

ПРО ВПЛИВ ДОМІШКИ СРІБЛА НА ГЕНЕРАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА ПАРІ МІДІ

Р.Б. Рійвес, Ю.В. Жменяк, В.А. Кельман, Ю.О. Шпеник,
О.О. Антонов¹

Інститут електронної фізики НАН України,
вул. Університетська, 21, Ужгород, 88017

¹ – Закарпатський державний університет,
вул. Заньковецької, 89, Ужгород, 88000

Створено кінетичну модель лазера на парі міді із домішкою срібла, яка враховує процеси електронного збудження та обміну енергією резонансних станів цих атомів.

ВСТУП

Серед газових лазерів особливо вирізняються лазери на самообмежених переходах (СОП), або ж на атомарних (іонних) переходах із верхнього резонансного r на нижній метастабільний m стан ($r \rightarrow m$ -переходи) атомів металів. Їм властива дієва і водночас раціональна схема накачування верхніх робочих рівнів за рахунок електронного збудження атомів робочої речовини переважно в резонансні стани.

Історія розвитку лазерів на СОП налічує вже сорок років. Унікальне поєднання в лазерах цього типу цілого ряду властивостей, таких як високі імпульсна і середня потужності генерації, широкий діапазон частоти слідування імпульсів, надзвичайно великі практичний коефіцієнт корисної дії (ККД) та коефіцієнт підсилення активного середовища, забезпечило їм широку сферу науково-практичних застосувань.

Одним із головних напрямків зосередження зусиль дослідників у цій галузі є вивчення впливу домішок на вихідні характеристики лазерів на СОП. Найбільш продуктивним виявився напрямок пов'язаний із вивченням впливу галогенмістких молекул, – а саме HBr – так звані

гібридні лазери [1], та $H_2 + HCl$ – лазери зі збагаченою кінетикою [2].

Здається, що перша пропозиція щодо модифікації основного механізму накачування лазера на парі міді (ЛПМ) містилася в патенті [3]. Вона полягала в тому, що введення домішки цезію в активне середовище Cu -лазера сприятиме пришвидшеній релаксації нижнього метастабільного рівня міді, а, отже, й підвищенню частоти повторення імпульсів та підвищенню вихідних характеристик лазера. Ця ідея небезпідставно базується на думці, що через співпадіння енергії метастабільних рівнів міді та енергій резонансних станів цезію, перші ефективно передаватимуть енергію атомам цезію (енергетичний акцептор) з переходом в основний стан. Не зважаючи на тривалу історію вивчення питання впливу цезію на ЛПМ, остаточної відповіді на питання про доцільність такої модифікації не отримано й дотепер.

В роботі японських вчених [4], а з тим незалежно і в публікації ужгородських вчених [5], було виражено думку про доцільність вводу в активне середовище ЛПМ домішки срібла – енергетичного донора. З часом як в Японії, так і в Ужгороді, було виконано ряд експериментальних досліджень, які в деякій мірі вказують на корисність запропонованої модифікації.

Втім, в результатах експериментів є і певні неспівпадіння. Для глибокого обґрунтування механізму впливу та розуміння граничної величини корисного ефекту та встановлення меж умов експерименту, за яких цей ефект проявляється, нами виконане моделювання кінетики ЛПМ із домішкою срібла. За мету роботи мали встановлення механізму впливу домішки та умов експерименту, за яких цей вплив є позитивним.

Як вже зазначалося, в роботі ужгородських вчених [5] було запропоновано суттєву зміну режиму накачки ЛПМ шляхом уведення в активне середовище домішки срібла (енергетичний донор). У подальшому виявилось, однак, що японськими вченими ця ідея була висунута раніше (див., наприклад, [4]). Очікувалося, що вражаючий збіг енергій групи із двох резонансних рівнів міді та групи із двох резонансних та одного метастабільного рівня срібла (рис. 1) сприятиме ефективній передачі енергії згідно із наведеною схемою. Цим створюються сприятливі передумови, за яких, імовірно, матиме місце збільшення ефективності накачки, та й у цілому зміна режиму роботи ЛПМ. Зокрема, передбачалося збільшення тривалості імпульсу генерації та його подовження у міжімпульсний проміжок. З практичної точки зору за умови дієздатності пропонуваної видозміни це сприятиме покращенню узгодження у схемах квантових підсилювачів яскравості.

