

Тема 7. Газовий лазер.

Лекція 7.

Механізми збудження газових лазерів. Методи накачування. Накачування електронним ударом. Зіткнення першого та другого роду. Накачування дисоціацією. Оптичне накачування. Теплове накачування.

Перший газовий лазер був створений на суміші $He-Ne$ у 1961 році, інтенсивність його випромінювання була ~ 10 мВт і довжина хвилі генерації – 1.153 мкм ($2.602 \cdot 10^{14}$ Гц). Накачування здійснювалося на частоті 27 МГц потужністю в 50 Вт. На сьогоднішній день тільки на $He-Ne$ суміші отримана генерація на 160 лініях, які перекривають діапазон від 270 нм до 132.8 мкм. Загальне число активних газових сумішей вже перевищує 100, а число відомих переходів – декілька тисяч від ультрафіолетової області (235.8 нм Ne^{4+}) до субміліметрового діапазону (780 мкм ICN і 791 мкм H_2O). Необхідно зазначити, що набір газових сумішей і вказаний спектральний діапазон буде розширюватись і далі.

Газові лазери мають унікальну власну ширину лінії випромінювання (до 0.5 Гц), що відповідає відносному ступеню монохроматичності 10^{-14} . На $He-Ne$ лазері на довжині хвилі $\lambda = 1.15 \text{ мкм}$ протягом ~ 10 с при повній потужності в моді приблизно 1 мВт і ширині моди 0.3 МГц отримана монохроматичність менше 0.5 Гц. В цих умовах спектральна ширина лінії генерації повністю визначається функціями розрядного струму і тепловими механічними змінами оптичної системи. Останнє визначає граничне значення монохроматичності газових лазерів.

Особливості газових лазерів обумовлені, як правило, тим, що більшість з них використовують атомні чи молекулярні спектри люмінесценції. Довжини хвиль переходів достатньо точно відомі і практично не залежать від навколишнього середовища. Оскільки система енергетичних рівнів відносно проста, то правила відбору добре виконуються. Тому характер безвипромінювальних переходів добре вивчений. Окрім того, в газових сумішах можна багатьма методами створювати інверсну заселеність. Ці механізми збудження і спустошення дозволяють реалізувати генерацію при малих значеннях потужності накачувань.

Механізми збудження газових лазерів.

Загальна схема процесів збудження і спустошення робочих рівнів

газів показана на **рис. 1**. Величини P_i і P_k - швидкості заповнення верхнього і нижнього рівнів, а K_k і K_i - швидкості спустошення нижнього і верхнього рівнів, відповідно. Умова отримання підсилення на переході $i \rightarrow k$ при $d_{ik} \gg d_{ki}$ (тобто, $h\nu_{ki} \gg kT$) зводиться до наступного виразу:

$$K_k > \frac{q_i}{q_k} \left[\frac{P_k}{P_i} (K_i + A_{ik}) + (d_{ik} + A_{ik}) \left(1 + \frac{P_k}{P_i} \right) \right] \quad (1)$$

В цьому співвідношенні перший доданок праворуч відповідає за спустошення верхнього рівня, а другий – за заповнення нижнього.

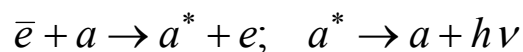
Звідси: при $P_k \rightarrow 0$ $K_k > \frac{q_i}{q_k} (d_{ik} + A_{ik})$, що співпадає з умовою

досягнення підсилення чотирирівневої схеми функціонування $f_{21} \gg f_{32}$. Перейдемо до розгляду методів створення інверсії в газових лазерах.

Накачування електронним ударом.

Зіткнення першого роду. Спосіб отримання від'ємного поглинання за допомогою розряду був запропонований вперше в 1939 р. В.А.Фабрикантом. Суть його полягає в тому, що при непружних зіткненнях електрон-атом (зіткнення першого роду) атом збуджується, а потім висвічується. (Під зіткненням першого роду мають на увазі такі, при яких кінетична енергія поступального руху переходить в енергію збудженого стану).

