  $3p$  зі стану  $1S$ . Якщо в газовій суміші  $He - Ne$  немає домішок, наприклад, атомів  $Ar$  ( $Ne^*(1S) + Ar \rightarrow Ar^* + Ne$ ), то практично єдиним способом переходу атома  $Ne$  з метастабільного рівня  $1S$  є зіткнення з стінками газорозрядної трубки. Тому підсилення виявляється обернено-пропорційним її діаметру. З одного боку, збільшення діаметру призводить до збільшення об'єму активного середовища, а з іншого – до зменшення електронної температури і заповнення рівня  $1S$ . Ці два конкуруючих процеси мають оптимум, який залежить від довжини трубки. Дослідження показали, що при довжині розряду в 750 мм і пропусканні дзеркал близько 0.2% максимальна вихідна потужність досягалася при наступних співвідношеннях параметрів (див. табл. 2).

**Таблиця 2.**

Діаметр трубки, мм	$P \cdot 10^2$ , Па	$W_n$ , Вт	$W_{вих}$ (у відн. од.)
6	1.5	200	25
8	1.2	50	100
10	1.0	30	14

Об'єм активного середовища можна збільшити за рахунок надання перерізу розрядної трубки форми еліпса. Оптимум співвідношення напівосей порядку 1:4. Подальше збільшення призведе до порушення стабільності локалізації розряду.

Оскільки інверсія  $Ne$  визначається передачею енергії від атома  $He$  до атома  $Ne$ , то суттєве значення має їх парціальний тиск. Встановлено, що оптимальне співвідношення тисків неону і гелію знаходиться в діапазоні від 10:1 до 5:1, що забезпечує напрям процесу передачі енергії атома від  $He$  до атома  $Ne$ . Оптимальний режим при тискові  $Ne$  порядку 80 Па і  $He$  порядку 10 Па.

Потужність генерації зростає лінійно з збільшенням довжини, починаючи з 60÷70 см. Треба підкреслити, що слабе підсилення у видимій області на одному проході (0.1-0.25 дБ/м) в  $He-Ne$  лазері накладає дуже жорсткі вимоги на якість його резонатора.

Історично першою була отримана генерація на групі переходів  $2s \rightarrow 2p$  (1.15 мкм), а потім на  $3s \rightarrow 3p$  (3.39 мкм) і  $3s \rightarrow 2p$  (0.63 мкм). Схематично ці переходи показані на **рис. 2**.

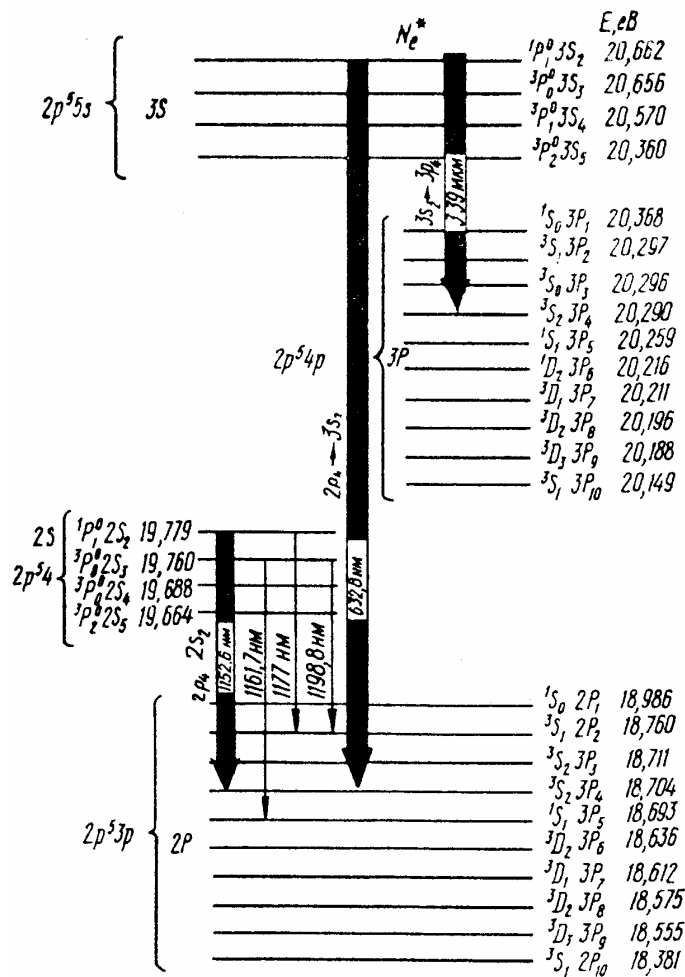


Рис. 2.

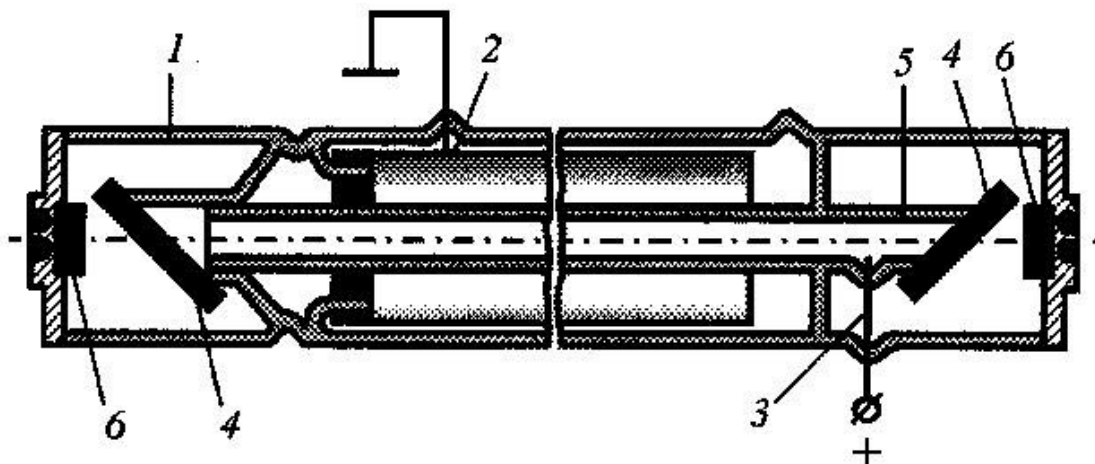
В групі переходів  $2s \rightarrow 2p$  основна частка потужності генерації приходить на перехід  $2s_2 \rightarrow 2p_4$  з довжиною хвилі 1152.6 нм (підсилення 0.4 дБ/м). Відносно легко отримати стійке індуковане випромінювання на переходах  $2s_3 \rightarrow 3p_5$  (1161.7 нм),  $2s_2 \rightarrow 2p_2$  (1177 нм),  $2s_3 \rightarrow 2p_2$  (1198.8 нм).