Повертаючись до роботи [4], зазначимо, що в ній домішка срібла у формі $AgBr$ чи $AgCl$ вводилася в активне середовище $CuBr$ - та $CuCl$ - лазерів. При цьому спостерігалось збільшення середньої потужності генерації на 20%. Концентрація галогенідів срібла в розряді не визначалася, а завантаження їх в розрядну трубку складало в межах кількох % від завантаження галогенідів міді. Зазначимо, що механізм впливу домішки срібла тут детально не обговорюється, а вважається очевидним, що позитивний ефект від уведення срібла зумовлений резонансною пе-

редачею енергії протягом імпульсу струму.

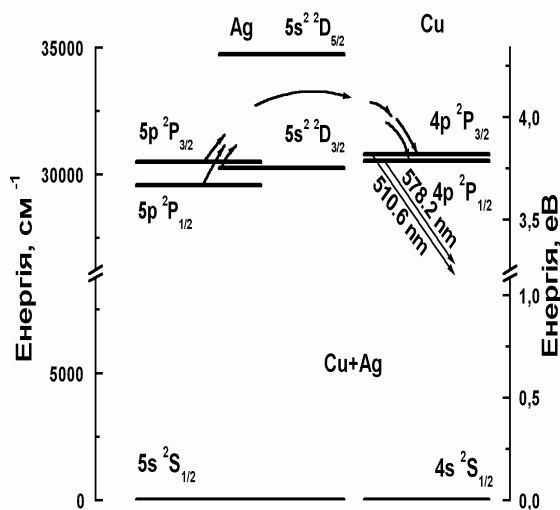


Рис. 1. Енергетична діаграма нижніх рівнів атомів міді та срібла

Зазначимо, що в роботах [6, 7] повідомляється про експериментальне вивчення впливу домішки срібла на вихідні характеристики лазера на чистій парі міді. Було встановлено, що за умови близьких концентрацій міді й срібла спостерігається підвищення як середньої потужності лазера, так й пікових потужностей на обох лініях генерації в межах 10 %. При цьому, однак, на відміну від робіт японських вчених, тривалість імпульсів при цьому не змінювалась.

Зрозуміло, що для виявлення потенціальних можливостей модифікації основного механізму накачування ЛПМ введенням присадки-донора одних експериментів замало. Наглядно видно необхідність використання чисельного моделювання. При цьому слід отримати відповіді принаймні на два питання. По-перше, чи дійсно спостережуваному ефекту завдячуємо співударінням другого роду? Чи можна досягти ще підвищення характеристик ЛПМ на використанні енергетичного донора ?

КІНЕТИЧНА МОДЕЛЬ *Cu* - ЛАЗЕРА З ДОМІШКОЮ СРІБЛА

а. Ефективна схема рівнів, система кінетичних рівнянь

Для вирішення задачі чисельного моделювання накачки *Cu* + *Ag* - лазера було використано спрощену схему рівнів атомів міді й срібла, наведену на рис. 2. Ця схема обмежена основним рівнем атома міді (0), метастабільним нижнім робочим рівнем *Cu* - лазера (1), верхнім резонансним робочим рівнем *Cu* - лазера (2) та основним рівнем іона міді (3). Крім того, вона містить основний стан атома срібла (4), ефективний стан атома срібла, об'єднуючий два резонансні та один метастабільний рівні срібла (5), та основний рівень іона срібла (6).

Відповідно до цієї спрощеної схеми рівнів у кінетичній моделі враховано наступні процеси (позначено на діаграмі відповідними стрілками):

- збудження атомів міді із основного стану 0 у верхній лазерний рівень 2 електронним ударом ($0 \rightarrow 2$);
- іонізація атомів міді електронним ударом ($0 \rightarrow 3$);
- збудження атомів срібла із основного стану 4 на ефективний рівень 5 електронним ударом ($4 \rightarrow 5$);
- іонізація атомів срібла електронним ударом ($4 \rightarrow 6$);

Усі зазначені процеси, що здійснюються під дією електронних співударінь, позначені на діаграмі (рис. 2) прямими штриховими лініями із стрілками, що впираються у кінцеві стани атомів міді та срібла.