Схематично процес виглядає таким чином:



Імовірність збудження атома при зіткненні з електронами рівна:

$$\beta_{ki} = \int_{\Delta E_{ki}}^{\infty} \sigma_{ki}(E) v \cdot dn(E)$$

де $\sigma_{ki}(E)$ - поперечник перерізу зіткнення електрон-атом при енергії електрона $E = mv^2 / 2$; v - швидкість електрона відносно атома, $dn(E)$ - густина електронів з енергією від E до $E + dE$; $\Delta E_{ik} = E_i - E_k$ - поріг енергії електрона, необхідний для збудження атома. Імовірність переходу атома з збудженого стану в основний в результаті зіткнення атом-електрон:

$$\beta_{ik} = \int_{\Delta E_{ki}}^{\infty} \sigma_{ik}(E) v \cdot dn(E)$$

Виходячи з принципу детальної рівноваги:

$$E_1 \sigma_{12}(E_1) = E_2 \sigma_{21}(E_2)$$

і максвелівського розподілу електронів по швидкості при електронній температурі T_e :

$$dn(E) = mE^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) dE$$

отримуємо:

$$\frac{\beta_{ik}}{\beta_{ki}} = \exp\left(\frac{E}{kT_e}\right) \quad (2)$$

Отже, під дією тільки електронних ударів час життя більш високих енергетичних станів коротший, ніж низьких. Якщо час між зіткненнями (β_{ki}^{-1}) значно менший часу життя збудженого стану τ_{ik} розподіл заселеностей визначається тільки електронними зіткненнями. Тому можна вважати, що розподіл збуджених атомів буде визначатися бoльцманівським виразом при електронній температурі T_e . Якщо ж $\beta_{ki}^{-1} \gg \tau_{ik}$, то функція розподілу збуджених атомів зміниться, оскільки між співударами атом буде випромінювати спонтанно, але це не змінить співвідношення (2).

В найпростішому випадку (дворівнева система) зміна заселеності рівня в часові з врахуванням спонтанного випромінювання має вигляд:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_k \beta_{ki} - n_i \beta_{ik} - n_i \tau_{ik}^{-1}$$

де τ_{ik} - час життя збудженого стану, який (час) визначається спонтанною люмінесценцією. При стаціонарному режимі:

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{\beta_{ki}}{\beta_{ik} + \tau_{ik}^{-1}} = \frac{1}{1 + \tau_{ik}^{-1} \beta_{ik}^{-1}} \exp\left(-\frac{h\nu_{ki}}{kT}\right)$$

Якщо імовірність випромінювальних переходів вище імовірності переходів за рахунок електронного удару, тобто $\tau_{ik}^{-1} \beta_{ik}^{-1} \gg 1$, то:

$$\frac{n_i}{n_k} \approx \beta_{ik} \tau_{ik} \exp\left(-\frac{h \nu_{ki}}{k T_e}\right)$$

Звідси випливає, що $n_i \ll n_k$ і створення інверсної заселеності на переході $i \rightarrow k$ електронним ударом 1-го роду неможливе. У випадку $\tau_{ik}^{-1} \beta_{ik}^{-1} \ll 1$ отримуємо, як і раніше, що $n_i < n_k$, тобто інверсія теж неможлива. Таким чином, як і у випадку оптичного накачування, в результаті ударів першого роду в дворівневій схемі створення інверсної заселеності неможливе.

Для трирівневої системи, виходячи з тих же міркувань, що і у випадку дворівневої, отримаємо для співвідношення заселеностей рівнів такий вираз:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{q_2}{q_1} \tau_{21} \beta_{21} \exp\left(-\frac{h \nu_{12}}{k T_e}\right)$$

$$\frac{n_3}{n_1} = \frac{q_3}{q_1} \tau_{31} \beta_{31} \exp\left(-\frac{h \nu_{13}}{k T_e}\right)$$

Звідки:

$$\frac{n_3}{n_2} = \frac{q_3}{q_2} \frac{\tau_{31} \beta_{31}}{\tau_{21} \beta_{21}} \tau_{21} \beta_{21} \exp\left(-\frac{h \nu_{23}}{k T_e}\right) \quad (3)$$

В схемі, яка розглядається (рис. 2), лазерний перехід є $3 \rightarrow 2$ (для рубіна лазерний перехід є $2 \rightarrow 1$). Для отримання підсилення необхідно, щоб множник, який стоїть перед експонентою в (3), був досить великий, забезпечуючи:

$$\left(n_3 - \frac{q_3}{q_2} n_2\right) = n_3 \left(1 - \frac{\tau_{21} \beta_{21}}{\tau_{31} \beta_{31}} \exp\left(-\frac{h \nu_{23}}{k T_e}\right)\right) > 0$$

тобто

$$\frac{\tau_{21} \beta_{21}}{\tau_{31} \beta_{31}} < \exp\left(-\frac{h \nu_{23}}{k T_e}\right) \quad (4)$$

Вираз (4) визначає вимоги, які висуваються до активного середовища. Зокрема, для отримання генерації підсилення повинно перевищувати втрати резонатора. В зв'язку з цим необхідно забезпечити високу густину активних центрів на рівні 3. Величина її пропорційна густині електронів в розряді. При високих густинах збудження спостерігається захоплення в „полон” фотонів (пере поглинання спонтанно захоплених фотонів). Це призводить до збільшення часу життя рівня, з якого відбувається спонтанне випромінювання, тобто до зростання концентрації збуджених станів. Це явище корисне для рівня 3, але небажане для рівня 2.