Всі три основні канали генерації на довжинах хвиль 0.63; 1.15 і 3.39 мкм спостерігаються приблизно в однакових умовах розряду і мають аналогічні залежності потужності генерації від параметрів і симетрії розряду. Відокремлення генерації на тій чи іншій довжині хвилі виконується за допомогою відповідних селектуючих пристроїв (дзеркал, призми і т.д.). Цими ж методами отримують генерацію і на інших, менш добротних переходах. На сьогоднішній день генерація отримана практично на всіх переходах.

Найбільше підсилення відповідає переходу  $3s_2 \rightarrow 3p_4$  (3.39 мкм) і рівне приблизно 22 дБ/м без застосування призми для пригнічення інших переходів, що відповідає підсиленню в 160 разів на метрі довжини активного середовища. (Втім, якщо використовувати пристрої для пригнічення інших переходів, то підсилення досягне 80 дБ/м). Таке підсилення раніше вважалось можливим тільки в твердотільних

лазерах, де більш висока концентрація активних частинок. Дещо важче створити генерацію на переході  $2s_2 \rightarrow 2p_4$  (1.15 мкм), так як підсилення на ньому складає всього 10-12% на метр. І ще складніше на переході  $3s_2 \rightarrow 2p_4$  (0.63 мкм), де підсилення всього 4-6% на метр. Можна отримати одночасно генерацію на кількох довжинах хвиль, але при цьому внаслідок інших робочих переходів потужність генерації для кожної довжини хвилі зменшується. Зокрема, це суттєво впливає на зменшення вихідної потужності на переході  $3s_2 \rightarrow 3p_4$  (0.63 мкм) при одночасній генерації на переході  $3s_2 \rightarrow 3p_4$  (3.39 мкм), оскільки в них спільний верхній рівень  $3s_2$ .

На **рис. 3.** приведена схема газового гелій-неонового лазера. Капіляр з газом поміщується у циліндр газорозрядної трубки. Вікна Брюстера допомагають зменшити втрати випромінювання за час проходження променя. У гелій-неоновому лазері робочою речовиною є нейтральні атоми неону.



**Рис. 3.** Схема гелій-неонового лазера: 1- розрядна трубка, 2-катод, 3-анод, 4- вікна брюстера, 5- капіляр із сумішшю газів, 6- дзеркала.

### Аргоновий лазер.

Одним з найцікавіших активних лазерних середовищ є іонізований аргон. Це зумовлено рядом обставин. По-перше, величиною потужності, яка отримується, оскільки імовірності іонних переходів, як правило, значно більші імовірностей атомних переходів. Так, в одному з перших лазерів на аргоні (1964 р.) неперервної дії вихідна потужність становила майже 160 мВт, в той час як у  $He - Ne$  - 1 мВт. Сучасні  $Ar$ -лазери в неперервному режимі можуть давати потужність близько 500 Вт. По-друге, енергетичні відстані між іонними рівнями більші атомарних, що обумовлює можливість отримання генерації в зелено-фіолетовій області спектра. Зокрема, аргоновий лазер генерує на десяти лініях в фіолетовій, синій і зеленій областях спектра.

В зв'язку з тим, що генерація відбувається на іонних переходах, то, природно, їх концентрація повинна бути досить велика, тобто. активне середовище є високо іонізованою плазмою. Така плазма створюється за допомогою сильнострумного дугового розряду. Для значного підвищення густини дугового розряду, тобто концентрації іонів, його реалізують в капілярі  $\varnothing$  1-5 мм. При цьому створюється густина струму до 1000-2000 А/см<sup>2</sup>.

Механізм виникнення інверсії в іонних лазерах на переходах  $4p \rightarrow 4s$  в інертних газах, і, зокрема, на аргоні відбувається за наступною схемою:

1. При співударі з електроном нейтрального атома, який знаходиться в основному стані  $1S$ , утворюються збуджені нейтральні стани і іони в основному стані.

Основний стан атома аргону  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ , а іона -  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$ . Систематика стану іона аргону добре описується зв'язком ( $LS$ ), а не ( $jl$ ), як у його атома. Одноелектронна  $p$ -оболонка характеризується двома наборами квантових чисел, що відповідає термам  $^2P_{1/2}^0$  і  $^2P_{3/2}^0$ . Це основні стани іона  $Ar^+$ .

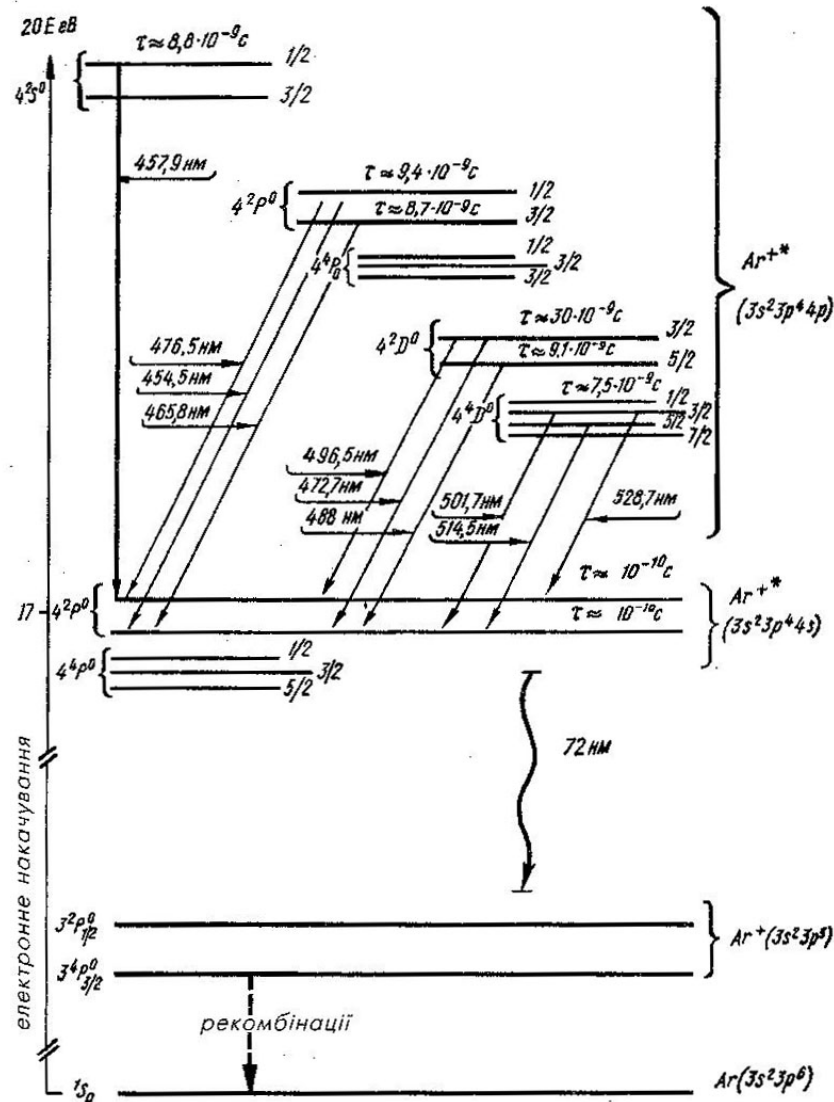
2. При співударах з електронами іонів  $Ar^+$ , які знаходяться в основному чи метастабільному стані, утворюються іони  $Ar^+$  в збудженому стані. В найпростішому випадку один з електронів  $3p$  переводиться на рівень  $4s$  чи  $4p$ . При цьому виникає набір збуджених рівнів з однаковим залишком  $3p^4$ . Електронна конфігурація залишку еквівалентна двоелектронній  $p$ -оболонці, найнижчий стан якої має такі сумарні квантові числа:  $S' = 1, L' = 1, J = 2$ , тобто, терм  $^3P_2$ .