Крім того, N- подібними лініями зі стрілочним опірненням позначено процеси обміну енергією між резонансними станами міді та срібла (прямий та зворотний процеси). Нарешті, враховано спонтанні й індуковані випромінювальні переходи поміж робочими лазерними рівнями атома міді

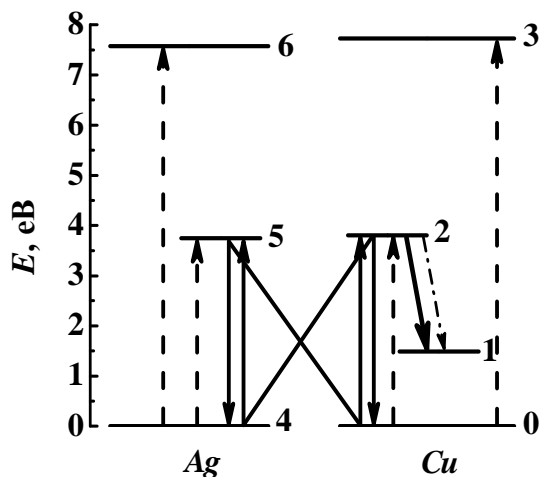


Рис. 2. Спрощена схема рівнів атомів міді й срібла, використана в задачі моделювання *Cu* + *Ag* - лазера

(позначені суцільною та штрихпунктирною лініями).

Відповідно до обраної схеми складено систему диференціальних кінетичних рівнянь, що описує кінетику збудження генерації в наближенні імпульсу – до розряду в момент часу $t = 0$ прикладається зовнішнє поле, що підтримує сталю температуру електронів T_e .

Наведена система рівнянь дає можливість обчислити в першу чергу кінетику населеності відповідних рівнів у спектрі атомів міді й срібла та концентрацію електронів протягом дії імпульсу збудження.

Вимагає особливої уваги представлення наведених тут позначень. Через N_0^{Cu} , N_1^{Cu} , N_2^{Cu} , N_3^{Cu} тут, відповідно до рис. 2, позначено миттєві значення концентрації часток міді в основному атомарному N_0^{Cu} , нижньому робочому N_1^{Cu} , верхньому робочому N_2^{Cu} та основному іонному станах N_3^{Cu} . Через N_4^{Ag} , N_5^{Ag} , N_6^{Ag} тут, відповідно до рис. 2, позначено миттєві значення концентрації часток срібла в основному

$$\frac{dN_0^{Cu}}{dt} = -N_0^{Cu} N_e \langle \sigma_{02}^{Cu} v_e \rangle - N_0^{Cu} N_e \langle \sigma_{03}^{Cu} v_e \rangle - N_5^{Ag} N_0^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle + N_4^{Ag} N_2^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle;$$

$$\frac{dN_1^{Cu}}{dt} = N_2^{Cu} A_{21}^{Cu} + P;$$

$$\frac{dN_2^{Cu}}{dt} = N_0^{Cu} N_e \langle \sigma_{02}^{Cu} v_e \rangle + N_5^{Ag} N_0^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle - N_4^{Ag} N_2^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle - N_2^{Cu} A_{21}^{Cu} - P;$$

$$\frac{dN_3^{Cu}}{dt} = N_0^{Cu} N_e \langle \sigma_{03}^{Cu} v_e \rangle;$$

$$\frac{dN_4^{Ag}}{dt} = -N_4^{Ag} N_e \langle \sigma_{45}^{Ag} v_e \rangle - N_4^{Ag} N_e \langle \sigma_{46}^{Ag} v_e \rangle + N_5^{Ag} N_0^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle - N_4^{Ag} N_2^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle;$$

$$\frac{dN_5^{Ag}}{dt} = N_4^{Ag} N_e \langle \sigma_{45}^{Ag} v_e \rangle - N_5^{Ag} N_0^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle + N_4^{Ag} N_2^{Cu} \langle \sigma_{II} v \rangle;$$

$$\frac{dN_6^{Ag}}{dt} = N_4^{Ag} N_e \langle \sigma_{46}^{Ag} v_e \rangle;$$

$$N_e = N_3^{Cu} + N_6^{Ag}.$$

атомарному N_4^{Ag} , ефективному 5, що об'єднує два резонансні та метастабільний рівень N_5^{Ag} , та основному іонному стану N_6^{Ag} . N_e – миттєве значення концентрації електронів.

Далі:

- σ_{02}^{Cu} – ефективний переріз процесу збудження атома міді електронним ударом з основного в резонансний стан ($0 \rightarrow 2$);
- σ_{03}^{Cu} – ефективний переріз процесу іонізації атомів міді електронами ($0 \rightarrow 3$);

- σ_{45}^{Ag} – ефективний переріз процесу збудження атомів срібла із основного стану на ефективний рівень 5 електронним ударом ($4 \rightarrow 5$);
- σ_{46}^{Ag} – ефективний переріз процесу іонізації атомів срібла електронним ударом ($4 \rightarrow 6$).

