

## Тема 5. Імпульсні твердотільні оптичні квантові генератори.

### Лекція 5.

*Рубіновий квантовий генератор. Рубін – активна речовина лазера. Діаграма енергетичних рівнів  $Cr^{3+}$ . Неодимовий квантовий генератор ( $YAG:Nd^{3+}$ ). ККД.*

В твердотільних лазерах практично єдиним засобом отримання інверсії є оптичне накачування. Активні центри (наприклад  $Cr^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$ ) дисипують свою надлишкову енергію в коливальний резонатор кристалічної ґратки каналами взаємодії з фононами (безвипромінювальні переходи). В основному цей обмін енергією проходить в дипольному наближенні взаємодій відповідного порядку між конкретним електронним або електронно-коливальним станом активного центру і електричними диполями, які виникають при коливаннях атомів ґратки твердого тіла.

Оскільки енергія фононів не перевищує  $250-500\text{ см}^{-1}$ , а енергія електронних станів в десятки разів вища, то релаксація активних центрів носить багато фононний характер. Імовірність таких процесів падає із зростанням ступеню фононності.. Тому найбільш високо розташовані рівні енергії активного центру безпосередньо в ґратку релаксують повільніше, ніж з рівнів, розташованих нижче. Цей ефект сприяє створенню інверсії. В три- та чотирирівневих схемах велику роль грають безвипромінювальні переходи по передачі енергії з одного рівня на інший, наприклад в чотирирівневій схемі  $d_{43}$  і трирівневій -  $d_{32}$ . Якщо різниця в енергіях між цими рівнями порівняна з  $kT$ , то передача енергії відбувається ефективно. Якщо ж різниця суттєво перевищує  $kT$ , і це, як правило має місце, то в процес передачі енергії втягуються фоони як „третє” тіло, в результаті чого тверде тіло, як ціле, нагрівається.

Природно, ступінь фіононності визначається відношенням дефіциту енергії до енергії фононів, які беруть участь в цьому процесі. Тому, чим ближчий цей рівень до збуджуваного, тим менше ступінь фононності, менше нагрівається тверде тіло і тим ефективнішою є передача енергії, а отже, росте імовірність відповідного безвипромінювального переходу.

Таким чином, активне середовище лазерів на твердому тілі – відповідна матриця, яка містить активні центри. До матриці висовуються наступні вимоги. В матрицю активні центри повинні легко і однорідно входити в заданих кількостях, не порушуючи оптичних і механічних властивостей матриці. При цьому вплив матриці на імовірності

безвипромінювальних релаксаційних переходів активних центрів повинен сприяти отриманню інверсії.

Матриця має бути оптично однорідною і прозорою для випромінювання, яке підсилюється, і випромінювання накачування. Оскільки частина променевої енергії перетворюється в тепло, то матеріал матриці повинен мати високу теплопровідність, бути термостійким і термооптичностійким (її оптичні параметри мають слабо змінюватись при нагріванні). Природними є вимоги механічної, хімічної, оптичної і фотохімічної стійкості в режимі імпульсного і неперервного накачування, а також технологічності матриці при виготовленні активного лазерного елемента.

В теперішній час реалізовані лазери в понад 300 кристалах і десятках типів скла. Класичним прикладом твердотільного лазера є рубіновий лазер (використати рубін в квантовій електроніці запропонував О.М.Прохоров у 1956 р.).

Рубін- це кристал корунду (лейкосапфир)  $\alpha - Al_2O_3(O_h)$ , оптично анізотропний має ромбоєдричну ґратку, в яку додано  $Cr_2O_3$ . Елементарна комірка корунду має дві молекули  $Al_2O_3$ . Вісь симетрії 3-го порядку ( $C_3$ ) співпадає з головною діагоналлю одиничної комірки і є оптичною віссю кристала ( $C$ -вісь). Електричний вектор  $E$  звичайного променя перпендикулярний  $C$ -вісі, а вектор  $E$  незвичайного променя – паралельний оптичній вісі. Різниця в коефіцієнтах заломлення для  $n_o = 1.755$  і  $n_e = 1.763$  практично у всьому оптичному діапазоні 0.008. Деякі з іонів  $Al^{3+}$  ізоморфно заміщені іонами хрому  $Cr^{3+}$ . Концентрація хрому може бути різною, змінюючись за вагою від сотих долей до кількох відсотків. При збільшенні концентрації  $Cr_2O_3$  вище 8% - колір змішаного кристала змінюється від червоного до зеленого, що пояснюється зв'язків між іонами хрому. Іонний радіус хрому рівний 0.63Å, що більше ніж іонний радіус алюмінію – 0.51Å. Внаслідок цього – при введенні іонів хрому виникає деформація октаедра, утвореного шістьма іонами кисню  $O^{2-}$  (рис. 1, 2). Створення октаедра зумовлює зниження симетрії кристала до  $D_{3d}^6 = R\bar{3}c$ . Іони алюмінію розташовані вздовж осі  $C_3$ , а іони хрому в кисневому октаедрі зміщені на  $0.1 \overset{o}{A}$  вздовж осі  $C_3$  відносно місця, яке займає  $Al$ . Симетрія місця іона  $Cr^{3+} - C_{3v}$ .

Для генераторів використовують. так звані, рожеві рубіни з ваговою концентрацією  $Cr_2O_3$  порядку 0.05-0.07%, що відповідає абсолютній концентрації іонів хрому  $N = 1.6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Атом хрому належить до групи заліза з недобудованою  $3d$  оболонкою. Нейтральний атом має конфігурацію основного стану  $1s^2 2s^2 2p^6 3d^5 4s^1 S_3$ . Трикратно іонізований атом хрому, втрачаючи три зовнішні електрони, приймає конфігурацію  $1s^2 2s^2 2p^6 3d^3 -^4F_{3/2}$ , тобто в зовнішній оболонці знаходяться три еквівалентних  $d$ -електрони.