Збуджений на  $4s$ -електрон, маючи квантові числа  $S = 1/2$  і  $l = 0$ , при взаємодії з залишками дасть  $S = 1/2$  і  $3/2$ , а  $L = 1$ . Таким чином отримуються два дублетних  $4s^2 P_{1/2}^0$  і  $4s^2 P_{3/2}^0$ , три квартетних стани, так, як  $L < S$ :  $4s^4 P_{1/2}^0$ ,  $4s^4 P_{3/2}^0$  і  $4s^4 P_{5/2}^0$ .

При збудженні електрона на  $4p$ -оболонку створюється багатший набір рівнів; оскільки  $l = 1$ , то  $L = 0, 1, 2$ , тобто маємо три системи  $4p$ -станів:  $4pS$ ,  $4pP$ ,  $4pD$ . А оскільки сумарне значення  $S$  може бути  $1/2$  і  $3/2$ , то кожний з  $4p$ -термів складається з дублетів і квартетів:

$$4pS[(S = 1/2, L = 0)4p^2 S_{1/2}^0 \text{ і } (S = 3/2, L = 0)4p^4 S_{3/2}^0];$$

$$4pP[(S=1/2, L=1)4p^2P_{1/2}^0, 4p^2P_{3/2}^0 \quad i \\ (S=3/2, L=1)4p^4P_{3/2}^0, 4p^4P, 4p^4P_{7/2}^0] \\ 4pD[(S=1/2, L=2)4p^2D_{5/2}^0 \quad i \\ (S=3/2, L=2)4p^2D_{1/2}^0, 4p^4D_{3/2}^0, 4p^4D_{5/2}^0, 4p^4D_{7/2}^0].$$



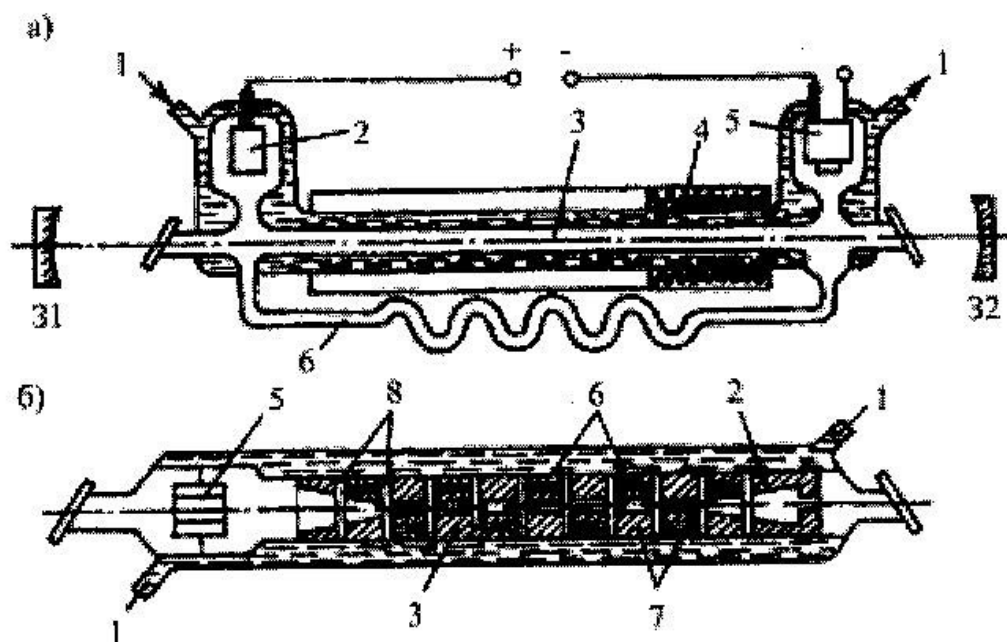
Схематично це показано на **рис. 4**.

Інверсія населеностей утворюється внаслідок того, що саме нижній лазерний рівень практично повністю спустошується вакуумним ультрафіолетовим випромінюванням (порядку 72 нм), яке виникає при переході іонів в основний стан. Швидкості збудження верхнього і нижнього лазерних рівнів приблизно однакові. Але через відмінності швидкостей радіаційних переходів час життя верхнього лазерного рівня більш ніж в 20 разів довший часу життя нижнього, завдяки чому і виникає інверсія. При досить великих густинах струму ця інверсія заселеностей цілком забезпечує оптичне підсилення.

Першою в генерацію виходить лінія 488 нм, потім 514.5 нм, в яких може бути 45 і 37 % загальної потужності випромінювання, відповідно. За цими сильними лініями йде або лінія 496.5 нм, або 476.5 нм, на яку приходить приблизно 6% загальної потужності. На деяких лініях, наприклад, 488 або 514.5 нм, можна отримати до 85% повної вихідної потужності.

Схематично аргонний лазер показаний на **рис. 5**. В аргонних лазерах застосовується сильноточковий розряд, який забезпечує високу ступінь іонізації газу. Для генерації необхідні густини струму порядку декілька сотень ампер на  $1 \text{ см}^2$ . Розряд відбувається в вузькій капілярній трубці 3, що охолоджується водою 1. У розрядному капілярі встановлюється робочий тиск аргону в декілька десятків міліметрів ртутного стовпчика. Електроди трубки повинні бути розраховані на розрядні струми до сотень ампер і мати високу стійкість до електронного та атомного бомбардування. Анод 2 звичайно охолоджується водою. Часто застосовують оксидні катоди 5. При потужному дуговому розряді відбувається процес перекачування газу від анодного кінця трубки до катодного, в результаті чого утворюється перепад тиску і розряд загасає. Для вирівнювання тиску по довжині капіляру катодну і анодну колби з'єднують обводним каналом 6, що забезпечує вільну циркуляцію газу. Розрядний капіляр повинен витримувати високі теплові навантаження (сотні  $\text{Вт/см}^2$ ) і іонне бомбардування. Капіляр часто виконують з кварцу. Він є термостійким, має хороші електроізоляційні властивості і є стійким до ерозії. Виготовлення розрядних трубок з кварцу не представляє технологічних труднощів. Звичайно використовують розрядні трубки діаметром від 1 до 15-20 мм і довжиною від 10 см до декількох метрів. Суттєвий недолік кварцу – мала теплопровідність, яка обмежує густину розрядного струму (приблизно сотні ампер на  $1 \text{ см}^2$ ) в лазерах неперервної дії. Кварцеві капіляри не забезпечують довгу роботу лазера при великих потужностях. Термін роботи кварцових капілярів досягає декілька сотень годин. При густинах струму  $\sim 500 \text{ А/см}^2$  і вище для розрядних капілярів використовують різноманітну тугоплавку кераміку і анадований алюміній. Розрядні капіляри з кераміки працюють значно довше, мають більш високу теплопровідність ніж плавлений кварц. Проблема створення стійких розрядних трубок для аргонних лазерів вирішується шляхом використання секціонованих розрядних трубок, що складаються з металевих шайб 7 тугоплавкого матеріалу (молібден, тантал, графіт,  $\text{BeO}$ -кераміка), що розділені діелектричними ізоляційними колоннами 8 (з кварцу, резини) (див. **рис. 5б**) Випускаються лазери з капілярами з тугоплавких керамік і

секціонованими розрядними трубками на потужність 3-10 Вт і вище. Термін роботи таких трубок складає тисячі годин.