Ефективні перерізи відповідних елементарних процесів є мірою ймовірності їх протікання у парних зіткнень частинок (у даному випадку електронів із атомами міді та срібла) та за певних фіксованих умов. Для електрон-атомних та електрон-іонних зіткнень таким параметром є енергія електронів E . Через $\langle \sigma_{02}^{Cu} v_e \rangle$ познач-

чено константу швидкості електронного збудження для процесу $(0 \rightarrow 2)$, через $\langle \sigma_{03}^{Cu} v_e \rangle$ позначено константу швидкості електронної іонізації для процесу $(0 \rightarrow 3)$, через $\langle \sigma_{45}^{Ag} v_e \rangle$ позначено константу швидкості електронного збудження для процесу $(4 \rightarrow 5)$, через $\langle \sigma_{46}^{Ag} v_e \rangle$ позначено константу швидкості електронної іонізації для процесу $(4 \rightarrow 6)$.

Через $\langle \sigma_{II} v \rangle$ позначено константу швидкості процесів енергообміну ударами II роду між атомами срібла в резонансному стані із атомами міді в основному та навпаки. Константи швидкості прямого й зворотного процесів прийняті однаковими.

Зазначені константи швидкостей $\langle \sigma_{ik} v_e \rangle$ для непружного $(i \rightarrow k)$ -процесу електронного збудження визначалися нами виходячи із припущення про максвелівський розподіл електронів по швидкостям (енергіям).

У кінетичній моделі окрім зіткнених процесів враховано також емісійні індуковані (лазерні) переходи із верхнього лазерного рівня на нижній уведенням питомої потужності генерації P , а також спонтанні переходи в тому ж каналі уведенням члена $N_2 A_{21}$ (обидва у числі переходів в одиниці об'єму за одиницю часу).

в. Суттєві елементарні процеси, їх ефективні перерізи та константи швидкостей

У вжитій нами моделі використано чотири суттєві електронні зіткнені процеси.

Для кількісного врахування констант швидкостей процесів іонізації міді та срібла було віднайдено із літературних джерел результати експериментальних вимірювань енергетичних залежностей відповідних ефективних перерізів σ_{ik} . Ці за-

лежності було опрацьовано серією послідовних процесів сканування віднайденого експериментального графічного матеріалу [8, 9], оцифрування з використанням програми Grafula III, апроксимацією поліномами та побудовою графічних залежностей в уніфікованому виді в інтервалі енергій електронів E від 0 до 100 eV із використанням програми Origin 5. Відповідні результати наведено на рис. 3.

Обчислення констант швидкостей реакцій $\langle \sigma_{ik} v_e \rangle$ для непружного $(i \rightarrow k)$ -процесу було здійснено з використанням максвелівського розподілу електронів за швидкостями.

Відомо [10], що в загальному виді

$$\langle \sigma_{ik} v_e \rangle = \int_0^{\infty} \left(\frac{2E}{m} \right)^{1/2} \sigma_{ik} f_{T_e}(E) dE.$$

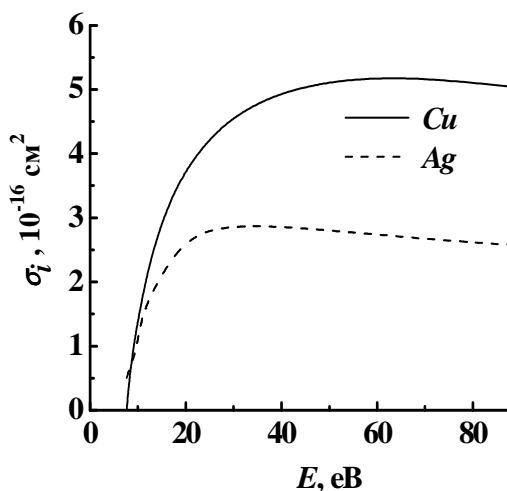


Рис. 3. Енергетичні залежності ефективних перерізів іонізації атомів міді (процес $0 \rightarrow 3$) та срібла (процес $4 \rightarrow 6$) електронним ударом

У цьому співвідношенні E – енергія, m – маса електронів. Для максвелівського розподілу, що характеризується температурою електронів T_e

$$f_{T_e}(E) dE = 2 \left(\frac{E}{\pi} \right)^{1/2} (kT_e)^{-3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) dE$$

Тут k – стала Больцмана.

Вираз для константи швидкості набуває виду

$$\langle \sigma_{ik} v_e \rangle = \alpha (kT_e)^{-3/2} \int_0^\infty E \sigma_{ik} \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) dE$$

, де $\alpha = \left(\frac{8}{\pi m}\right)^{1/2}$.