Взаємодія електронів іонів хрому досить добре описується нормальним типом зв'язку. У відповідності з цим для двох зовнішніх електронів маємо:

$$L' = l_1 + l_2; l_1 + l_2 - 1; \dots; |l_1 - l_2|;$$

$$S' = s_1 + s_2; s_1 + s_2 - 1; \dots; |s_1 - s_2|$$

Врахування третього електрона дає:

$$L = L' + l_3; L' + l_3 - 1; \dots; |L' - l_3|;$$

$$S = S' + s_3; S' + s_3 - 1; \dots; |S' - s_3|.$$

У відповідності з загальними правилами Гунда більш глибоко розташовуються терми з більшими значеннями  $S$ , а при однакових  $S$  - з більшими значеннями  $L$ . З врахуванням принципу Паулі отримуємо для вільного тривалентного іона хрому дві групи термів:  $S = 1/2 (\uparrow \downarrow \uparrow)$  і  $S = 3/2 (\uparrow \uparrow \uparrow)$ . Дублети складаються з термів  $^2P, ^2D, ^2F, ^2H$  (терм  $^2D$  зустрічається двічі) з  $\mathfrak{A} = 2$ . Квартети з термів  $^4P, ^4F$  - з  $\mathfrak{A} = 4$ . У відповідності з правилом Гунда: найбільша імовірна конфігурація найнижчого терма, при якій сумарний спін  $S$  і орбітальний момент  $L$  мають максимальне значення. У випадку іона  $Cr^{3+}$  - це  $3d$  електрони. Отже, максимальне значення  $S = 3/2$ . Максимальне значення  $L$  визначається із співвідношення  $L_{\max} = (1/2) \cdot k(2l - k + 1)$ , де  $k$  - число електронів в оболонці, заповнений менше половини. В нашому випадку є три з 10 можливих електронів оболонки  $d(l=2)$ , тобто  $L_{\max} = 3(4 - 3 + 1)/2 = 3$ . Це і є терм  $F$ . Отже,  $J = L + S, L + S - 1, \dots, L - S$ , або  $9/2, 7/2, 5/2, 3/2$ . Якщо оболонка заповнена менше, ніж наполовину, то найнижчий стан (основний)  $J = L - S = 3 - 3/2 = 3/2$ , тобто найнижчий стан  $^4F_{3/2}$ . Таким чином, основному стану вільного іона хрому відповідає терм  $^4F_{3/2}$ , який характеризується чотирикратним спіновим ( $2S + 1 = 4$ ) і семикратним орбітальним ( $2L + 1 = 7$ ) виродженням. Загальне виродження рівне 28.

В кристалічній матриці (в рубіні) іони хрому знаходяться в статичному електричному полі ґратки. Внаслідок Штарк-ефекту

орбітальне виродження знімається. Розщеплення термів залежить від симетрії електричного поля, яка визначається симетрією найближчого довкілля іона хрому. В електричному полі кубічної симетрії основний терм іона хрому  ${}^4F_{3/2}$  розщеплюють на три рівні: орбітальний синглетний  ${}^4A_2$  і два орбітальних триплетних  ${}^4F_1({}^4T_1)$  і  ${}^4F_2({}^4T_2)$ . Використаний термін „орбітальний синглет” означає, що по орбітальному (і тільки по орбітальному) квантовому числу виродження немає, а у орбітального триплету – є. Потрібно розрізняти позначення термів  $F$  вільного іона з позначенням рівнів іона в кристалічному полі  $F_1(T_1)$  і  $F_2(T_2)$ , які взяти з теорії груп в позначеннях Маллікена. При цьому у кожного з рівнів зберігається чотирикратне виродження по спіну.

$$O_h({}^4F_{3/2}) \rightarrow D_{3d}({}^4A_2 + {}^4F_1 + {}^4F_2)$$

Після зняття електронним полем часткового виродження найнижчим рівнем виявляється  ${}^4A_2$ . Оскільки електричне поле в рубіні внаслідок нееквівалентності іонних радіусів алюмінію (0.51 Å) і хрому (0.63 Å) не чисто кубічне, а тригональне, то чотирикратне виродження рівня  ${}^4A_2$  також частково знімається. В результаті цього основний стан  ${}^4A_2$  розщеплюється на два підрівні:

$${}^4A_2 \xrightarrow{C_{3v}} {}^4A_2(\pm 1/2) + {}^4A_2(\pm 3/2)$$

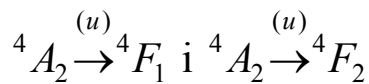
відстань між якими рівня  $0.38 \text{ см}^{-1}$ ; розщеплюються і інші рівні. Реальна енергетична схема іона  $Cr^{3+}$  в рубіні (рис. 3) складається з двох наборів рівнів. Один набір (ліва частина рисунка) відповідає іону  $Cr^{3+}$  з  $S = 3/2$  у якого найнижчий рівень  ${}^4A_2$ . Рівні  ${}^4F_2$  і  ${}^4F_1$  складаються з шести дублетів, які перекриваються. Другий набір рівнів іона  $Cr^{3+}$  (права частина рисунка) відповідає станам з  $s = 1/2$  з найнижчим метастабільним рівнем  ${}^2E$ ; при кімнатній температурі його час життя  $3.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Метастабільний стан іона  $Cr^{3+}$  двічі вироджений по спіну і двічі-орбітально:  ${}^2E(L=1, S=1/2); {}^2E(L=1, S=-1/2); {}^2E(L=-1, S=1/2); {}^2E(L=-1, S=-1/2)$  В результаті спін-орбітальної взаємодії і впливу кристалічного поля рівень  ${}^2E$  поділяється на два двократно вироджених дублети:

$$D_{3d}({}^2E) \rightarrow C_{3v}(2\bar{A} + \bar{E})$$

Верхній дублет  $2\bar{A}\{^2E(L=1, S=1/2); ^2E(L=-1, S=-1/2)\}$  і нижній -  $\bar{E}\{^2E(L=1, S=-1/2); ^2E(L=-1, S=-1/2)\}$  мають інтервал між собою в  $29 \text{ см}^{-1}$ .

В результаті дії кристалічного поля терми вільного іона перемішуються, тобто електронні стани описуються хвильовими функціями однакової симетрії, але які належать різним термам вільного іона (**рис. 3**). Це призводить до порушення правил відбору, які досить сурово виконуються для вільного іона. Значення імовірностей переходів між робочими рівнями наведені на енергетичній схемі (**рис. 3**).

Випромінювальні переходи з рівнів  $^4F_1$  і  $^4F_2$  на  $^2F_1$  і  $^2E$  заборонені інтеркомбінаційним правилом, але безвипромінювальні переходи в силу взаємодії спін-гратка – дозволені. Найбільш сприятливими областями накачування рубіна є дві потужні смуги поглинання:



з максимумом близько  $4100\text{Å}$  і  $5600\text{Å}$ ,  $U$  – і  $Y$  – смуги, відповідно. Криві поглинання показані на **рис. 4**. В результаті накачування частинки, які потрапляють на рівень  $^4F_1$  і  $^4F_2$  швидко переходять на  $^2F_1$  і  $^2E$ . Рівень  $^2F_1$  є проміжним на шляху частинок до метастабільного рівня  $^2E$ , де вони накопичуються, оскільки перехід на найнижчий рівень  $^4A_2$  відбувається з порушенням інтеркомбінаційної заборони ( $\Delta S = 0$ ). Коефіцієнти поглинання в смугах  $U, Y$  рівні  $2\text{--}3 \text{ см}^{-1}$ , тому діаметр рубінових стрижнів не рекомендується робити більшими, ніж  $2\text{--}3 \text{ см}$ . Інакше випромінювання накачування не буде ефективно проникати всередину робочого елемента і активне середовище буде накачане неоднорідно в поперечному перерізі, що погіршить параметри лазерного випромінювання.