**Рис. 5.** Аргонний лазер з кварцовим капіляром (а) і капіляром із кераміки (б).

Характеристики аргонного лазера з загальною вихідною потужністю 1 Вт наведені в **табл. 3**.

**Таблица 3.** Основні переходи *Ar*.

Спектральна область	$\lambda$ , нм	Перехід		Порогів струм, А (селекція добротності призмою)
фіолетова	454.5	$4p^2 P_{3/2}^0$	$4s^2 P_{3/2}^0$	10.5
	457.9	$4p^2 S_{1/2}^0$	$4s^2 S_{1/2}^0$	5.2
синя	465.8	$4p^2 P_{1/2}^0$	$4s^2 P_{3/2}^0$	6.9
	472.7	$4p^2 D_{1/2}^0$	$4s^2 P_{3/2}^0$	6.7
	476.5	$4p^2 P_{3/2}^0$	$4s^2 P_{1/2}^0$	3.8
	488.0	$4p^2 D_{5/2}^0$	$4s^2 P_{3/2}^0$	1.45
	496.5	$4p^2 D_{5/2}^0$	$4s^2 P_{1/2}^0$	4.0
зелена	501.7	$4p^4 F_{5/2}^0$	$3d^2 D_{3/2}^0$	6.0
	514.5	$4p^4 D_{5/2}^0$	$4s^2 P_{3/2}^0$	3.6
	528.7	$4p^4 D_{3/2}^0$	$4s^2 P_{1/2}^0$	10.5

## CO<sub>2</sub> - лазер.

Вперше генерація на молекулярному лазері, де активним елементом виступав вуглекислий газ (CO<sub>2</sub>) була отримана в 1964 р. на 20 лініях з загальною потужністю 1 мВт. Додача азоту дозволила збільшити потужність випромінювання до 16.2 Вт при ККД майже 4%. Подальше збільшення довжини активного середовища і додача гелію дозволили довести потужність CO<sub>2</sub> лазера до сотень кіловат при ККД, який досягає 30%. В зв'язку з цим CO<sub>2</sub> лазер нині широко застосовується як в технології, так і в наукових дослідженнях.

Молекула CO<sub>2</sub> - лінійна (див. рис. 6), її симетрія  $D_{\infty h}$ , без-дипольна.

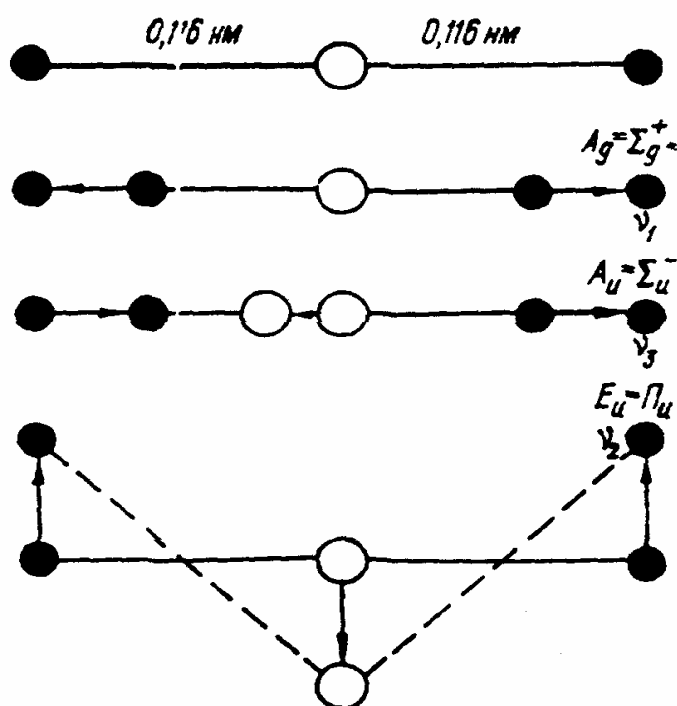


Рис. 6.

Наявність трьох атомів обумовлює число незалежних ступенів вільності (число координат), які характеризують розташування  $N$  ядер, рівне  $3N = 3 \cdot 3 = 9$ . При цьому 3 координати характеризують рух молекули як ціле, а інші  $3N - 3 = 6$  - відносне розташування ядер в молекулі при її коливаннях і обертанні. Для лінійної молекули, якою є молекула CO<sub>2</sub>, існує два обертові ступені вільності. Таким чином, коливальних ступенів вільності у молекули вуглекислого газу чотири (рис. 6). Їм повинно відповідати чотири коливання. В силу того, що коливання  $\nu_2$  двократно вироджене, у лінійних триатомних молекулах спостерігаються три основні коливання з симетрією  $\nu_1 - A_{1g}(\Sigma_{1g}^+)$  -

повносиметричне валентне коливання,  $\nu_2 - E_{1u}(\Pi_u)$  - деформаційне і  $\nu_3 - A_{1u}(\Sigma_u^+)$  - антисиметричне валентне коливання. Для молекули  $C^{12}O^{16}$  значення частот коливань наступні:  $\nu_1 = 1388.3 \text{ см}^{-1}$ ,  $\nu_2 = 667.3 \text{ см}^{-1}$  і  $\nu_3 = 2349.3 \text{ см}^{-1}$ .

Оскільки коливання  $\nu_2$  вироджене, то поряд з коливальним квантовим числом  $\mathcal{Q}_2$  воно ще характеризується квантовим числом  $l$ , яке набуває значень  $l = \mathcal{Q}, \mathcal{Q} - 2, \dots, 0$  при  $\mathcal{Q}$  парному і  $l = \mathcal{Q}, \mathcal{Q} - 2, \dots, 1$  при  $\mathcal{Q}$  - непарному. Квантове число  $l$  визначає значення моменту і кількості руху  $\bar{M}_p = \hbar l$  зв'язаного з коливаннями і спрямованого вздовж вісі молекули. Ступінь виродження рівня з заданим  $\mathcal{Q}$  рівна  $\mathcal{Q} + 1$ . Природно, рівні  $l = 0$  є не виродженими, а рівні з  $l > 0$  двічі вироджені. При  $\mathcal{Q} = 1$  квантове число  $l = 1$  - рівень двократно вироджений, але не може розщеплюватись, а при  $\mathcal{Q} > 1$  рівні вироджені і при наявності ангармонічності можуть розщеплюватись на дві (при  $\mathcal{Q} = 2$  і  $\mathcal{Q} = 3$ ) і більше складових. В результаті взаємодії коливального і обертового рухів молекули двократне виродження для знімається ( $l$  - подвоєне).