Для зручності практичних обчислень цю формулу можна привести до виду

$$\langle \sigma_{ik} v_e \rangle = 0,59 \cdot 10^{-8} \int_0^\infty E^{1/2} \sigma_{ik} f_{Te} dE.$$

Ця формула адаптована до оперування в одиницях вимірювання енергії електронів E в еВ та ефективного перерізу σ_{ik} в см^2 . Константу ж швидкості отримуємо в $\text{см}^3/\text{с}$. Функцію максвелівського розподілу f_{Te} тут слід брати у виді

$$f_{Te} = 2 \left(\frac{E}{\pi}\right)^{1/2} (T_e)^{-3/2} \exp\left(-\frac{E}{T_e}\right)$$

(E та T_e – в еВ; f_{Te} отримуємо в eV^{-1}).

Результати обрахунку наведено на рис. 4 у вигляді залежностей відповідних констант швидкостей іонізації атомів міді та срібла від температури електронів. Вони ж уведені до відповідної табличної бази даних (табл. 1).

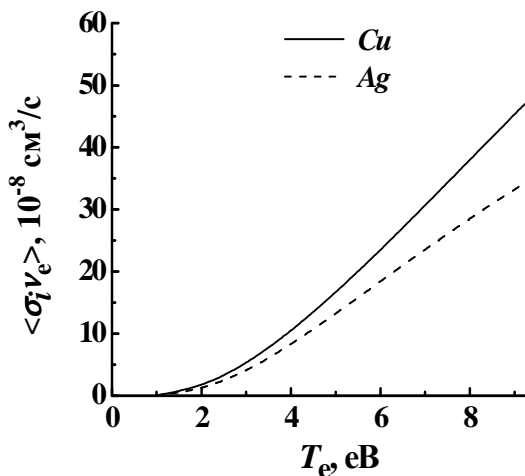


Рис. 4. Залежності констант швидкостей реакцій електронної іонізації атомів міді та срібла, використаних у кінетичній моделі, від температури електронів

Нарешті, необхідні для обчислень в рамках запропонованої кінетичної моделі константи швидкостей збудження резонансних станів міді та срібла отримані в наступний спосіб. Енергетична залежність константи електронного збудження рівня тонкої структури $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ резонансного стану атома міді в інтервалі

Таблиця 1

Залежності констант швидкості іонізації атомів міді та срібла від температури електронів

$T_e, \text{ eV}$	$\langle \sigma_{03}^{Cu} v_e \rangle, 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{c}$	$\langle \sigma_{46}^{Ag} v_e \rangle, 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{c}$
1	0,04455	0,02048
2	1,40222	0,95644
3	5,04531	3,8763
4	10,31663	8,20823
5	16,58853	13,21492
6	23,45366	18,42726
7	30,64772	23,58763
8	37,99211	28,56466
9	45,35945	33,29658
10	52,65416	37,75779

температури електронів 1 – 10 еВ запозичена із роботи [11].

Для урахування слабкої компоненти та отримання повної константи збудження резонансного стану, ці результати збільшено в 1,5 рази. Оскільки для атома срібла відсутні результати досліджень електронного збудження, то для кількісної оцінки константи електронного збудження срібла нами використані константи для атома міді, збільшені в пропорції відношення площ перетинів цих атомів

$$\langle \sigma_{45}^{Ag} v_e \rangle = \frac{r_{Ag}^2}{r_{Cu}^2} \langle \sigma_{02}^{Cu} v_e \rangle.$$

Оскільки, за даними довідника [12]

$$\text{відношення } \frac{r_{Ag}^2}{r_{Cu}^2} = 1,2656 \text{ (} r_{Ag} \text{ та } r_{Cu} \text{ –}$$

радіуси атомів срібла та міді),

$$\langle \sigma_{45}^{Ag} v_e \rangle = 1,2656 \langle \sigma_{02}^{Cu} v_e \rangle.$$

Відповідні чисельні дані констант швидкості збудження резонансних станів міді та срібла затабульовано (табл. 2) та наведено на рис. 5.

Таблиця 2

Залежності констант швидкості збудження резонансних станів атомів міді та срібла від температури електронів

T_e, eV	$\langle \sigma_{02}^{Cu} v_e \rangle, \text{cm}^3/\text{c}$	$\langle \sigma_{45}^{Ag} v_e \rangle, \text{cm}^3/\text{c}$
1	4,31031E-9	5,45513E-9
2	3,45823E-8	4,37673E-8
3	7,74211E-8	9,79841E-8
4	1,18576E-7	1,5007E-7
5	1,5223E-7	1,92662E-7
6	1,79347E-7	2,26982E-7
7	2,03417E-7	2,57444E-7
8	2,26167E-7	2,86237E-7
9	2,45806E-7	3,11093E-7
10	2,60358E-7	3,29509E-7