Спектр спонтанного випромінювання рубіна (люмінесценції) аналогічний спектру поглинання на переході  $^2E \rightarrow ^4A_2 - R$  смуги. Спектрограма люмінесценції  $R$  смуги рубіна при кімнатній температурі показана на **рис. 5**. Кожна з  $R$ -ліній є дублетом, оскільки  $^4A_2$  розщеплений. При кімнатній температурі внаслідок великої ширини  $R$ -смуги  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ , це розщеплення виявити не можна. При зниженій температурі кристала  $R_1$  і  $R_2$  смуги суттєво звужуються і дещо зміщуються в короткохвильову сторону (**рис. 5**) ( $\lambda_{R_1}^{300K} = 6943\text{Å} \rightarrow \lambda_{R_1}^{77K} = 6934\text{Å}; \lambda_{R_2}^{300K} = 6929\text{Å} \rightarrow \lambda_{R_2}^{77K} = 6919\text{Å}$ ). При температурі рідкого азоту проявляється дублетна структура  $R$  – смуги, що добре видно на **рис. 6**.

$R$  – смуги мають надтонку ізотопну структуру у відповідності з 4 ізотопами:  $Cr^{50}$  (4.3%),  $Cr^{52}$  (83.7%),  $Cr^{53}$  (9.6%) і  $Cr^{54}$  (2.4%), що чітко проявляється при температурі рідкого гелію. На **рис. 6** положення ізотопних смуг і їх відносні інтенсивності показані вертикальними лініями.

Отже, як видно з **рис. 3**, прийнята схема енергетичних рівнів обумовлює експериментальну реєстрацію переходів, які позначаються латинськими буквами в порядку зростання хвильових чисел  $R, U, B, Y$ , утворюючи слово *RUBY* (рубін). При цьому смуги  $R, U, B, Y$  спостерігаються в поглинанні, а  $R$  – ще й у випромінюванні (люмінесценції). Саме цьому переходу рубін зобов'язаний своїм забарвленням.

Квантовий вихід люмінесценції рубіна  $\eta$  при збудженні в зеленій смузі рівний – 0.78, а енергетичний – 0.62. Аналогічна ситуація і при збудженні в синій смузі – в середньому  $\eta = 0.7$ . Зі зниженням температури  $\eta$  зростає, досягаючи одиниці при 77К. Збільшення температури вище кімнатної призводить до різкого падіння  $\eta$ . Крім цих смуг поглинання в рубіні є широка смуга в ультрафіолетовій області (2500Å). Але квантовий вихід люмінесценції для цієї смуги відносно малий ( $\eta \sim 0.4$ ) і тому її значення в накачуванні не впливає.

Відмітимо, що при збудженні в  $R$  – смузі квантовий вихід рівний одиниці, але інверсію створити не можна, бо в цьому випадку буде мати місце дворівнева схема функціонування.

Час життя метастабільного стану  $^2E$  зі зниженням температури зростає, так, якщо при 293К,  $\tau_{2E} \approx 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ , то при  $T = 77\text{К}$   $\tau \approx 4.3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ . Часи життя на підрівнях  $2\bar{A}$  і  $\bar{E}$  при 293К рівні  $4.2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$  і  $2.9 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ , відповідно. Внаслідок великої імовірності безвипромінювальних переходів між ними ( $\Delta E = 29 \text{ см}^{-1} \ll kT$ ) метастабільний стан  $^2E$  характеризується  $\tau = 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ .

Реальна схема рівнів рубіна складна. Разом з тим вона відповідає трирівневій схемі функціонування квантового генератора (**рис. 7**). Оцінимо порогову заселеність метастабільного рівня  $E$ , при якій коефіцієнт поглинання в  $R_1$  - лінії змінює знак, тобто:

$$n_{\bar{E}} - \frac{q_{\bar{E}}}{q_{4A_2}} n_{4A_2} = 0 \quad (1)$$

Закон збереження частинок у даному випадку має вигляд:

$$n_{\bar{E}} + n_{\bar{A}} + n_{4A_2} = N; \quad n_{4F_2} = 0$$

Оскільки  $q_{\bar{E}} = 2$ ,  $q_{4A_2} = 4$  і при кімнатній температурі  $n_{\bar{E}} \approx n_{2\bar{A}}$ , так як  $\Delta E = 29 \text{ см}^{-1} \ll kT$ , то з системи рівнянь:

$$n_{\bar{E}} + n_{\bar{A}} + n_{4A_2} = N$$

$$n_{\bar{E}} \approx n_{2\bar{A}}$$

$$2n_{\bar{E}} = n_{4A_2}$$

$$n_{\bar{E}} - \frac{q_{\bar{E}}}{q_{4A_2}} n_{4A_2} = 0$$

$$2n_{\bar{E}} + n_{4A_2} = N$$

$$2n_{\bar{E}} + 2n_{\bar{E}} = N$$

$$2n_{\bar{E}} - \frac{1}{2} n_{4A_2} = 0$$

$$n_{\bar{E}} = \frac{1}{4} N$$

Отримуємо, що умова (1) виконується, якщо:

$$n_{\bar{E}} = \frac{1}{4} N \quad (2)$$

Густина енергії необхідна для виконання умови (2)

$$U_{\min} = h\nu_{4A_2 \rightarrow 4F_2} \cdot \eta^{-1} (n_{\bar{E}} + n_{2\bar{A}})$$

Зробимо оцінку величини  $U_{\min}$ . Для рожевого рубіна  $h\nu_{4A_2 \rightarrow 4F_2} = 3.5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ;  $\eta = 0.7$ ;  $N = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Отже:

$$U_{\min} = 3.5 \cdot 10^{-19} \cdot 0.7^{-1} \cdot 0.8 \cdot 10^{19} = 4 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$$

