

УДК 621.378.325

В.Г. Колобродов, О.В. Мурга, В.В. Мурга

**ЗНИЖЕННЯ РІВНЯ ПІДСИЛЕНОЇ ЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ ПРИ ІМПУЛЬСНОМУ РЕЖИМІ ГЕНЕРАЦІЇ**

This paper shows that significant energy losses in the Q-switched lasers are due to enhanced luminescence. We experimentally confirm the reduction of the relaxation time of the active centers with a high level of population inversion working levels. We propose a method of reducing losses of luminescence enhancement by using “complex” pump pulses. We analyze the use of “double” and “complex” pump pulses. Excitation of “double” pump pulse can reduce the loss by 7–10 %. “Complex” pump pulse provides the increased energy output by more than 20 % compared to “smooth” pump pulse with the same energy. We demonstrate that the increase of energy efficiency of energy conversion in a ‘complex’ pumping is accompanied by increased stability of output power. Nevertheless, this method is not trivial and requires a lot of correlation spikes of short follow-up period with crystals geometrical dimensions. The proposed method of laser excitation can be successfully used in monopulse laser-radar transmitters stations and remote sensing systems.

**Вступ**

Когерентне випромінювання лазера має все більше застосування в різних галузях науки і техніки. В системах лазерного зондування використовуються твердотільні лазери, що дають можливість отримати в моноімпульсному режимі максимально високі значення потужності. Однак ККД таких лазерів невисокий і коливається від десятих часток відсотка до одиниць відсотків. Із безлічі параметрів, які впливають на ефективність перетворення енергії, що підводиться, на енергію когерентного випромінювання твердотільних лазерів, найбільші втрати зумовлює підсилена люмінесценція [1]. Чим вищий рівень інверсії і, відповідно, коефіцієнт підсилення, тим більші втрати, зумовлені підсиленою люмінесценцією. Ці втрати не є сталою величиною і мають стохастичний характер. Коливання величини енергії моноімпульсу, які зумовлені втратами через люмінесценцію, можуть становити від 20 до 50 % значення вихідної енергії [2].

У дослідженнях [3] показано, що при досить швидкому включенні добротності резонатора втрати значно знижуються порівняно з режимом повільного включення затвора. Це дає змогу зробити висновок про необхідність зменшення часу перебування системи в стані з високим значенням інверсії.

**Постановка задачі**

Метою досліджень є аналіз методу збудження твердотільного лазера складним імпульсом накачування, який дає можливість знизити втрати на підсилена люмінесценцію і забезпечити поліпшення енергетичних характеристик

випромінювання при моноімпульсному режимі генерації.

**Аналіз методів зниження випадкових втрат**

Втрати на підсилення люмінесценції призводять до прискореного розпаду збудженого стану. Це вимагає корекції параметрів включення добротності резонатора. Особливо вагомим зменшення релаксаційних характеристик стає при моноімпульсному режимі генерації, коли коефіцієнт підсилення активного середовища досягає великих значень. Необхідно врахувати, що розпад збудженого стану відбувається за час на один-два порядки менший часу життя частинок у збудженому стані [4]. Зниження рівня втрат на підсилення люмінесценції дасть змогу збільшити ефективність накачування і стабілізувати енергію генерації в моноімпульсному режимі.

При детальному розгляді процесів збудження активного середовища можна зробити висновок, що підсилення люмінесценції відбувається при значному перевищенні порога генерації і при великому підсиленні втрати зростають у кілька разів [5]. Генерація виникає за умови, що втрати в резонаторі компенсуються підсиленням в активному середовищі (порогові умови):

$$\exp(2lk_n - \sigma)R_1R_2 = 1 \quad (1)$$

або

$$\delta = \left( N_b - \frac{g_b}{g_n} N_n \right)_n = \frac{c\Delta\nu_r \left( \sigma + \ln \frac{1}{R_1R_2} \right)}{gnh\nu_r B_r 2l}, \quad (2)$$

де  $\delta$  – порогова інверсія населеності;  $R_1$  і  $R_2$  – коефіцієнти відбиття дзеркал резонатора;

$l$  – довжина стрижня;  $\nu_r$  – частота випромінювання на робочому переході;  $\Delta\nu_r$  – ширина лінії люмінесценції на робочому переході;  $g = \frac{2}{\pi} \sqrt{\pi \ln 2}$  – коефіцієнт для гауссового контуру;  $N_b, N_n, g_b, g_n$  – населеності та статистичні ваги верхнього і нижнього робочих лазерних рівнів відповідно;  $n$  – показник заломлення активного середовища;  $\sigma$  – втрати в резонаторі на подвійному проході, пов’язані з добротністю резонатора  $Q$  співвідношенням

$$Q = \frac{\nu_r}{\Delta\nu_r} = \frac{4\pi n l \nu_r}{c \left( \sigma + \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right)} \quad (3)$$

За значної інверсії населеності активне середовище має великий коефіцієнт підсилення. При цьому кванти спонтанної емісії, перш ніж вийти із середовища, можуть викликати велике число вимушених переходів і, таким чином, зменшити енергію генерації лазера [6].