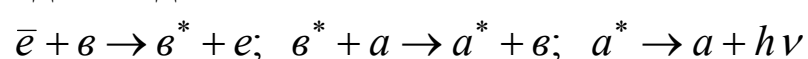
Правила відбору для переходів при збудженні електронними ударами практично співпадають з правилами відбору для оптичних переходів. Якщо дозволені переходи $3 \rightarrow 1$ і $2 \rightarrow 1$, то відповідно до теорії квантових переходів, $\tau_{21}\beta_{21} = \tau_{31}\beta_{31}$. Отже, враховуючи (3), підсилення на переході $3 \rightarrow 2$ неможливе. Тому перехід $2 \rightarrow 1$ повинен бути в першому наближенні заборонений, тобто $\beta_{21} \ll \beta_{31}$, і відповідно $\tau_{21} \ll \tau_{31}$. (При електронному збудженні поперечник перерізу для оптично дозволених переходів $\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2$, а для заборонених без зміни мультиплетності ($\Delta S = 0$) $\sigma \approx 10^{-19} \text{ см}^2$). Але в цьому випадку при генерації буде заповнюватись рівень 2, що призведе до неможливості неперервного режиму роботи лазера. Тому необхідно передбачити ефективне спустошення другого рівня.

Виконання перерахованих вище умов можливе лише для досить вузького числа активних середовищ, наприклад для інертних газів *Ne, Ar, Kr, Xe*. Більш перспективною виявилась схема збудження газів в результаті ударів другого роду.

Зіткнення другого роду.

Розглянемо широко розповсюджену двокомпонентну газову систему з набором енергетичних рівнів *a* і *b*, що показана на **рис. 3**.

В суміші двох газів, в якій енергія метастабільного рівня атомів одного газу *b* (E_2^b) близька до енергії збудженого рівня атомів другого газу *a* (E_2^a), в результаті непружного зіткнення атомів різного сорту (резонансна передача енергії), може відбуватися ефективна передача енергії з метастабільного рівня E_2^b газу *b* на збуджений рівень (E_2^a) газу *a*. Такий процес отримав назву зіткнення другого роду. Це процеси, коли атоми чи молекули обмінюються енергією збудження одне з одним:



Швидкість переходів атомів a в стан E_2^a визначається співвідношенням:

$$\frac{dn_3^a}{dt} = n_1^a (\beta_{13} + t_{ea}^{-1}) - n_3^a (\beta_{31} + t_{ae}^{-1} + \tau_3^{-1}) \quad (5)$$

де β_{13} - імовірність переходу атома за рахунок електронного удару з основного стану E_1^a в збуджений стан E_3^a , t_{ea} - час передачі енергії від збудженого атома e , який знаходиться в нормальному стані (на рівні E_1^a), в результаті чого атом a збуджується і переходить в стан E_3^a ; t_{ae} - час зворотного процесу; β_{31} - імовірність спустошення рівня E_3^a в результаті зіткнень з електронами; τ_3 - час життя рівня E_3^a .

Аналогічне співвідношення справедливе і для рівня E_2^a :

$$\frac{dn_2^a}{dt} = n_1^a \beta_{12} + n_3^a (\beta_{32} + t_{32}^{-1}) - n_2^a (\beta_{21} + t_{21}^{-1}) \quad (6)$$

В цих співвідношеннях можна знехтувати переходами з рівня E_2^a на рівень E_3^a . При наявності стаціонарного режиму, тобто при:

$$\frac{dn_3^a}{dt} = \frac{dn_2^a}{dt} = 0$$

допускаючи, що електрони мають максвелівський розподіл за швидкостями:

$\beta_{13} / \beta_{31} = \exp(-h \nu_{13} / kT_e)$, а $\beta_{32} \ll \tau_{32}^{-1}$, $\beta_{13} / \beta_{31} \approx 1$
і враховуючи, що згідно з теорією зіткнень справедливо:

$$t_{ae} / t_{ea} = n_1^e / n_2^e$$

отримуємо умову інверсної заселеності:

$$\frac{1}{\beta_{13} t_{ea}} \left[1 - \frac{n_1^e}{n_2^e} \exp\left(-\frac{E_2}{kT_e}\right) + x \right] > (1 + y) \exp\left(\frac{h \nu_{23}}{kT_e}\right) - 1 - x \quad (7)$$

де $x = \frac{1}{\beta_{21}} \left(\frac{1}{\tau_{21}} - \frac{1}{\tau_{32}} \right)$, $y = \frac{1}{\beta_{31} \tau_3}$. Площина змінних x, y (рис. 4) розбивається на чотири області прямими:

$$x = \left(\frac{n_1^e}{n_2^e} \right) \exp \left(-\frac{E_2}{kT_e} \right) - 1 \quad (8)$$

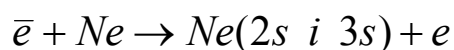
$$y = (x + 1) \exp \left(-\frac{h\nu_{23}}{kT_e} \right) - 1 \quad (9)$$

на яких перетворюються в нуль ліва і права частини нерівності (7). відповідно. В області III права частина нерівності (7) від'ємна і для будь-яких t_{ea} досягається інверсна заселеність, в тому числі і при $t_{ea} \rightarrow \infty$, тобто, коли існують лише удари 1-го роду (га випромінювання не обов'язків). В області II інверсна заселеність може бути отримана лише за участю газу e , але при значенні t_{ea} меншому величини, яка визначається нерівністю (7). В областях I і IV інверсія заселеностей неможлива.

І.Д.Ландау вперше показав, що відношення імовірностей обміну енергією при зіткненні двох різних атомів пропорційне $\exp(-\Delta E / kT)$, де ΔE - різниця енергії тих рівнів, що розглядаються. Якісно процес обміну енергією між атомами при їх недружньому співударі можна описати як утворення молекул з потенціальними кривими, що показано на **рис. 5**. Потенціальна енергія молекули змінюється і потенціал з притягувального переходить у відштовхувальний (гілка ba^*). При цьому атоми розлітаються, причому, атом a збуджується, а e - переходить в основний стан. Розрахувати такий процес надзвичайно складно, оскільки невідомий хід потенціальних кривих. Але експериментально встановлено, що при точному спів паданні рівнів $\Delta E = 0$ ефективний переріз передачі дуже великий (резонанс), при ΔE порядку кількох kT - середній ($10^{-14} - 10^{-18}$ см²), а при $\Delta E = (5 \div 6)kT$ - надзвичайно малий. Отже, підібрати газові суміші потрібно так, щоб різниця енергії збудження між метастабільним станом одного атома і відповідним станом іншого була порядку kT . Наприклад, в суміші $He - Ne$ метастабільні рівні гелію 2^3S_1 і 2^1S_0 , знаходяться на 313 см⁻¹

(0.04 eV) вище вихідних (початкових) лазерних рівнів неону $2S$ і $3S$ (рис. 6).

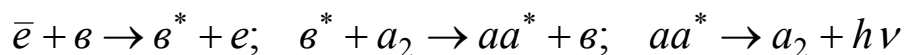
Поперечник збудження на рівень $He(2^1S_0)$ рівний 10^{-17} см² при співвідношенні парціальних тисків $P_{He}/P_{Ne} = 5 \div 10$. При цьому поперечник передачі енергії $He(2^1S_0) + Ne \rightarrow Ne + Ne(3s)$ порядку $5 \cdot 10^{-16}$ см², а $He(2^1S_0) + Ne \rightarrow Hee + Ne(2^0S)$ - $1.4 \cdot 10^{-17}$ см². В результаті зіткнень передача енергії від $Ne(3s)$ до $Ne(2s)$ в чистому неоні має переріз $2.4 \cdot 10^{-16}$ см², а при наявності гелію - $1.8 \cdot 10^{-16}$ см². Ефективність $He-Ne$ системи зумовлена великою метастабільністю рівнів $He(2^1S_0)$ і $(2^3S_1)(\tau_1 \approx 10^{-3} \text{ c})$. Звичайно, паралельно з накачуванням Ne ударами другого роду відбувається і його накачування ударами 1-го роду:



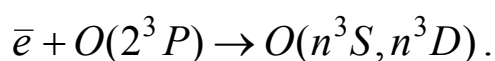
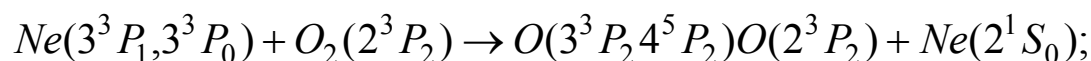
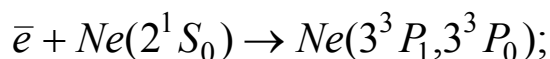
Треба мати на увазі, що правила відбору для ударів 2-го роду не обов'язково співпадають з оптичними правилами. Ця обставина дозволяє виконати збудження переходів між рівнями з однаковою парністю, що розширює можливості використання активних середовищ. Ефективність накачування ударами 2-го роду прекрасно демонструють $He-Ne$ і N_2-CO_2 лазери.

Накачування дисоціацією.

Селективне збудження на метастабільний рівень може бити виконане не тільки в результаті непружних атом-атомних співударів, але й непружними атом-молекулярними співударами, при яких відбувається дисоціація молекул з переходом одного з атомів в збуджений стан, за схемою:



де aa^* є метастабільний рівень молекули a_2 . Зокрема, вперше за такою схемою отримана генерація в $Ne-O_2$ - лазері на довжині хвилі 844.6 нм, яка відповідає переходу тонкої структури атомного кисню $3p^3P_2 - 3s^3s_1$, за схемою:



Ефективний переріз таких реакцій порядку 10^{-15} см^2 при $\Delta E \approx 1 \div 2 \text{ eV}$ ($\Delta E \approx 8000 - 16000 \text{ см}^{-1}$).

Цю реакцію треба розглядати як збудження молекули в один з нестабільних станів $a_2 \rightarrow aa^*$, що має більшу енергію. При співударах, які приводять до дисоціації, виникає декілька нестабільних станів молекули. Але в енергетичній щілині в 2 еВ, що відповідає типовим міжядерним відстаням ΔR між атомами, на які дисоціює молекула, вона має одну й ту ж межу дисоціації, як показано на рис. 7.

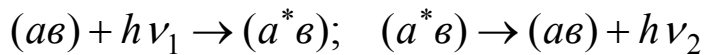
Заштрихована область відповідає області, для якої справедливий принцип Франка-Кондона. Пунктирні криві відповідають різним збудженням молекули з однаковою межею дисоціації. Експериментально встановлено, що при збудженні такого типу принцип Франка-Кондона досить добре виконується, хоча тривалість зіткнень близька до типового періоду коливань. Отже імовірність цього переходу пропорційна квадрату обмінного інтегралу. Хоч розкид енергії дисоціації займає широкий інтервал значень ($\Delta E \approx 2 \text{ eV}$, тобто 16000 см^{-1}), збуджені атоми після дисоціації мають вузькі енергетичні рівні. тому метод дисоціації менш жорсткий у порівнянні з методом непружного удару атом-атом у відношенні спів падання енергії збудження буферного газу і робочого метастабільного стану. На цьому принципі в неперервному оптичному діапазоні працюють лазери на вуглеці, азоті, кисні, сірці, бромі, йоді, тощо.

Оптичне накачування.

Метод оптичного накачування для газових лазерів менш ефективний, ніж для твердотільних. По перше, це пов'язано з тим, що ширини смуг поглинання в газах при робочих тисках в лазері визначаються, головним чином, доплерівським уширенням і тому ці смуги на відміну від широких смуг в твердотільних лазерах досить вузькі. Тож потрапити в резонанс складніше. По-друге, цим методом можна збуджувати тільки рівні, які мають парність, протилежну парності основного стану, оскільки для ефективного оптичного збудження необхідно, щоб між основним і збудженим станами був дозволений дипольний перехід. Лазерний перехід також є дипольно дозволеним, тому нижній рівень робочого (лазерного переходу повинен швидко збіднюватись за рахунок безвипромінювальних переходів в основний стан. Третя незручність полягає в тому, що як правило, резонансні лінії більшості газів знаходяться у вакуумному ультрафіолеті. В цій області, як відомо, практично відсутні матеріали, придатні для виготовлення вікон і дзеркал, кі дозволяють використати

зовнішнє джерело збудження. Тому оптичне накачування рідко застосовується для реалізації газових лазерів. Більш широко використовується накачування методом фотодисоціації.