Для стаціонарної генерації важлива потужність накачування ( $B_{13}\rho_{13}$ ), необхідна для підтримання інверсії на робочих рівнях. Необхідну потужність накачування можна оцінити, виходячи з часу життя метастабільного стану. Вимогою для підтримання стаціонарної заселеності на робочому рівні (2) можна вважати:

$$B_{13}\rho_{13} > A_{21}$$

Отже, необхідна потужність поглинання (порогове накачування  $P_H^n$ ) при  $A_{21} \approx 3 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$  ( $\tau = 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ ):

$$P_H^n = A_{21} \cdot h \nu_{4A_2 \rightarrow 4F_2} \Delta n_{21} \approx 3 \cdot 10^2 \text{ c}^{-1} \cdot 3.5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \times 0.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^3 =$$

$$= 8.4 \cdot 10^2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3} \approx 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$$

тобто необхідна потужність накачування буде порядку  $10^3 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ , якщо збудження виконується тільки в смузі  $4A_2 \rightarrow 4F_2$ . Потужність же вимушеного випромінювання – рівна різниці між потужністю накачування і її пороговим рівнем з врахуванням безвипромінювальних втрат в каналі накачування:

$$P_{\Gamma} = (P_H - P_H^n) \frac{\nu_{12}}{\nu_{13}}$$

$$\text{де } h \nu_{12} = h \nu_{\bar{E} \rightarrow 4A_2} = 2.8 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Якщо накачування перевищує порогову потужність всього на 10%. то генерована потужність буде близько:

$$P_{\Gamma} = 10^2 \cdot 2.8 / 3.5 = 80 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Порівняємо спектральні густини потужності накачування і генерації. Ширина смуги  $\Delta \nu_{4F_2} = 10^3 \text{ см}^{-1}$ , а ширина лінії генерації  $\Delta \nu'_3 = 0.01 \text{ см}^{-1}$ . Отже спектральна густина випромінювання накачування порядку  $3 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ , а генерації  $\sim 2.7 \cdot 10^{-7} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{c}^{-1}$ . Таким чином спектральна густина генерованого випромінювання на три порядки вища, ніж у накачування. Таку ж або і більшу спектральну густину потужності випромінювання можна отримати тільки за допомогою квантових генераторів.

Виконані оцінки потужності накачування дещо занижені, оскільки не враховані діелектричні втрати, різного роду конструктивні і технологічні особливості, які виникають при виготовленні квантового генератора. Все це веде до того, що швидкість накачування приходить збільшувати до 10 і більше  $A_{21}$ , тобто, не до  $10^3 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ , а до  $\sim 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ . Вимушене випромінювання, в принципі, можна отримати як на  $R_1$ , так і на  $R_2$ -смузі. Рубінові генераторі працюють, як правило, на  $R_1$ -смузі, оскільки для неї простіше реалізувати порогові умови.

Поляризаційні характеристики генерованого випромінювання рубіна залежать від орієнтації його оптичної осі ( $C$  – вісі) відносно геометричної



осі робочого елемента. Взагалі кажучи, поляризація вимушеного випромінювання відповідає поляризації спонтанної люмінесценції. При нульовій орієнтації рубінового елемента (поздовжня вісь елемента співпадає з його оптичною  $C$ -віссю)- генерується неполяризоване випромінювання, а при  $90^\circ$  чи  $60^\circ$ - орієнтації – плоскополяризоване. Причому, орієнтація електричного вектора  $E$  випромінюваної електромагнітної хвилі спрямована перпендикулярно до площини, в якій лежить оптична і геометрична вісі робочого елемента.

Рубінові кристали можуть бути також використані як квантові генератори і НВЧ-діапазону. Це зумовлено тим, що найнижчий рівень  $^4A_2$  вироджений, а при накладенні зовнішнього поля виродження буде повністю зніматись (Зееман-ефект), в результаті чого утворюється типова схема трирівневого лазера. Природно, внаслідок анізотропії рубінового кристала розташування не вироджених рівнів залежить від взаємної орієнтації зовнішнього магнітного поля  $H_0$  і внутрішньо кристалічного електричного поля  $E$  (напрямок  $\vec{E}$  співпадає з напрямком оптичної вісі  $C$ ). Якщо кут  $\theta$  між  $H_0$  і  $E$  рівний нулю, то розташування рівнів при знятті виродження виникає таке, як показано на **рис. 8**, а при  $\theta = 51^\circ 44'$  -(б) і при  $\theta = 90^\circ$  -(в).

При роботі мазера в режимі підсилення беруть участь найнижчі три рівні – 1, 2 і 3. За допомогою електромагнітного поля виконується накачування на частоті переходу  $\nu_{13}$ . Рівень накачування створюється такий, щоб виникало насичення на цьому переході, тобто  $n_3 = n_1$ , тим самим забезпечується інверсія населеностей між рівнями 3 і 2 ( $n_3 > n_1$ ), а також і умови, необхідні для підсилення сигналу на частоті  $\nu_{13}$ . Схема буде активно працювати тільки в тому випадку, якщо між  $H_0$  і  $E$  буде кут відмінний від нуля. В протилежному випадку, згідно з правилами відбору, перехід з  $-3/2$  на  $+1/2$  заборонений. Частіше всього в рубінових лазерах вказаний кут рівний  $54^\circ 44'$ , оскільки в уьому разі реалізується так зване пушпульне (симетричне чи подвійне) накачування, яке дуже ефективне. Схема пушпульного накачування показана на **рис. 9**. При пушпульній схемі  $\nu_{13} = \nu_{24}$ , тому випромінювання на частоті  $\nu_{13}$  не тільки створює насичення на рівнях  $1 \leftrightarrow 3$ , але й прискорює спустошення рівня 2, що поліпшує інверсний стан рівнів  $3 \rightarrow 2$ . В кристалах рубіна при куті  $\theta = 54^\circ 44'$  і  $H_0 = 4200$  ерстед пушпульне накачування виконується на частоті порядку 24 ГГц ( $1 \rightarrow 3$  і  $2 \rightarrow 4$ ), а підсилення сигналу відбувається на частоті  $\sim 10$  ГГц ( $3 \rightarrow 2$ ). В лабораторії О.М.Прохорова був створений підсилювач на переході  $3 \rightarrow 2$  з частотою порядку 3 ГГц. Накачування

відбувалось на переході  $1 \rightarrow 3$  з частотою 15 ГГц. При зниженні температури такого лазера до 2К підсилювач самозбуджувався і працював в режимі генерації. При  $(H \perp E) = 90^\circ$  і напруженості магнітного поля від 1500 до 4000 ерстед рубіновий лазер забезпечує хорошу роботу на частотах від 1 до 6 ГГц, при  $(H \perp E) = 54^\circ 44'$ , починаючи з 6 ГГц.