Спектр молекули  $CO_2$  побудований з набору нормальних коливань частот  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ , їх обертонів і комбітонів. З врахуванням системи обертових рівнів, на **рис. 7** схематично показана структура нижніх коливальних рівнів основного електронного стану молекули  $CO_2$  і декілька верхніх збуджених станів коливання  $\nu_3$ . Відповідні рівні позначені комбінацією квантових чисел  $(\mathcal{Q}_1, \mathcal{Q}_2, \mathcal{Q}_3)$ .

На діаграмі наведені для кожного коливального стану молекули симетрія і точкова група, частота коливання, а також показано розподіл населеностей обертових рівнів (довжина відрізка, яка зображає обертовий рівень, що пропорційна його населеності).

В результаті випадкового спів падання частоти  $\nu_1(1,0^0,0)$  з частотою  $2\nu_2(0,2^0,0)$  має місце резонанс Фермі, тобто стани  $(1,0^0,0)$  і  $(0,2^0,0)$  є змішаними. Оскільки часи релаксації деформаційних коливань  $\nu_2(0,1^0,0)$ ,  $2\nu_2(0,2^0,0)$  найменші з усіх трьох видів коливань, то в силу резонанса Фермі коливання  $\nu_1(1,0^0,0)$  також мають малий час релаксації.

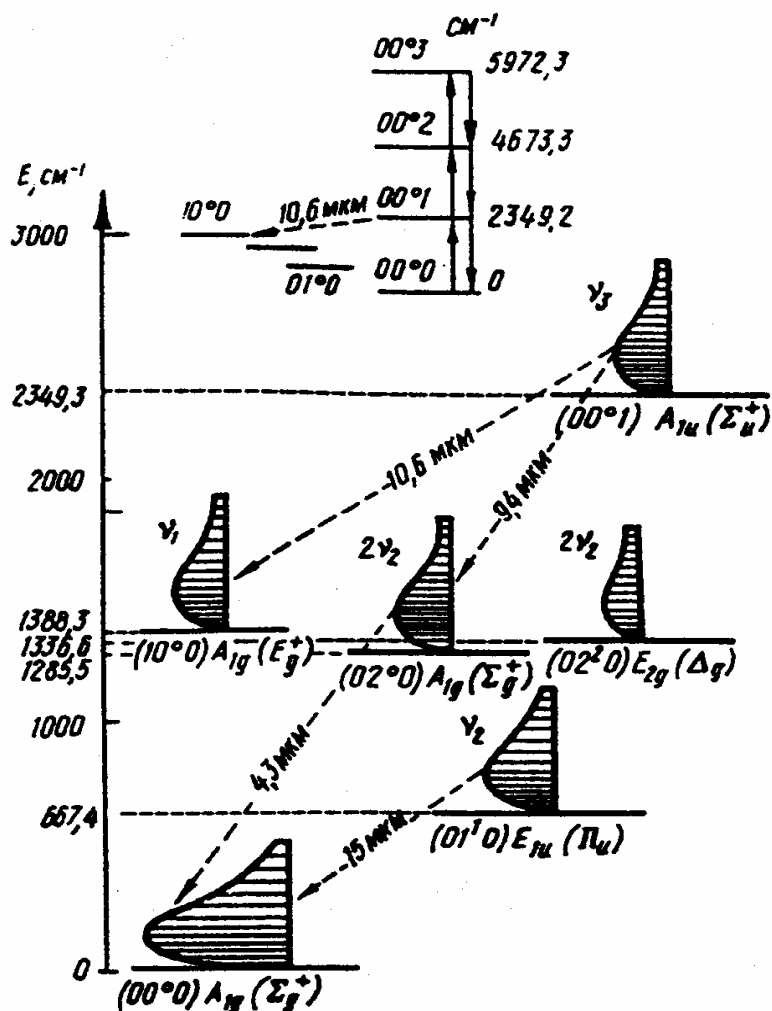


Рис. 7.

Згідно з правилами відбору, в дипольному наближенні дозволені переходи, що проявляються в ІЧ-спектрі між коливальними рівнями. Вони належать до станів різної парності ( $g \leftrightarrow u$ ) зі зміною одного з коливальних чисел на одиницю. В спектрах комбінаційного розсіювання першого порядку дозволені переходи між рівнями однакової парності ( $g \leftrightarrow g; u \leftrightarrow u$ ). У відповідності з цими правилами відбору в ІЧ-спектрі спостерігаються дві сильні смуги:  $(01^1 0) \rightarrow (00^0 0)$  деформаційне коливання  $\nu_2$  і  $(01^1 0) \rightarrow (00^0 0)$  - антисиметричне коливання  $\nu_3$ . В спектрі КР спостерігається смуга  $(10^0 0) \rightarrow (00^0 0)$  - повно симетричне коливання  $\nu_1$ , а точніше – подвійна смуга з частотами 1285.5 і 1388.3  $\text{cm}^{-1}$ , зумовлена фермі-резонансом. Відносна інтенсивність цих смуг 1:0.6.

Переходи з одночасною зміною одного, двох і трьох квантових чисел більш як на одиницю в дипольному наближенні заборонені. Але переходи  $(02^0 1) \rightarrow (00^0 0)$  і  $(10^0 1) \rightarrow (00^0 0)$  досить інтенсивні, інші – надто слабкі:

$$(00^01) \rightarrow (10^00); (00^01) \rightarrow (02^00), (10^00) \rightarrow (10^10); (02^01) \rightarrow (01^10).$$

Імовірності дипольних переходів в основний стан з  $(00^00)$  і  $(01^10)$  рівні  $10^2 \text{ с}^{-1}$  і  $1 \text{ с}^{-1}$ , відповідно, а дипольно заборонених – на один - два порядки менше.

Зокрема у випадку  $\text{CO}_2$  для симетричних молекул, ядра кисню мають спіновий момент  $I = 0$ , бо існують тільки симетричні обертальні стани з парними значеннями квантового числа  $J$  для нижнього рівня. Тому значення енергії обертання молекули рівні:

$$E_J = hBJ(J+1) = hF(J),$$

де  $B = h/8\pi^2 I$  ( $B$  в  $\text{с}^{-1}$ ),  $I$  - момент інерції відносно вісі обертання.

Енергія кванта коливально-обертального переходу:

$$E_{il} - E_{kn} = h\nu_{ik} + h[F(J_l) - F(J_n)],$$

де  $i$  та  $l$  - індекси стартового коливального і обертального рівнів, а  $k$  та  $n$  - відповідно фінішного рівня,  $\nu_{ik}$  - частота „чисто” коливального переходу.