Зниження зазначених втрат можна забезпечити за рахунок скорочення часу перебування системи в інвертованому стані. У цьому випадку одним із рішень може стати використання імпульсів накачування складної форми [7].

### Результати досліджень

Дослідження з використання подвійного та складного збудження активного середовища виконувались у лабораторії Міжвузівського центру лазерних спостережень “Оріон” у м. Алчевськ. Експериментальні дослідження з використання подвійного і складного накачування проводились на лазерно-локаційних станціях в обсерваторіях Ризького університету і Донбаського державного технічного університету.

При проведенні експериментальних досліджень використовувались лазери на рубіні й на гранаті російського та литовського виробництва.

Аналіз отриманих результатів показав, що при великому перевищенні порога генерації спостерігаються значні зміни релаксаційних характеристик. У цьому випадку час релаксації зменшується більш ніж на порядок порівняно із загальноприйнятими значеннями. Отримані в лабораторії ДМЦ “Оріон” експериментальні дані добре корелюють з даними теоретичних оцінок, які наводяться в [8]. Відмінність від табличних даних зумовлена тим, що дані, які от-

римані раніше, ґрунтуються на вимірах інтенсивності люмінесценції лазерних середовищ при низьких рівнях збудження, коли ефект підсилення люмінесценції практично був відсутній.

Щоб оцінити механізм підсилення спонтанного випромінювання (ПСВ), необхідно обчислити повну потужність спонтанного випромінювання (що утворюється всіма атомами активного середовища), яка потім піддається подальшому посиленню при проходженні решти частини активного середовища.

Потужність розглянутого випромінювання в тілесному куті  $\Omega$  можна представити виразом

$$P = \frac{h\nu_0}{\sigma_0 \tau_{\text{спонт}}} \frac{A\Omega}{4} \frac{[\exp(\sigma_0 Nl) - 1]^{3/2}}{[\sigma_0 Nl \exp(\sigma_0 Nl)]^{1/2}}, \quad (4)$$

де  $\sigma_0$  – піковий переріз переходу,  $A = \pi \frac{D^2}{4}$  – площа поперечного перерізу активного середовища,  $\Omega = \frac{\pi D^2}{16l^2}$  – тілесний кут, у якому відбувається підсилення люмінесценції;  $N = N_2 - N_1$  – інверсія населеності на робочому переході.

За формулою (4) можна відзначити, що потужність посиленої люмінесценції швидко збільшується з інверсією середовища (приблизно як  $\frac{\exp(\sigma_0 Nl)}{\sigma_0 Nl}$ ). Однак коли порогові умо-

ви перевищені, посилена люмінесценція стає переважаючим механізмом релаксації для активного середовища.

Експериментально оцінити характер релаксації збудженої системи можна включенням добротності з різною затримкою після досягнення максимуму інверсії активного середовища. Вихідна енергія генерації відображає величину перевищення інверсії над порогом.

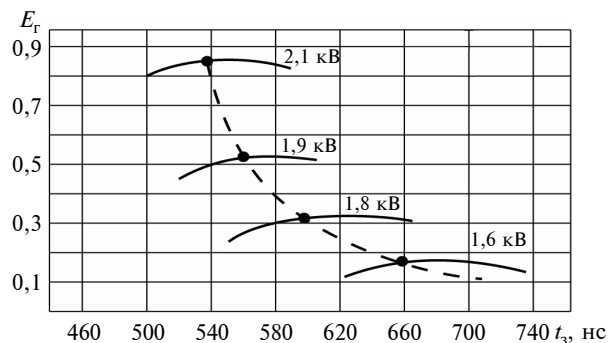
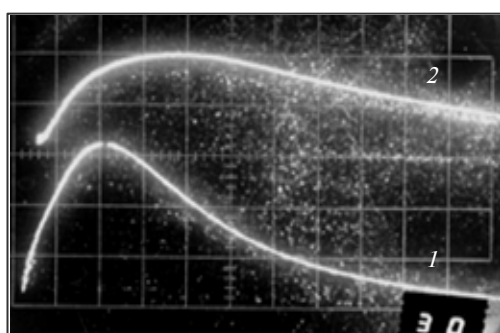