### **Неодимовий квантовий генератор.**

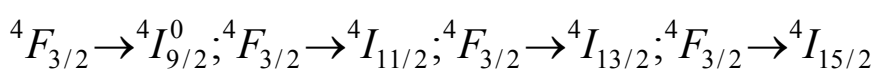
Типовими представниками лазерів, що працюють за чотирирівневою схемою, є лазери на тривалентних іонах групи лантанідів ( $^{59}\text{Pr}$ ,  $^{60}\text{Nd}$ ,  $^{62}\text{Sm}$ ,  $^{64}\text{Gd}$ ,  $^{66}\text{Dy}$ ,  $^{67}\text{Ho}$ ,  $^{68}\text{Er}$ ,  $^{69}\text{Tm}$ ,  $^{70}\text{Nd}$ ) і актинідів ( $^{90}\text{Np}$ ,  $^{94}\text{Pu}$ ,  $^{95}\text{Am}$ ,  $^{96}\text{Cm}$ ). В цих елементах оболонки  $4f$  і  $5f$ , які забудовуються, захищені повністю двома заповненими оболонками  $5s5p$  або  $6s6p$ , відповідно. Внаслідок цього електричне поле ґратки набагато слабше впливає на спектр люмінесценції, ніж у випадку іонів групи перехідних металів. Спектри люмінесценції, які спостерігаються, інтерпретуються як переходи в середині незаповненої  $f$ -оболонки на компоненти розщеплення основного мультіплета. Дякуючи екрануванню сили осциляторів для переходів  $f-f$  в поглинанні дуже малі  $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$  і, відповідно, час життя спонтанної люмінесценції  $\sim 100 \div 200 \text{ мкс}$  ( $A_{ik} \approx \tau_{ik}^{-1}$ ). З представників цього класу об'єктів найбільш важливими з точки зору застосування в лазерах є наступні іони:

Елемент	Символ	Робочий перехід	$\lambda_{\text{генер}}, \text{мкм}$	$\Delta E_{12}, \text{см}^{-1}$
Неодим	$\text{Nd}^{3+}$	$^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	1.06	2200
Диспрозій	$\text{Dy}^{2+}$	$^5I_7 \rightarrow ^5J_8$	2.36	35
Самарій	$\text{Sm}^{2+}$	$^5D_0 \rightarrow ^7F_1$	0.70	263
Ербій	$\text{Er}^{3+}$	$^4J_{13/2} \rightarrow ^4J_{15/2}$	1.61	375
Гольмій	$\text{Ho}^{3+}$	$^5J_7 \rightarrow ^5J_8$	2.05	250
Празеодим	$\text{Pr}^{3+}$	$^1G_4 \rightarrow ^3H_4$	1.05	377

Середовища, активовані іонами  $\text{Nd}^{3+}$ , мають дуже низький поріг і можуть генерувати навіть в неперервному режимі при кімнатній температурі, в зв'язку з чим вони отримали найбільше поширення в лазерній техніці.

Тривалентний іон неодиму  $Nd^{3+}$  (іонний радіус 1.15Å) має конфігурацію  $4f^{34}I_{9/2}^0$  зовнішніх електронних оболонок (електронна конфігурація нормального стану  $NdI - 4f^4 6s^{25}I_4$ , при трикратній іонізації атома неодиму  $NdIV - 4f^{34}I_{9/2}^0$ ). Наявність в оболонці  $4f$  трьох електронів зумовлює велике число енергетичних рівнів і, відповідно, дуже складний спектр поглинання та люмінесценції. Оболонці  $4f$  відповідають дублетні ( $^2PDFGIKL$ ) і квартетні ( $^4SDFGI$ ) терми, найнижчий терм -  $^4I_{9/2}^0$ . Оптичні спектри іона неодиму характеризуються, в основному, забороненими переходами в межах оболонки  $4f$ . Схема рівнів енергії  $Nd^{3+}$  показана на **рис. 10**.

Генерація на іонах  $Nd^{3+}$  спостерігалась на великій кількості матеріалів. Деякі з них мають „двовалентні ґратки”, що ускладнює інтерпретацію спектрів поглинання і випромінювання внаслідок некомпенсованих зарядів. Проблема компенсації заряду розв’язується різними способами, зокрема введенням іонів лужних металів  $Na^+, Li^+, K^+$ , що втричі знижує поріг генерації і спрощує спектр поглинання і випромінювання. Наприклад,  $CaWO_4$  допускає введення різних активаторів ( $Nd^{3+}, Pr^{3+}, Ho^{3+}, Er^{3+}, Dy^{2+}$ ) з малими порогами генерації і дозволяє здійснити неперервну генерацію при кімнатній температурі на  $Nd^{3+}$ . Ця матриця має структуру шееліта, тобто тетрагональну ґратку ( $a = b = c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ ). Просторова група  $C_{4h}^6$ . Елементарна комірка має чотири молекули  $CaWO_4$  з постійними ґратки  $a = b = c = 5.24\text{Å}$  і  $c = 11.38\text{Å}$  (**рис. 11**). Спектр поглинання іону неодиму (спектрограма якого в матриці  $CaWO_4$  показана на **рис. 12**) складається з великого числа дуже вузьких груп ліній, зумовлених переходами з підрівнів основного стану  $^4I_{9/2}^0$  на систему підрівнів збуджених термів. Найбільш потужна смуга поглинання з максимумом на довжині хвилі 5800Å ( $^4I_{9/2}^0 \rightarrow ^2G_{7/2}^0$ ) має ширину порядку 200Å. У більшості з цих ліній сила осцилятора порядку  $10^{-6}$ . Спектр люмінесценції  $Nd^{3+}$  в матриці  $CaWO_4$  показано на **рис. 13**. Він складається з чотирьох смуг:



з відносним розподілом інтенсивності 0.07; 0.80; 0.11; 0.02, відповідно.

Нині в зв’язку з низькими порогами генерації і досить хорошими теплофізичними властивостями найбільш широко використовуються у

вигляді матриці кристали ітрій алюмінієвого гранату ( $YAG:Nd^{3+}$ ). Кристал  $YAG(Y_3Al_5O_{12})$  відноситься до кубічних кристалів з просторовою групою  $O_h^{12}$  і з класом симетрії  $m\bar{3}m$ , елементарна комірка якого має вісім формульних одиниць, довжина ребра куба – 12.01 Å.