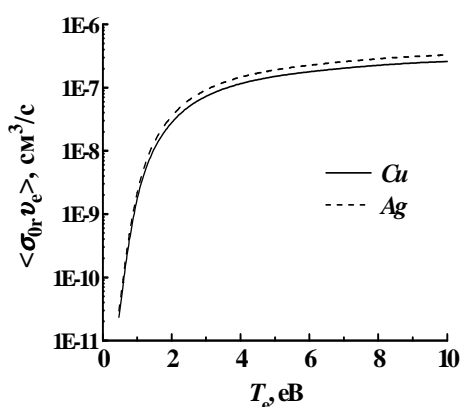


Рис. 5. Залежності констант швидкостей реакцій електронного збудження резонансних станів атомів міді та срібла, використаних у кінетичній моделі, від температури електронів

Імовірність спонтанного розпаду запозичена із довідника й становить $A_{21} = 0,195 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ [13].

с. Метод розв'язання системи кінетичних рівнянь

Для обрання методу розв'язання системи кінетичних рівнянь, що описують кінетику збудження генерації в $\text{Cu} + \text{Ag}$ лазері в наближенні імпульсу, нами розглядалися методи Ейлера та Рунге-Кутта [14].

Зрештою, було обрано модифікований метод Ейлера [15], маючи на увазі, що в задачах подібного роду основна похибка спричинена вжитими фізичними допущеннями та похибкою використаних пе-

періодів основних елементарних процесів. Похибка ж обчислень може бути практично зведена нанівець зменшенням кроку інтегрування (що для сучасних ЕОМ не є значною проблемою). Сутність модифікованого методу Ейлера, власне, полягає в тому, що для обчислення прирощення Δu використовується не просто похідна в початковій точці інтегрування, а середньоарифметичне значення похідних, отриманих на початку та в кінці інтервалу інтегрування.

Окремо зупинимося на обчисленні питомої потужності генерації P . З цією метою нами використано метод, знаний як метод насиченої потужності. Відомо, що цей метод виправданий для лазерів із великим коефіцієнтом підсилення. Уперше його було використано для оцінки характеристик генерації в азотному лазері [16]. В праці [17] його було використано для чисельного розрахунку лазера на парі міді.

У кінетичній системі рівнянь питома потужність генерації P присутня в явному виді у рівняннях, що описують накачку рівнів 2 та 3. Допоки інверсія між цими рівнями відсутня, вважатимемо, що $P = 0$. На кожному кроці чисельного інтегрування аналізується знак величини

$$N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2.$$

Відповідно до зазначеного, для $N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2 \leq 0$, вважатимемо $P = 0$.

Для проміжку часу, протягом якого виконується умова $N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2 > 0$, цю різницю зводимо до нуля штучно відповідним

$$\text{доданком } P dt = \frac{1}{2} \left(N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2 \right),$$

який додаємо (віднімаємо) до 3 (від 2), вирівнюючи тим самим із точністю до статваг населеності 2-го і 3-го станів. У такий спосіб вдається оцінити потужність генерації, не особливо вникаючи в сам процес розвитку генерації, формування мод і т.п. У той же час він забезпечує задовільну точність.

Даний програмний продукт, було створено на мові програмування Borland Delphi версії 6.0.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Проілюструємо деякі результати, отримані на основі чисельного моделювання $Cu + Ag$ - лазера.

Зокрема, на рис. 6 наведено відображення результатів обрахунку кінетики населеності $Cu + Ag$ - лазера, отриманих для $T_e = 2$ еВ та початкових умов, що є у підпису до рисунку.

Із рис. 6 зрозуміло, що включення імпульсу накачки призводить до швидкого спустошення населеності основного рівня атомів міді й срібла шляхом їх іонізації та переводу у збуджені стани. При цьому інтенсивно росте концентрація електронів. Збудження атомів міді з основного стану в резонансний здійснюється переважно за рахунок електронного збудження й у меншій мірі за рахунок підкачки співударіннями II роду. Після значного спустошення населеності основного стану атома міді генерація обривається.

Привертає увагу і наступне. Інтегральний параметр E – енергія імпульсу генерації (питомий енергозійом), отримана чисельним інтегруванням кривої $P(t)$ протягом часу тривання імпульсу генерації, становить для прикладу, що наведений на рис. 6, ~ 93 мкДж/см³. Ця оцінка цілком задовільно узгоджується із величиною енергозйому, отриманому на основі детальних розрахунків лазера на парі міді. Звичайно, тут слід розуміти, що ця оцінка є граничною, реалізації якої слід прагнути, проте яка навряд чи може бути досягнута на сучасному етапі. Серед причин – неможливість утримання в експерименті сталою величиною температуру електронів, та неврахування в кінетичній моделі процесу електронного збудження метастабільного стану.