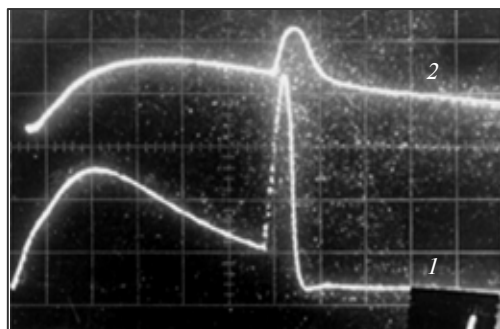
Рис. 1. Залежність величини вихідної енергії моноімпульса від часу затримки включення затвора для кристала рубіна РЛ 8

На рис. 1 показано залежність енергії генерації від затримки включення добротності резонатора. Швидкість спаду енергії генерації дає можливість оцінити релаксаційні характеристики збудженого активного середовища.

Оцінки величини енергії моноімпульса при “гладкому” імпульсі накачування (рис. 2, а) і “подвійному” імпульсі збудження (рис. 2, б) показали, що “подвійне” накачування забезпечує збільшення вихідної енергії на 7–10 % залежно від типорозміру активного елемента (рис. 3).



а



б

Рис. 2. Осцилограми “гладкого” (а) і “подвійного” (б) імпульсів накачування: 1 – імпульс накачування, 2 – люмінесценція активного середовища

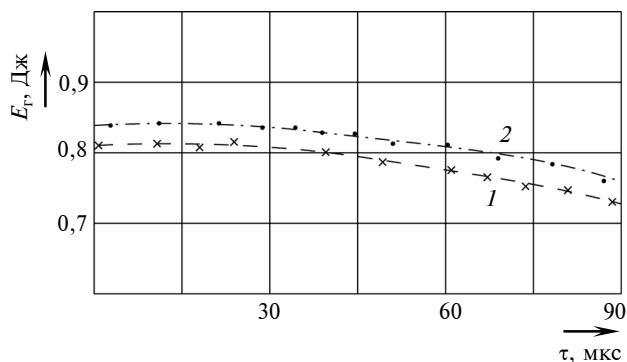


Рис. 3. Залежність вихідної енергії моноімпульса від часу затримки включення добротності за різних режимів збудження: 1 – “гладкий” імпульс накачування, 2 – “подвійний” імпульс накачування;  $E_n = 900$  Дж

Як видно з рис. 1, найбільш раціональним режимом з точки зору ефективності перетворення енергії є включення добротності резонатора в максимумі інверсії. Для зниження втрат на посилену люмінесценцію необхідно скоротити час, протягом якого активне середовище перебувало б у стані з максимальним коефіцієнтом підсилення.

У цьому випадку достатньо ефективним можна вважати “подвійний” імпульс накачування з протяжним підготовчим впливом, який забезпечує збудження до порога. Після досягнення порога короткий інтенсивний імпульс забезпечує максимально можливий рівень інверсії.

Ще більш цікавим ефектом супроводжується збудження активного середовища складним імпульсом накачування, коли на підготовчий протяжний імпульс накладається серія коротких інтенсивних пічків (рис. 4). Періодичне зростання величини енергії моноімпульса вказує на резонансний характер взаємодії модульованого оптичного імпульсу накачування з активним середовищем лазера. Причому, як видно з графіка, зростання енергії спостерігається при періоді прямування пічків накачування, кратному 20 мкс.

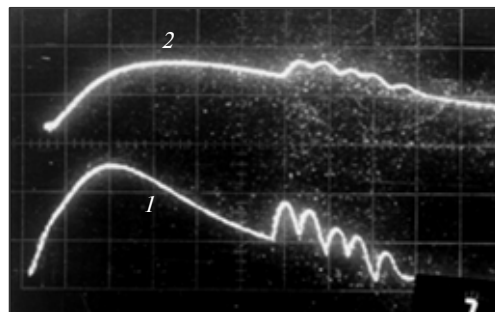


Рис. 4. Осцилограми складного імпульсу накачування (крива 1) і люмінесценції активного середовища (крива 2)

Ефект, який спостерігався, забезпечує мінімум втрат і набуває нової якості. Такий характер випромінювання відповідає системі з корельованим станом активних центрів [9], що можна пояснити появою частки суперлюмінесценції при генерації в моноімпульсному режимі [7]. Подібне явище було розглянуто в роботі, де показано, що кореляція збуджених активних центрів встановлюється за рахунок спонтанного випромінювання [4].