В дипольному наближенні для „перпендикулярних” смуг, тобто, для смуг з дипольним моментом переходу, перпендикулярним до вісі молекули, правила відбору  $\Delta J = +1; 0; -1$ , відповідають  $R$ -,  $Q$ -,  $Q$ - гілки. Для *паралельних* смуг  $\Delta J = \pm 1$ , тобто відсутня  $Q$ - гілка. Для лінійних молекул при валентних коливаннях дипольний момент переходу спрямований по вісі молекули і таким валентним коливанням відповідають *паралельні* смуги, а при деформаційних – перпендикулярні смуги. Молекула  $\text{CO}_2$  має активні в ІЧ-спектрі паралельну смугу  $\nu_3(001) = A_{1g} \rightarrow A_{1u}$  і перпендикулярну  $\nu_2(01^10) = A_{1g} \rightarrow E_{1u}$ . При цьому правило відбору  $\Delta l = 0$  для паралельних смуг і  $\Delta l = \pm 1$  - для перпендикулярних. Таким чином, при переходах  $(00^01) \rightarrow (10^00)$  буде мати місце паралельна смуга. Отже, спостерігатимуться тільки  $R$  і  $P$  гілки. Аналогічне явище відбувається і з переходом  $(00^01) \rightarrow (02^00)$ . В той же час перехід  $(00^01) \rightarrow (02^20)$  заборонено, бо в паралельних смугах  $\Delta l = 0$ . Переходи  $(10^00) \rightarrow (01^10)$  і  $(01^10) \rightarrow (00^00)$  мають всі три гілки.

При термодинамічній рівновазі населеність  $J$ -го рівня:

$$n_{\nu J} = N_{\nu} \frac{(2J+1) \exp(-F(J)h/kT)}{\sum_J (2J+1) \exp(-E(J)h/kT)} \approx$$

$$\approx N_{\nu} \frac{hB}{kT} (2J+1) \exp\left(-\frac{F(J)h}{kT}\right) \quad (1)$$

де  $N_{\nu}$  - повне число молекул на коливальному рівні  $\nu$ . Схематично цей розподіл показано на **рис. 7**.

Максимально заповнений обертальний рівень при даній температурі:

$$J_{\max} = \sqrt{kT/2hB} - 1/2 \quad (2)$$

Для молекули  $CO_2$ :

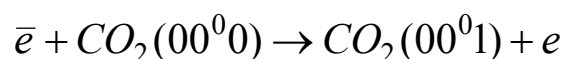
$$J_{\max} = 0.95\sqrt{T} - 1/2 \quad (2')$$

Співвідношення (1) несправедливе для взаємодіючих рівнів. Наприклад, в результаті фермі-взаємодії величини  $N_{10^0 0}$  і  $N_{02^0 0}$  - зв'язані. При термодинамічній рівновазі населеності цих коливальних рівнів задовольняють:

$$N_{10^0 0} = N_{02^0 0} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (3)$$

де  $\Delta E$  -  $103 \text{ см}^{-1}$ . Згідно з (3), при  $T = 300K$  співвідношення населеностей  $N_{10^0 0} / N_{02^0 0} = 0.6$ , а при  $T = 400K$  -  $0.7$ .

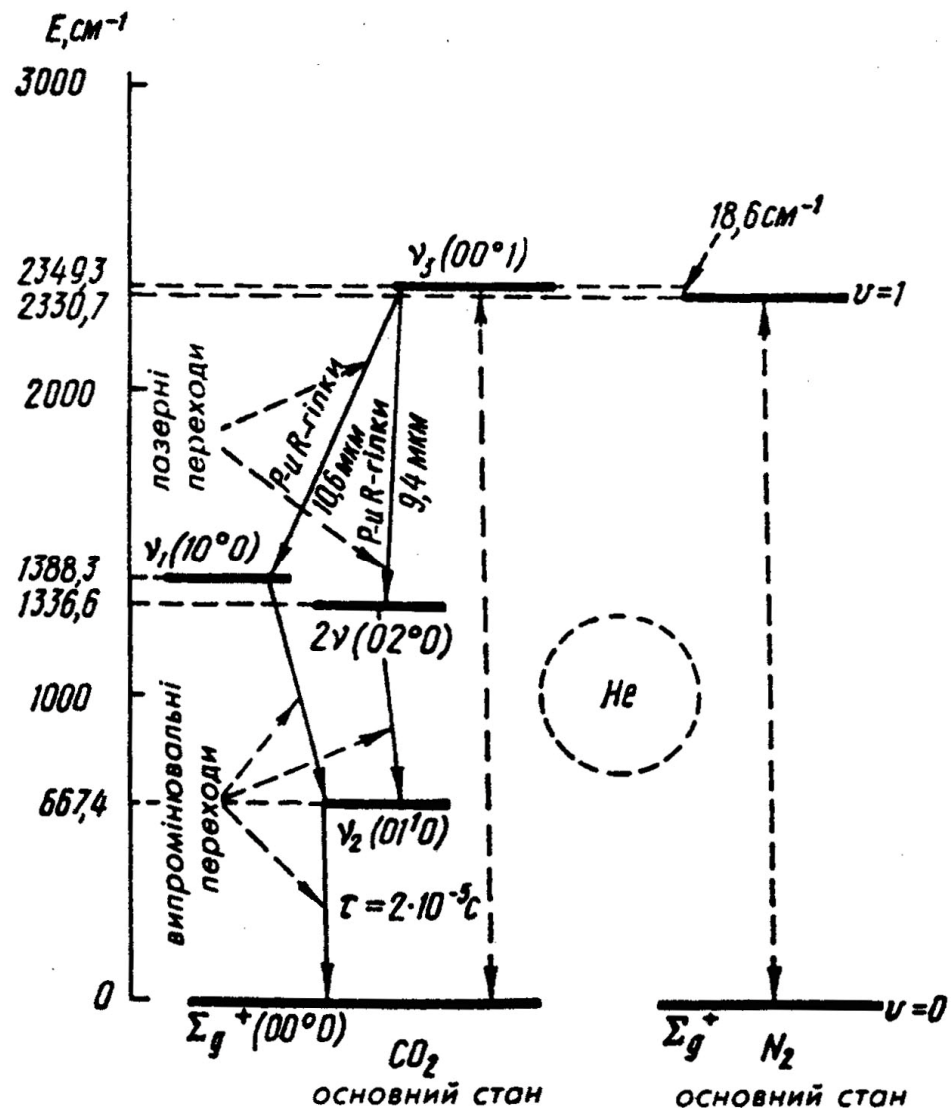
У зв'язку з фермі-резонансом рівнів  $(10^0 0)$  і  $(02^0 0)$  часи життя на цих рівнях не можна розглядати як незалежні. При електронному накачуванні (взагалі кажучи, можна застосувати і оптичне накачування) збудження відбувається, в основному, за схемою:



оскільки переріз цього процесу значно більший від інших, що добре видно з **табл. 4**.