Заміщення  $Y^{3+}$  іоном  $Nd^{3+}$  призводить до погіршення оптичної якості кристалів, внаслідок відмінності у розмірах іонних радіусів у них на 3%. В зв'язку з цим ввести іонів  $Nd^{3+}$  в гранат більше ніж один атомний відсоток важко. Для отримання гранату з більшою концентрацією  $Nd^{3+}$  без суттєвої втрати якості кристала вводять іони лютеція ( $Lu^{3+}$ ) чи кадмію ( $Cd^{3+}$ ), які мають менший іонний радіус. Це дозволяє отримувати кристали з концентрацією іонів  $Nd^{3+}$  до 6 ат% при досить високій оптичній якості. Схема рівнів іона  $Nd^{3+}$  в матриці  $YAG$  показана на **рис. 14**. Там же наведені квантовий вихід і ефективність поглинання на відповідних переходах. Найбільш інтенсивна лінія в спектрі люмінесценції в цьому кристалі, як і в інших матрицях, відноситься до переходу  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  з максимумом на довжині хвилі 1.064 мкм. При температурі 300K її ширина  $6.5\text{ см}^{-1}$ , а при  $T = 77\text{ K}$  –  $1\text{ см}^{-1}$ .

Час життя метастабільного стану  ${}^4F_{3/2}$  при концентрації іона  $Nd^{3+}$  в  $YAG$  до 3% складає 200 мкс як при кімнатній, так і при азотній температурі. При концентраціях вище 6% він значно скорочується, внаслідок взаємодії іонів неодиму між собою. Максимум смуг поглинання іонів  $Nd^{3+}$  в  $YAG$  розташований в області довжин хвиль 7500, 8000 і 8800 Å. При цьому ефективність поглинання іона  $Nd^{3+}$  втричі більша, ніж в ґратці кристала вольфраму кальція і приблизно в стільки ж раз менша порогова потужність накачування.

Спектр люмінесценції  $Nd^{3+}$  виникає при збудженні в будь-якій з смуг поглинання від 9000 Å і коротше. Дезактивація збуджених станів на терм  ${}^4F_{3/2}$  відбувається за рахунок неоптичних переходів. Імовірність дезактивації верхніх збуджених станів безпосередньо в основний  ${}^4I_{9/2}^0$ , минаючи  ${}^4F_{3/2}$  досить велика і зростає зі збільшенням енергії збудженого рівня і концентрації  $Nd^{3+}$ . Імовірність переходів в  $YAG:Nd^{3+}$  з рівня  ${}^4F_{3/2}$  на рівні, які лежать нижче, відповідно рівні:  ${}^4I_{9/2}^0 = 1420\text{ с}^{-1}$ ;  ${}^4I_{11/2} = 1940\text{ с}^{-1}$ ;  ${}^4I_{13/2}^0 = 493\text{ с}^{-1}$ ;  ${}^4I_{15/2} = 15\text{ с}^{-1}$ , що відповідає часові життя частинки  ${}^4F_{3/2} \sim 250\text{ мкс}$ . В склі цей час близько 410 мкс, а в

$\text{CaWO}_4$ - 310 мкс. Переходи з  ${}^4F_{3/2}$  можуть іти як по оптичному каналу, так і по безвипромінювальному. Сумарний квантовий вихід люмінесценції в залежності від матриці при кімнатній температурі змінюється від 0.70 до 0.85 і зростає зі зниженням температури. Так, в  $\text{YAG: Nd}^{3+}$  при 77K від досягає значення 0.995.

Внаслідок того, що час життя на рівнях  ${}^4I_{15/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$  порядку  $10^{-7} - 10^{-8} \text{ c}$ , зокрема на рівні  ${}^4I_{11/2}$   $\tau = 5.8 \cdot 10^{-8} \text{ c}$ , відбувається інтенсивна безвипромінювальна дезактивація, в результаті чого люмінесценція з цих рівнів слабка.

Найбільш сильна лінія люмінесценції іона  $\text{Nd}^{3+}$ , як відзначалося раніше, відповідає переходу  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . В матриці  $\text{CaWO}_4$  максимум люмінесценції цього переходу спостерігається на довжині хвилі 1.063 мкм з на півшириною порядку  $10 \text{ cm}^{-1}$  при азотній температурі. На переході  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  у всіх основних матрицях відносно легко була отримана генерація вимушеного випромінювання.

Для опису процесу генерації на цьому переході так, як і на  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  і  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ , можна скористуватись чотирирівневою схемою (рис. 15). Перший рівень – основний стан ( ${}^4I_{9/2}^0$ ), другий рівень – кінцевий рівень генераційного переходу, зокрема  ${}^4I_{11/2}$ , третій рівень – метастабільний рівень  ${}^4F_{3/2}$  (вихідний стан генераційного переходу), четвертий рівень – сукупність всіх рівнів, які беруть участь в поглинанні енергії накачування. Це повністю відповідає загальним вимогам, які висуваються до чотирирівневої системи:

$$f_{21}(10^7 \text{ c}^{-1}) \gg f_{32}(10^4 \text{ c}^{-1});$$

$$f_{21}(10^7 \text{ c}^{-1}) \gg f_{31}(10^3 \text{ c}^{-1}) + f_{32}(10^4 \text{ c}^{-1}) \times f_{42}(10^2 \text{ c}^{-1}) / f_{43}(10^2 \text{ c}^{-1}) \approx 10^{-1} \text{ c}^{-1};$$

Як бачимо у іона  $\text{Nd}^{3+}$  вони прекрасно виконуються. Оскільки частина збуджених центрів повертається з четвертого рівня в основний стан, минаючи третій рівень, то квантовий вихід  $\eta$  переходу  $4 \rightarrow 3$  в залежності від матриці – біля 0.800.6. Внаслідок великої відстані (біля  $2200 \text{ cm}^{-1}$ ) між рівнями  ${}^4I_{11/2}$  і  ${}^4I_{9/2}^0$  - перший можна вважати порожнім навіть при кімнатній температурі ( $\exp(-h\nu_{12}/kT) \ll 1$ ). Тому вимушене випромінювання можливе майже до 800 К. Більше того, навіть при великих потужностях накачування порушення рівноваги не дає суттєвого збільшення  $n_2/N$ , так як імовірність переходу  $d_{21} \approx 10^7 \text{ c}^{-1}$ , а

$A_{32} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ . Оцінимо потужність, при якій швидкість заселення другого рівня зрівняється зі швидкістю його спустошення, тобто:

$$B_{32}q(\nu_0)\rho_{32}\Delta\rho_3 = d_{21} \quad (3)$$

Переріз переходу в  $YAG:Nd^{3+}$  на  $\lambda = 1.0641$  мкм дорівнює  $\sigma_{32} = 7.7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ , тобто, спектральний коефіцієнт Ейнштейна в максимумі смуги люмінесценції

$$B_{32}g(\nu_0) = \tilde{B}_{32} = \sigma_{32} \frac{c}{h\nu_{23}n} = 6.8 \cdot 10^{10} [\text{см}^3 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}]$$

( $n = 1.8$  - показник заломлення,  $h\nu_{23} = 1.85 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ ). Вказані в (3) імовірності зрівняються при густині потужності генерації порядку:

$$\bar{I}_\Gamma = \rho \Delta \nu_\rho c = \frac{d_{21} \cdot c}{\tilde{B}_{32}} \approx 5 \cdot 10^6 [\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}]$$

Така потужність генерації досягається лише в режимі модульованої добротності. В режимі стаціонарної генерації потужність випромінювання  $I_\Gamma > \bar{I}_\Gamma$ , тому імовірність заселення рівня 2 набагато порядків менша, ніж імовірність його спустошення. Отже можна вважати, що населеність рівня 2 дорівнює нулю.