Порівнюючи величину інверсії за різних способів збудження, можна відзначити, що при складному імпульсі накачування рівень інверсії найменший. Однак під час виміру вихідної енергії генерації було встановлено, що при певній

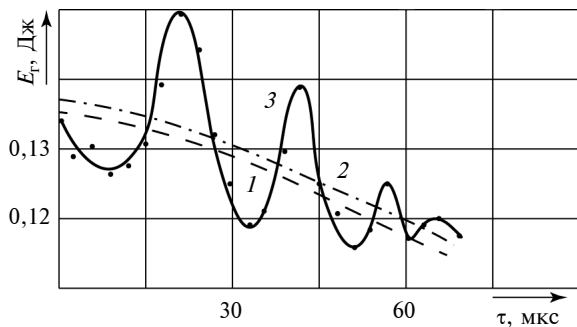


Рис. 5. Залежність вихідної енергії моноімпульсу від часу затримки включення добротності за різних режимів збудження активного елемента РЛ 5,2–75/85: 1 – “гладкий” імпульс накачування, 2 – “подвійний” імпульс накачування, 3 – складне накачування; енергія накачки  $E_n = 680$  Дж

формі складного імпульсу відбувається істотне збільшення енергії моноімпульса. Залежно від обсягу активного середовища вихідна енергія може змінюватися в межах 30–50 % порівняно з енергією моноімпульса при “гладкому” накачуванні (рис. 5). Цей факт підтверджує положення про зниження втрат на підсилену люмінесценцію при зменшенні інверсії. В той же час складна форма імпульсу збудження дає змогу зменшити ефект “вигоряння дір”, що своєю чергою робить внесок у підвищення вихідної енергії.

## Висновки

Експериментально підтверджено істотне зменшення часу релаксації збудженого стану

при значному перевищенні порога генерації. Показано, що цей ефект зумовлений втратами через підсилення спонтанного випромінювання, що спостерігається при високому коефіцієнті підсилення середовища.

Скорочення часу перебування системи в інвертованому стані дає можливість зменшити втрати через підсилену люмінесценцію і збільшити енергію генерації в моноімпульсному режимі.

Запропоновано рішення, яке забезпечує зменшення втрат через посилену люмінесценцію за використання “подвійного” і “складного” імпульсів накачування. Показано, що при подвійному імпульсі збудження енергія моноімпульсу зростає на 7–10 %. Складний імпульс забезпечує збільшення вихідної енергії більш ніж на 20 % порівняно з традиційним “гладким” імпульсом накачування.

На підставі експериментальних досліджень встановлено, що збудження складним імпульсом накачування вимагає чіткого узгодження періоду проходження пічків у імпульсі накачування з параметрами активного середовища.

У подальшому потрібне детальне дослідження ефекту зростання потужності енергії випромінювання лазера при збудженні “складним” імпульсом накачування, що може стати резервом подальшого збільшення енергетичної ефективності імпульсних лазерів.

1. Денищик Ю.С., Мурга В.В. Управление электрооптическим затвором оптического квантового генератора по заданному уровню люминесценции активной среды // Приборы и техника эксперимента. – 1986. – № 6. – С. 160–163.
2. Микаелян А.Л., Тер-Микаелян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические генераторы на твердом теле. – М.: Сов. радио, 1967. – 384 с.
3. Денищик Ю.С. Учет взаимного влияния инверсной заселенности и плотности люминесценции при оценке энергетической эффективности накачки трехуровневой среды в нестационарном режиме // Журнал прикладной спектроскопии. – 1988. – 51, № 5. – С. 777–781.
4. Звельто О. Принципы лазеров / Пер. с англ. – СПб: Лань, 2008. – 720 с.
5. Айрапетян В.С., Ушаков О.К. Физика лазеров. – Новосибирск: СГГА, 2012. – 134 с.
6. M.G. Benedict et al., Superradiance. Bristol; Philadelphia: Inst. Phys. Publ., 1996, p. 326.
7. Мурга В.В., Мурга Е.В. Динамики поляризации активных центров твердотельных лазеров при импульсном возбуждении // Сб. научн. тр. ДонГТУ. – Алчевск: ДонГТУ, 2008. – Вып. 27 – С. 459–463.
8. N.P. Barnes and B.M. Walsh, “Amplified spontaneous emission – application to Nd:YAG lasers”, J. Quantum Electron., vol. 35, no. 1, p. 101, 1999.
9. Трохимчук П.П. Влияние излучательной и безызлучательной релаксации на процессы квантовой электроники и релаксационной оптики // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2010. – № 3. – С. 35–39.