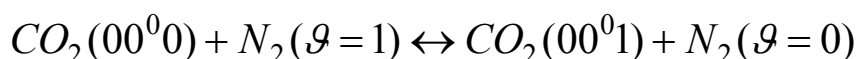
Згідно з величинами інтенсивностей ліній в типових умовах збудження, максимально заповнені рівні для переходів  $(00^0 0) \rightarrow (10^0 0)$  і

$(00^0 0) \rightarrow (02^0 0)$  обертальні рівні при  $P(20)$  і  $R(20)$ . Схема коливальних переходів показана на **рис. 8**.



**Рис. 8.**

Для поліпшення ефективності населеності рівня  $(00^0 1)$  молекули  $CO_2$  (поліпшення роботи  $CO_2$ -лазера) до вуглекислого газу додається  $N_2$ . Внаслідок незначної різниці між енергіями рівнів  $(00^0 1) CO_2$  і  $(\vartheta=1)N_2 - 18 \text{ см}^{-1}$ , має місце резонансна передача енергії від молекули  $N_2$  до  $CO_2$ , згідно зі схемою:



Оскільки молекула  $N_2$  бездипольна, то її час життя в збудженому стані великий (секунда) – стан метастабільний. Тому молекули  $N_2(\vartheta=1)$  є енергетичним резервуаром для накачування молекул  $CO_2$ . Збудження  $N_2(\vartheta=0)$  в  $N_2(\vartheta=1)$  електронним ударом дуже ефективне. Крім того,

більш високі коливальні стани  $CO_2$  ( $00^0 0$ ).....( $00^0 4$ ) теж добре резонують з  $N_2$  ( $J=1$ ), а імовірності переходів з ( $00^0 4$ )....( $00^0 2$ ) на ( $00^0 1$ ) дуже високі. Всі ці процеси в кінцевому результаті призводять до дуже ефективного заповнення стартового лазерного рівня ( $00^0 1$ ). Звичайно, відношення тиску азоту до тиску вуглекислого газу становить (5:2).

**Таблиця. 4.** Інтегральні інтенсивності для коливально-обертальних смуг  $CO_2$ , активних в ІЧ-спектрі (при  $T=300$  K).

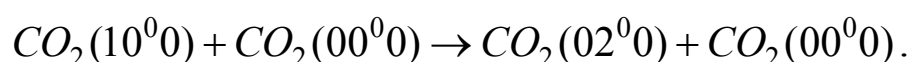
Перехід	Нульова лінія смуги, $cm^{-1}$	$\int k d\nu \cdot 10^{-5},$ $cm^{-1} \cdot Pa$
$00^0 0 - 00^0 1$	2349	2600
$00^0 0 - 01^0 0$	667	330
$01^1 0 - 10^0 0$	721	7.5
$02^0 0 - 00^0 1$	1064	0.05
$10^0 0 - 00^0 1$	961	0.02

Радіаційний час життя коливальних станів в основній електронній конфігурації великий. Зокрема, імовірність спонтанного переходу  $00^0 1 \rightarrow 00^0 0$  порядку  $100 \text{ с}^{-1}$ . В той же час імовірність руйнування при зіткненні з тиском 133 Па складає  $10^3 \text{ с}^{-1}$ . Радіаційний час життя інших коливальних рівнів порядку секунд, тому час життя цих станів визначається імовірністю руйнувань при зіткненні.

Зауважимо, обертальні кванти” значно менші коливальних, тож час обертальної релаксації порядку  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  с, що на 3-4 порядки менше часу коливальної релаксації. Тому при стаціонарній генерації співвідношення (1) не порушується.

Створення і підтримання інверсної заселеності в стаціонарному режимі генерації  $CO_2$  - лазера залежить від швидкості заповнення стартового рівня ( $00^0 1$ ) і спустошення фінішних рівнів ( $10^0 0$ ) і ( $02^0 0$ ). Заповнення верхнього рівня було розглянуто вище, час його життя порядку 0.4 мс. Час життя нижніх рівнів обумовлений такими наступними процесами.

Переходи в силу ( $10^0 0$ )  $\rightarrow$  ( $02^0 0$ ) фермі-резонансу відбуваються дуже швидко в результаті зіткнень з важкими частинками за схемою:



Переріз такого процесу порядку  $10^{-14}$ - $10^{-15}$   $\text{см}^2$ , а співвідношення населеностей цих рівнів визначається співвідношенням (3). З цієї причини рівень  $(10^0_0)$ , як фінішний лазерний рівень, має перевагу перед рівнем  $(02^0_0)$ , що і обумовлює більш високу потужність генерації на  $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ , ніж на  $\lambda = 9.4 \text{ мкм}$ . Але звільнення обох рівнів  $(10^0_0)$  і  $(02^0_0)$  залежить від швидкостей переходів  $(10^0_0) \rightarrow (01^1_0)$  і  $(02^0_0) \rightarrow (01^1_0)$  і відбувається в результаті зіткнень:

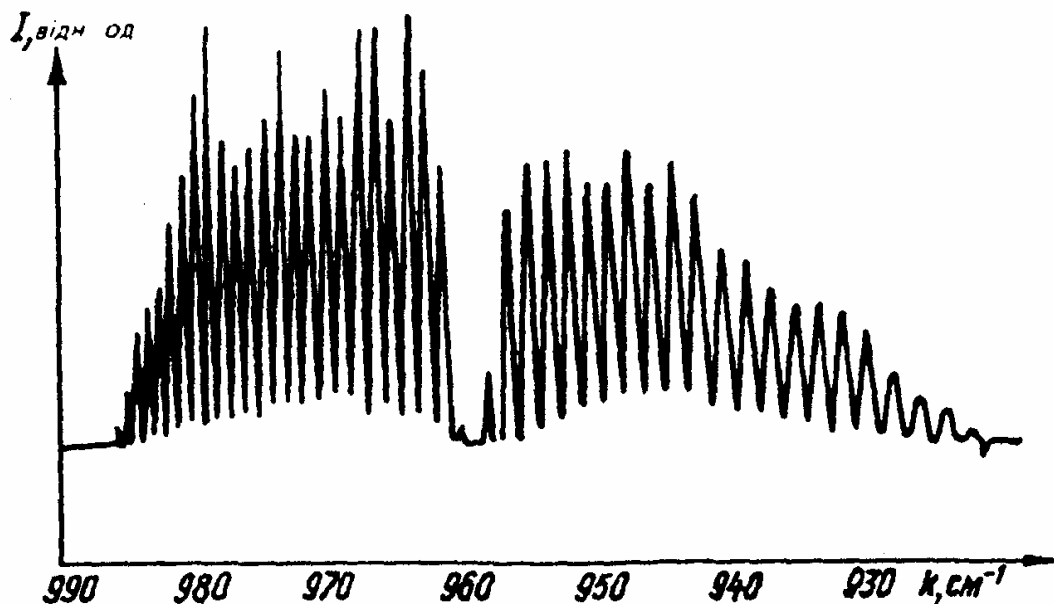
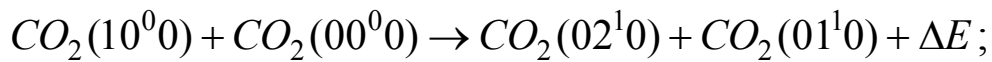