а. Часовий хід концентрації суттєвих компонент плазми лазера на парі міді із домішкою срібла

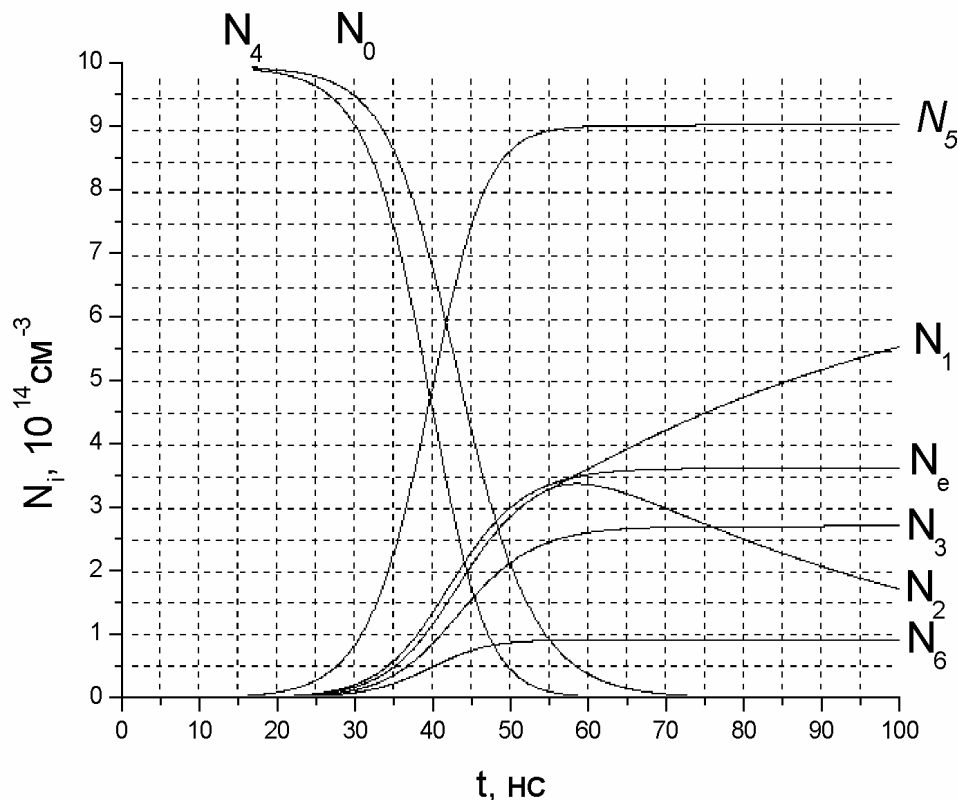


Рис. 6. Часові залежності (шкала в нс) заселеностей (шкала в см^{-3}) рівнів атомів міді та срібла, концентрації електронів та миттєвої потужності генерації для $T_e = 2$ еВ. Початкові умови: $N_0(0) = 1 \cdot 10^{15}$ см^{-3} ; $N_1(0) = 1 \cdot 10^{12}$ см^{-3} ; $N_2(0) = 0$ см^{-3} ; $N_3(0) = 1 \cdot 10^{10}$ см^{-3} ; $N_4(0) = 1 \cdot 10^{15}$ см^{-3} ; $N_5(0) = 0$ см^{-3} ; $N_6(0) = 1 \cdot 10^{10}$ см^{-3} ; $N_e(0) = 2 \cdot 10^{10}$ см^{-3}

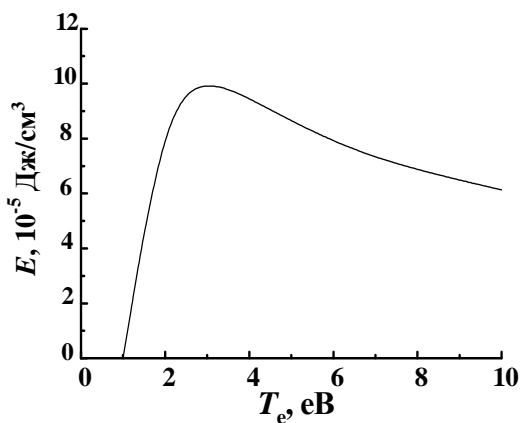


Рис. 7. Залежність питомої енергії генерації (енергозйому) лазера на парі міді з домішкою срібла від температури електронів за початкових умов: $N_0(0) = 1 \cdot 10^{15}$ см^{-3} ; $N_1(0) = 1 \cdot 10^{12}$ см^{-3} ; $N_2(0) = 0$ см^{-3} ; $N_3(0) = 1 \cdot 10^{10}$ см^{-3} ; $N_4(0) = 1 \cdot 10^{15}$ см^{-3} ; $N_5(0) = 0$ см^{-3} ; $N_6(0) = 1 \cdot 10^{10}$ см^{-3} ; $N_e(0) = 2 \cdot 10^{10}$ см^{-3}