Оцінимо, яка частина активних центрів повинна бути збуджена для отримання коефіцієнта підсилення  $\alpha_{32} = 0.1 \text{ см}^{-1}$ . При концентрації активатора порядку 1%, тобто  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , отримуємо, що:

$$n_{32} = \alpha_{32} / \sigma_{32} \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Отже на рівні 3 повинно „знаходитись” порядку 1% іонів від загального їх числа. Нагадаємо, що у випадку рубіна для виникнення підсилення необхідно було провести збудження більше половини іонів  $\text{Cr}^{3+}$ . Тому оптичні квантові генератори на іонах  $\text{Nd}^{3+}$  мають дуже низький поріг генерації і можуть працювати в неперервному режимі при кімнатних температурах. Оцінимо порогову енергію накачування для  $YAG:Nd^{3+}$  з умови генерації

$$\Delta n_{32} \cdot \tilde{B}_{32} h \nu_{23} \approx 1 / \tau_3.$$

Для типового резонатора  $\tau_3 = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ . Отже порогове значення:

$$n_{32}^n = \frac{1}{\tilde{B}_{32} \cdot h \nu_{23} \cdot \tau_3} \approx 2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$$

Ця концентрація збуджених центрів відповідає накопиченій в середовищі густині енергії:

$$\Delta E = n_{32}^n h \nu_{23} \approx 2.5 \cdot 10^{16} \cdot 2.3 \cdot 10^{19} = 5.75 \cdot 10^{-3} [\text{Дж} \cdot \text{см}^{-3}]$$

Це є порогова енергія накачування. Для підтримки стаціонарної генерації необхідна потужність накачування з енергією кванта  $h \nu_{14} = 2.6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$  повинна перевищувати величину рівну:

$$P_H > \frac{\Delta n_{32}^n h \nu_{14}}{\tau_{32}} = \frac{2.5 \cdot 10^{16} \cdot 2.6 \cdot 10^{-19}}{2.5 \cdot 10^{-4}} = 26 [\text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}]$$

Оскільки квантовий вихід люмінесценції робочого переходу 0.6, то відповідно порогову потужність накачування потрібно збільшити до  $43 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ . Якщо ж врахувати ефективність освітлювача і поглинання накачування, то необхідна потужність накачування виявиться порядку сотень  $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ . Оцінимо імовірність заселення рівня 2 під час стаціонарної генерації при перевищенні порогу генерації на 10%. В даному випадку з врахуванням безвипромінювальних втрат енергії між рівнями:  $4 \rightarrow 3$  і  $2 \rightarrow 1$  - потужність генерації буде рівна:

$$P_\Gamma = (P_H - P_H^n) = \frac{V_{23}}{V_{14}} \approx 2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3}$$

При активному елементі довжиною  $l = 5 \text{ см}$  інтенсивність випромінювання  $I_\Gamma = P_\Gamma l = 10 [\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}]$ . Таким чином, при ширині спектра генерації  $\Delta \nu_\rho = 0.001 \text{ см}^{-1}$  швидкість виходу збуджених центрів з третього рівня на другий буде дорівнювати:

$$\tilde{B}_{23} \cdot \rho_{23} \cdot \Delta \nu_\rho = \tilde{B}_{23} \cdot \frac{I_\Gamma}{c} \approx 23 \text{ с}^{-1}$$

А так як  $d_{21} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$ , то рівень 2 буде порожнім.

В рубіні порогова генерація близько  $4 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-3}$  при потужності накачування на порядок вище – тисячі  $\text{Вт}\cdot\text{см}^{-3}$ . Це обумовлено тим, що в випадку іона  $\text{Nd}^{3+}$  має місце чотирирівнева схема функціонування.

На сьогодні генерація отримана на всіх переходах іона  $\text{Nd}^{3+}$  з рівня  ${}^4F_{3/2}$  на рівні  ${}^4I_{15/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$  і  ${}^4F_{9/2}^0$ . В останньому випадку отримання генерації ускладнено, оскільки при  $T = 360\text{K}$  схема переходів відповідає трирівневій системі функціонування і для отримання генерації застосовують охолодження до температури  $200\text{K}$ .

На переході  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  досягнута в неперервному режимі генерації потужність більше  $6 \text{ кВт}$  при ККД біля  $4\%$ .

Для підвищення ефективності накачування іона-активатора в кристалічну ґратку матриці вводять іони-сенсibilізатори, які мають широкі смуги поглинання, розташовані в області випромінювання джерел накачування. Значно розширюючи спектр поглинання енергії накачування, сенсibilізатори передають поглинуту енергію активатору. Внаслідок цього, порогів рівень накачування зменшується, а інтенсивність когерентного випромінювання зростає. В системі гранату, активованого іонами  $\text{Nd}^{3+}$ , ефективним сенсibilізатором є іон  $\text{Cr}^{3+}$ , який має дві широкі смуги поглинання на довжинах хвиль  $4300$  і  $5900 \text{ А}$ . Вони відповідають переходам  ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_1$  і  ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$ . Внаслідок наявності цих смуг, а також смуги  ${}^2E$  іона  $\text{Cr}^{3+}$  ефективність накачування рівня  ${}^4F_{3/2}$   $\text{Nd}^{3+}$  іона в неперервному режимі суттєво поліпшується. Схема каналів передачі енергії від іона  $\text{Cr}^{3+}$  іонам  $\text{Nd}^{3+}$  показана на **рис. 16**.

В імпульсному ж режимі, на жаль, виграшу немає, оскільки час передачі збудження від іона  $\text{Cr}^{3+}$  до  $\text{Nd}^{3+}$  перевищує тривалість типового імпульсу накачування. Так у випадку гранату ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+} : \text{Cr}^{3+}$ ) передача енергії  $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Nd}^{3+}$  при  $T = 77\text{K}$  відбувається за час  $\tau \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ , при часові життя  ${}^4F_{3/2} - 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ . Тому сенсibilізація  $\text{Cr}^{3+}$  в імпульсному режимі малоефективна.