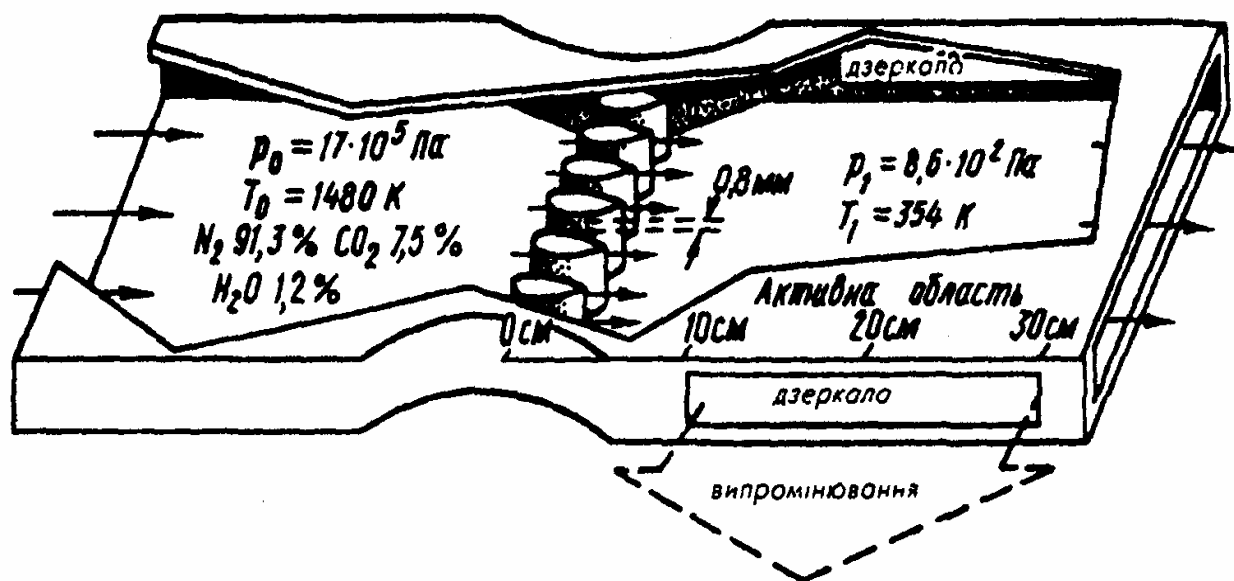
Рис. 9.

Імовірності обох процесів дуже високі, оскільки  $\Delta E$  і  $\Delta E'$  порядку  $kT$ . Тому швидко настає теплова рівновага між рівнями  $(10^0_0)$ . Отже час спустошення фінішних лазерних рівнів буде визначатись часом життя рівня  $(01^1_0)$ . В чистому  $\text{CO}_2$  час життя рівня  $\text{CO}_2$  до однієї секунди, що не дозволяє отримати стаціонарну генерацію. Але газ  $\text{CO}_2$ , який утворюється в результаті розряду, сприяє швидкому руйнуванню стану  $\text{CO}_2(01^1_0)$  і дуже слабо впливає на час життя стану  $\text{CO}_2(00^0_1)$ . Для поліпшення роботи  $\text{CO}_2$  лазера в робочу суміш додають  $\text{He}$  чи  $\text{H}_2\text{O}$  (звичайно тиск  $\text{He}$  в 5-10 разів вищий тиску  $\text{CO}_2$ ). Наявність, зокрема атомів  $\text{He}$  не тільки прискорює руйнування стану  $\text{CO}_2(01^1_0)$  (в присутності  $\text{He}$ , час життя збудженого

стану  $(01^1 0)$  рівний  $2 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ), але й сприяє охолодженню робочої суміші завдяки високій теплопровідності гелію, який відводить тепло на стінки газорозрядної трубки. При цьому його присутність слабо впливає на час життя стану  $\text{CO}_2(00^0 1)$ . Таким чином, присутність молекул  $\text{N}_2$  сприяє заповненню верхнього лазерного рівня, а присутність  $\text{He}$  і  $\text{H}_2\text{O}$  - збідненню нижнього.

Умови інверсії виконуються для великого числа коливально-обертальних переходів  $P$ - та  $R$ - гілок смуг  $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0)$  та  $(00^0 1) \rightarrow (02^0 0)$ . Генерація отримана 103 лініях цих смуг, розташованих в області від 9 до 18 мкм, з інтервалами між лініями  $1\text{-}2 \text{ см}^{-1}$ . Спектрограма генерації  $P$ - та  $R$ - гілок смуг  $(00^0 1) \rightarrow (10^0 0)$  приведена на **рис. 9**.

Лазер на  $\text{CO}_2$  вдалося реалізувати і при тепловому накачуванні. На **рис. 10** схематично зображено газодинамічний лазер і вказані його параметри.



**Рис. 10.**

Для створення інверсної населеності мінімальний перепад температур у випадку  $\text{CO}_2$  повинен бути рівним  $T_0 / T_{\min} = E_3 / E_2 = 1.69$ , що відповідає числу Маха:

$$M_{\min} = \sqrt{2/(\gamma - 1)(h\nu / E_2)} \approx 4$$

При розширенні вуглекислого газу з надзвуковою швидкістю ( $M \geq 4$ ) верхній лазерний рівень  $(00^0 1)$  не встигає „скинути” населеність, а нижній  $(01^1 0)$  встигає, що показано на **рис. 11**. Інверсія населеності, як видно з графіка, зберігається на відстані 40 см від сопла, де і

розташовуються два дзеркала, які утворюють відкритий резонатор. В лазері з вказаними параметрами при ККД % була отримана потужність випромінювання 60 кВт. Час генерації обмежувався перегрівом дзеркал резонатора під дією випромінювання, що тривало декілька секунд.

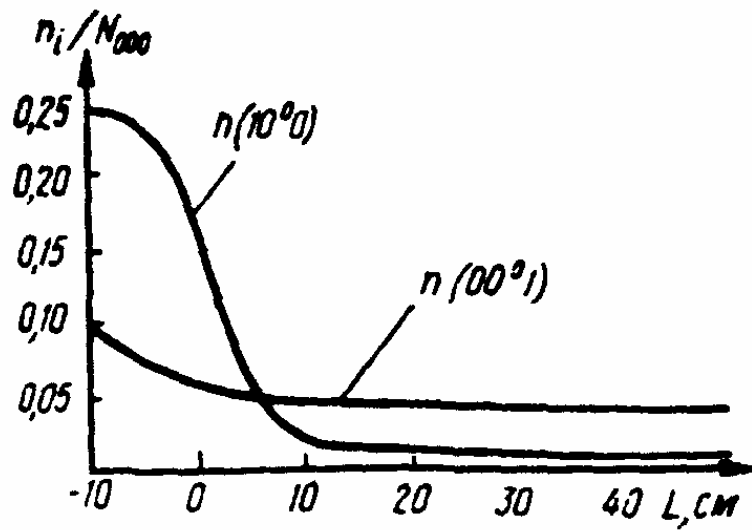


Рис. 11.