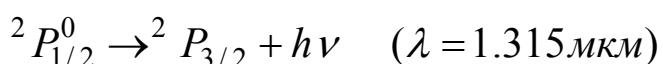
Вперше фото дисоціація, як спосіб отримання середовища з інверсною заселеністю, був запропонований І.І.Собельманом і С.Г.Раутініним в 1962 р. Ряд речовин фото дисоціює. Схема збудження така:



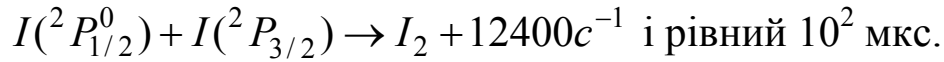
Такого роду накачування має дуже широкі смуги, оскільки молекулярні спектри теж широкі; в результаті цього створюється селективна населеність метастабільного рівня атома. Потім атоми a^* і v , рекомбінуючи, дають лазерне випромінювання і повертаються в початковий стан. такі цикли повторюються. Цей метод створення інверсної населеності ще називають оптичним накачуванням. Оскільки енергія зв'язку більшості фотодисоціюючих молекул порядку 3 еВ, то випромінювання накачування повинно бути в області 400 нм. Завдяки широкій смузі фото чутливості (декілька десятків нанометрів) при молекулярній фото дисоціації коефіцієнт використання ламп накачування на декілька порядків вищий аналогічного коефіцієнта при атомарному оптичному накачуванні (ширина атомарної фото чутливої смуги порядку 10^{-3} нм). Згідно з цим принципом працюють лазери на парах броміду талія ($TlBr$), йодистого метилу (CH_3I) і трифторйодометану (CF_3I).

На парах $TlBr$ отримана генерація на переході атома талія $7s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{3/2}^0$ ($\lambda = 535\text{нм}$) при збудженні ртутною лінією з $\lambda = 185\text{нм}$. Тиск парів $TlBr$ рівний 63 Па (0.5 мм рт.ст.), що створюється пічкою з робочою температурою порядку 660 $^{\circ}\text{C}$. Ширина фото чутливої смуги $TlBr$ близько 20 нм.

Для фотоліза CX_3I ($x = H, F$) використовується потужний спалах на $\lambda_H \approx 300\text{нм}$, який викликає дисоціацію речовин. В результаті утворюються атоми йоду як в основному стані $5^2P_{3/2}$, так і в збудженому $5^2P_{1/2}^0$. Оскільки швидкість утворення збуджених станів більша швидкості основних, то виникає інверсія, а, отже, і генерація:

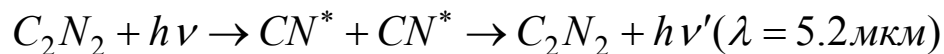


Цей перехід є магнітно-дипольним, бо правила відбору забороняють електронно-дипольний перехід. Це обумовлює великий час життя збудженого стану (воно визначається дезактивацією за рахунок співударів). Час життя збудженого стану визначається реакцією:



Молекула CF_3I має смугу поглинання з центром поблизу 265 нм і на півшириною більше 4500 см^{-1} (33нм). При цьому ширина лінії спонтанного випромінювання надзвичайно мала як і в газових системах. Тому фотодисоційні лазери є типово газовими і мають переваги твердотільних. Наприклад, при фото дисоціації CF_3I була отримана потужність 1 МВт (1968 р.). Лазерна кювета мала довжину 0.2 м при діаметрі 0.02 м. Накачування виконувалось імпульсною ксеноновою лампою з енергією 500 Дж. Йодні лазери дозволяють отримати енергії вище 1000 Дж. Більшість лазерів, заснованих на фото дисоціації, хімічно незворотні. Тому сквапність роботи генератора визначається швидкістю прокачування кювети. Коефіцієнт дії фотодисоційних лазерів доведений до 0.1 %.

Активно йде пошук зворотних фотодисоційних реакцій. Перший успіх отримано на фото реакції дициана:



Такого типу лазери перспективні з точки зору космічних лазерів, які працюють на сонячному накачуванні.

Теплове накачування.

Ідея теплового накачування, запропонована М.Г.Басовим і А.Н.Ораєвським в 1963 році, полягає в наступному. Нехай є трирівнева система (**рис. 8**) з імовірностями безвипромінювальних переходів d_{ki} і d_{ik} . При термодинамічній рівновазі населеність рівнів визначається співвідношенням:

$$n_0^i = \frac{q_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}{\sum_i q_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)} N$$

де $N = n_1^0 + n_2^0 + n_3^0$.