Про поліпшення ефективності накачування при роботі в неперервному режимі можна судити за такими даними. Кристал  $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$  діаметром  $3.2$  і довжиною  $30 \text{ мм}$  мав порогову енергію накачування в імпульсному режимі  $1 \text{ Дж}$  і порогову потужність накачування в неперервному режимі  $730 \text{ Вт}$  (при використанні вольфрамової лампи і  $1300 \text{ Вт}$  (при використанні ртутної лампи). Таких же розмірів кристал  $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+} (1.3\%) : \text{Cr}^{3+} (1\%)$ , але гіршої якості, мав пороговий рівень накачування в імпульсному режимі  $2.1 \text{ Дж}$ , а в неперервному режимі –  $800 \text{ Вт}$  при використанні вольфрамової і  $757 \text{ Вт}$



ртутної лампи. При температурі 77К порогова потужність складає 440 Вт для вольфрамової і 180 Вт для ртутної лампи. Мікрофотограмма спектрів поглинання кристалів  $YAG$  з домішкою  $Cr^{3+}$  (а),  $Nd^{3+}$  (б) і змішаного при  $T=77K$  показана на **рис. 17**. Більш висока ефективність накачування гранату з  $Cr^{3+}$  і  $Nd^{3+}$  ртутною лампою в порівнянні з вольфрамовою зумовлена кращою узгодженістю смуг поглинання  $Cr^{3+}$  зі спектром випромінювання ртутної лампи. В системі  $YAG$  з гольмієм ( $Ho^{3+}$ ) (довжина хвилі генерації  $\lambda = 2.05 \mu m$ ) дуже ефективно застосування кількох сенсibilізаторів: ербія ( $Er^{3+}$ ), тулія ( $Tm^{3+}$ ), ітербія ( $Yb^{3+}$ ). Такий кристал дозволив створити квантовий генератор неперервної дії з ККД 5% і найнижчим порогом збудження ( $\sim 30W$  при накачуванні вольфрамовою лампою).

Поряд з кристалами, в квантовій електроніці широко використовуються скляні активні середовища з домішками різних рідко земельних елементів. Перевага скла полягає в простоті виготовлення зразків великих розмірів і практично будь-якої форми, в тому числі, і у вигляді волокон. Виготовлення великих робочих елементів ( $l = 100$  см і  $d \approx 5$  см) дозволяє отримати величезні вихідні енергії  $\sim 10$  кДж. Окрім того, вони мають високу оптичну однорідність, завдяки чому отриманий ККД  $\sim 6\%$ , що значно більше, ніж в кристалічних матрицях. В той же час відносно низька теплопровідність скла обмежує їх застосування в генераторах з великою частотою повторення імпульсів.

На всіх іонах рідко земельних елементів в склі отримано вимушене випромінювання в діапазоні від 9000 А до 15000 А. На склі з гадолінієм ( $Gd^{3+}$ ) отримана генерація в ультрафіолетовій області спектра на довжині хвилі 3125А ( ${}^6P_{7/2} \rightarrow {}^8S_{7/2}$ ).

Структура енергетичних рівнів іона  $Nd^{3+}$  в склі приблизно така ж, як і в кристалах, але відсутність впорядкованості структури матриці призводить до неоднорідного уширення ліній поглинання і люмінесценції. В спектрі поглинання спостерігається шість смуг поглинання (0.9; 0.8; 0.74; 0.85; 0.52; 0.36 мкм). Спектральне розташування смуг поглинання в склі різного складу змінюється в межах 30-50А, при цьому їх відносні інтенсивності змінюються в досить широких межах. Спектр люмінесценції складається з чотирьох широких смуг з довжинами хвиль 0.9 мкм ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}^0$ ), 0.6 мкм ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ), 1.33 мкм ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ), 1.33 мкм ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ ), 1.9 мкм ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ). Найбільш інтенсивна смуга на довжині хвилі 1.06 мкм. Ширина цієї смуги порядку 200 А. Час життя метастабільного стану  ${}^4F_{3/2}$  суттєво залежить від складу скла і концентрації іонів неодиму, змінюючись в межах  $10^4 - 10^{-3} c$ . Із

зростанням відсоткового вмісту складу іона  $Nd^{3+}$  час життя метастабільного стану скорочується внаслідок концентраційного гасіння. Сумарний квантовий вихід випромінювання - 0.43, а для смуги на 1.06 – 0.26. Причому квантовий вихід цієї смуги випромінювання не залежить від смуги збудження.

Для кращих сортів скла порогова енергія накачування складає  $1 \div 10$  Дж, при довжині активних елементів 10 см і діаметрі 0.5 см. Допускається, що ККД буде доведений до 12 %. На лазерах з тривалістю імпульсів  $\sim 1$  мкс була отримана вихідна енергія до  $5 \cdot 10^3$  Дж при розбіжності пучка 10 мрад. В пікосекундному режимі при енергії 51 Дж імпульсна потужність досягла  $17 \cdot 10^{12}$  Вт.

Внаслідок великої ширини лінії люмінесценції, в силу спектрально-неоднорідного уширення, спектр індукованого випромінювання в склі залежить від перевищення порогу генерації і значно ширший, ніж в кристалічних середовищах. При великих перебільшеннях накачування над порогом генерації спектр випромінювання скла з  $Nd^{3+}$  складається з кількох ліній, які займають спектральний інтервал в області 1.06 мкм. При зростанні накачування число генерованих ліній різко зростає і область, яку вони займають, теж значно зростає – до 50-100 А, що добре видно на спектрах (**рис. 18**) і на графіку залежності ширини генерації від енергії накачування (**рис. 19**).

Збільшення ширини спектра генерації із зростанням рівня накачування зумовлено (як було показано М.С.Соскіним із співробітниками, ІФ НАНУ) неоднорідним уширенням смуг випромінювання активованого скла. При цьому в активованому неодимом  $Nd^{3+}$  силікатному склі генерація починається на максимумі смуги (1.06 мкм). При деякому надпороговому накачуванні смуга випромінювання роздвоюється. зміщуючись від частоти генерації на порозі до частоти при якій генерація зникає. При подальшому зростанні накачування смуги випромінювання все більше розходяться. Коли відстань між ними досягає  $40 \text{ см}^{-1}$ , генерація знову виникає на „пороговій” частоті при одночасному віддаленні крайніх смуг. Такий розвиток спектра добре видно на спектрограмі, отриманій за допомогою швидкісного розгортавання (**рис. 20**). За цими даними було знайдено, що для силікатного скла при кімнатній температурі однорідне уширення  $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ , а час міграції енергії по неоднорідно-уширеній смузі  $\sim 100$  мкс.