Оскільки при реальних температурах основна маса частинок знаходиться на першому рівні, а нас цікавить інверсія між першим і другим рівнем, згідно з розподілом Больцмана при термодинамічній рівновазі буде:

$$n_2^0 = \frac{q_2}{q_1} n_1^0 \exp\left(-\frac{E_2}{kT_0}\right) \quad (11)$$

$$n_3^0 = \frac{q_3}{q_1} n_1^0 \exp\left(-\frac{E_3}{kT_0}\right)$$

При порушенні термодинамічної рівноваги відбувається перерозподіл частинок за рівнями зі швидкостями, які визначаються імовірностями переходів. Визначимо умови, які дозволяють отримати інверсію в результаті швидкого охолодження на переході $3 \rightarrow 2$. Для цього потрібно, щоб швидкість безвипромінювального відходу частинок з третього рівня була набагато менша швидкості відходу з другого, тобто:

$$d_{21} \gg d_{32}, \quad d_{21} \gg d_{31} \quad (12)$$

при цьому час охолодження τ повинен задовольняти умову:

$$\tau \ll (d_{31} + d_{32})^{-1} \quad (12')$$

Зважаючи на **формулу (6) з лекції 2а**: $\frac{d_{ki}}{d_{ik}} = \frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu_{ik}}{kT}\right)$,
 $d_{31} \gg d_{13}, \quad d_{32} \gg d_{23}, \quad d_{21} \gg d_{12}$, кінетичні рівняння набувають вигляду:

$$\frac{dn_3}{dt} = -(d_{31} + d_{32})n_3; \quad \frac{dn_2}{dt} = -d_{21}n_2 + d_{32}n_3 \quad (13)$$

Підкреслимо, що поставлена задача має розв'язок тільки для нестационарного режиму, тобто інверсія населеностей існує протягом якогось відрізка часу. Так як зменшення температури від T_0 до T_1

відбувається за час, суттєво менший самого швидкого переходу, то розв'язок буде:

$$n_3 = n_3^0 e^{-(d_{31} + d_{32})t}$$

$$n_2 = n_2^0 e^{-d_{21}t} + n_3^0 d_{32} e^{-d_{21}t} \frac{e^{(d_{21} - d_{32} - d_{31})t} - 1}{d_{21} - d_{32} - d_{31}}, \quad (14)$$

де n_2^0 і n_3^0 початкові значення населеностей при температурі T_0 .

При виконанні умови (12) розв'язок (14) спрощується, набуваючи вигляду:

$$n_3 = n_3^0 e^{-(d_{31} + d_{32})t}; n_2 = n_2^0 e^{-d_{21}t} \quad (14')$$

Схематично залежність зміни населеностей другого і третього рівнів показана на **рис. 9**. В граничному випадку при зменшенні температури до $T = 0K$ населеність $n \rightarrow 0$ і відповідно інверсія $\Delta n_{32} \rightarrow n_3$. Залежність $\Delta n_{32} = f(t)$ показана на **рис. 10**. Момент часу досягнення інверсної заселеності ($\Delta n_{32} > 0$), тобто координату точки t_1 , легко вирахувати. Згідно з (14'):

$$t_1 = \frac{\ln n_2^0 / n_3^0}{d_{21} - d_{31} - d_{32}} \quad (15)$$

Таким чином, по закінченні часу t_1 від початку охолодження буде мати місце інверсія в системі. А при виконанні умови $\alpha \approx \gamma$ виникає генерація.

Для реалізації різкого зменшення температури робочого газу використовується надзвукове сопло Лавалю. При неперервній подачі робочого газу реалізується режим стаціонарної генерації теплового лазера. Принцип роботи такого пристрою схематично показано на **рис. 11**. Згідно з законами аеродинаміки, в наближенні ідеального газу, швидкість витікання пов'язана співвідношенням з його температурою і тиском:

$$\frac{T_0}{T_1} = 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} M^2; \frac{P_0}{P_1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\gamma / \gamma - 1} \quad (16)$$

де $M = \mathcal{G} / \mathcal{G}_3$ - число Маха (відношення швидкості руху газу \mathcal{G} до швидкості розповсюдження звуку \mathcal{G}_3 в цьому газі); T_0, P_0 і T_1, P_1 - температура і тиск на вході і виході сопла Лаваля, відповідно; $\gamma = C_p / C_v$ - відношення теплоємностей при постійному тискові і постійному об'ємі. Швидкість звуку в газі:

$$\mathcal{G}_3 = \sqrt{\gamma k T / m}$$

де m - маса молекули газу. Згідно з умовою (12'), $\tau \approx 10^{-6} \text{ с}$, тому газ нагрівають до $T_0 \approx 1500 - 2000 \text{ K}$ при тискові $P_0 \approx (15 - 20) \cdot 10^6 \text{ Па}$. За таких умов $\mathcal{G}_3 \approx 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, що і визначає поперечний розмір надзвукового сопла h (рис. 11) згідно з співвідношенням:

$$h \approx \tau \mathcal{G}_3; h \approx 0.1 \text{ см}$$

При цьому розмірі сопла на відстані 2-5 см від нього параметри газу змінюються від $T_0 \approx 1500 \text{ K}$ і $P_0 = 10^6 \text{ Па}$ до $T_0 \approx 300 \text{ K}$ і $P_0 = 10^4 \text{ Па}$. Для збільшення потужності такої системи збільшують число сопел, вхідну температуру і тиск. Лазери, які працюють на такому принципі накачування, отримали назву *газодинамічних*. Перший газодинамічний лазер на вуглекислому газі був запропонований О.М.Прохоровим і В.К.Конюховим у 1966 р.

Потужність газодинамічного лазера:

$$P = \eta P_H \tag{17}$$

де η - коефіцієнт корисної дії, а P_H - потужність накачування:

$$P_H = S \mathcal{G} \rho \varepsilon \tag{18}$$

де S - площа сопла; \mathcal{G} - швидкість газу; ρ - концентрація частинок і ε - їх енергозарядженість. Нехай $V = 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, густину газу прийемо рівною числу Лошмідта $\rho = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, енергію, запасену частинкою, $\varepsilon = 1.6 \cdot 10^{-20} \text{ Дж} = 0.16 \text{ еВ}$. При цьому потужність накачування P_H (в $\text{кВт} \times \text{см}^2$) рівна приблизно 505. При ККД $\eta \approx 1\%$ (теоретична межа 8%) і перерізу сопла $S = 0.01 \text{ см}^2$ потужність лазерного випромінювання

буде 5 Вт. таку систему можна відносно легко масштабувати. На сьогоднішній день є газодинамічний лазер на базі 100 сопел із вхідними параметрами $P_0 = 10^7 \text{ Па}$ і $T_0 \approx 4000 \text{ К}$, який дає в неперервному режимі потужність до 100 Вт. Як активні середовища використовуються гази $\text{CO}_2, \text{CO}, \text{SO}, \text{SO}_2, \text{N}_2\text{O}$.

Розглянутий вище метод отримання інверсної населеності заснований на різниці швидкостей „охолодження” рівнів 3 і 3 (рис. 8). Ясно, що таку відмінність можна використати при різкому нагріванні газу, наприклад, в ударній хвилі. При цьому повинні виконуватись умови:

$$d_{13} \gg d_{12}, \quad d_{32}\tau \ll 1 \quad (19)$$

де τ - час нагрівання газу. Ці умови означають, що при швидкому нагріванні населеність рівня 3 росте швидше, ніж населеність рівня 2. При цьому імовірностями безвипромінювальних переходів за час нагрівання d_{21} і d_{23} нехтуємо. В цьому наближенні кінетичні рівняння набувають вигляду:

$$\frac{dn_3}{dt} = d_{13}n_1 - (d_{31} + d_{32})n_3; \quad \frac{dn_2}{dt} = d_{32}n_3 \quad (20)$$

Розв'язок першого рівняння:

$$n_3 = d_{13}n_1 \frac{1 - e^{-(d_{31} + d_{32})t}}{d_{31} + d_{32}} \quad (21)$$

Оскільки час нагрівання малий, то (21) набуває вигляду:

$$n_3 = d_{13}n_1 t \quad (21')$$

а допускаючи слабку зміну n_1 з часом, отримаємо:

$$n_2 = 1/2 d_{13} d_{32} n_1 t^2 \quad (22)$$

що схематично зображено на **рис. 12**. Залежність $\Delta n_{32}(t)$ аналогічна показаній на рис. 10, але час $t_1 = 2/d_{32}$. По закінченні цього часу $\Delta n_{32} > 0$ і при $\alpha \approx \gamma$ виникає генерація. На практиці, як правило, реальний температурний перепад 2000-3000К. Це накладає обмеження на величину $E_\gamma \approx 1500 - 3000 \text{ см}^{-1}$. Такі енергії відповідають коливально-обертальним фотопереходам молекул в ближній інфрачервоній області спектра. Тому всі працюючі нині теплові лазери використовують лише прості молекулярні системи: $\text{CO}_2, \text{CS}_2, \text{CO}, \text{N}_2\text{O}$ та інші.