На рис. 7 наведено обчислену залежність величини питомого енергозйому від температури електронів. Видно, що в широких межах значень T_e ця величина є достатньо консервативною і нечутливою до зміни параметра T_e . В той же час тривалість імпульсу генерації є достатньо чутливою до T_e , зменшуючись із збільшенням температури електронів (рис. 8). При цьому й початок імпульсу настає через коротший проміжок часу від початку накачування. Оскільки питома потужність генерації при цьому зростає, як наслідок маємо практично пласку криву на рис. 7.

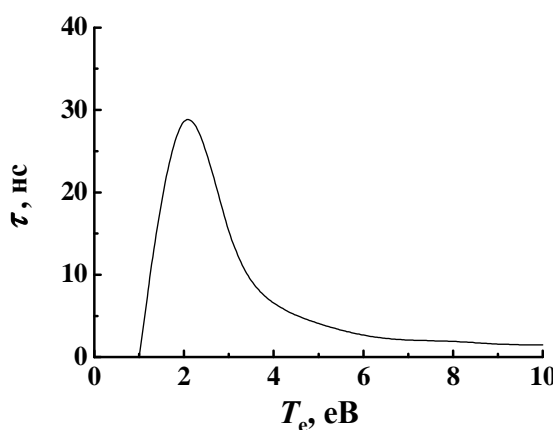


Рис. 8. Залежність тривалості імпульсу генерації лазера на парі міді з домішкою срібла від температури електронів за початкових умов:

$$\begin{aligned} N_0(0) &= 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}; \\ N_1(0) &= 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}; \quad N_2(0) = 0 \text{ см}^{-3}; \\ N_3(0) &= 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}; \quad N_4(0) = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}; \\ N_5(0) &= 0 \text{ см}^{-3}; \quad N_6(0) = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}; \\ N_e(0) &= 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \end{aligned}$$

в. Про вплив домішки срібла на вихідні параметри лазера на парі міді

Окрім кінетики збудження генерації у Cu - та $Cu + Ag$ - лазерах та ряду важли-

вих інтегральних параметрів генерації, що можуть бути досліджені із використанням побудованого програмного продукту, найбільший інтерес становить все ж таки питання про вплив домішки срібла на накачування верхнього лазерного рівня. Відповідь на це питання безпосередньо може бути отримана шляхом порівняння потоків заселення верхнього стану за рахунок збудження із основного атомарного стану міді $N_0^{Cu} N_e < \sigma_{02}^{Cu} v_e >$ та за рахунок збудження як із основного атомарного стану міді, так й за рахунок співударінь II роду

$$\begin{aligned} N_0^{Cu} N_e < \sigma_{02}^{Cu} v_e > + N_5^{Ag} N_0^{Cu} < \sigma_{II} v > - \\ - N_4^{Ag} N_2^{Cu} < \sigma_{II} v > - N_2^{Cu} A_{21}^{Cu} - P \end{aligned}$$

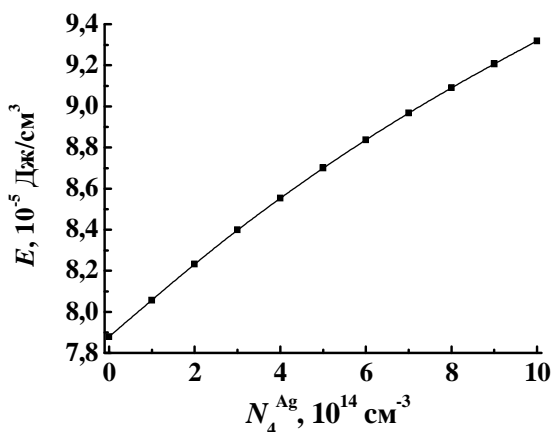


Рис. 9. Залежність питомого енергозйому в лазері на суміші парів міді й срібла від концентрації домішки срібла за температури електронів $T_e = 2$ eV та наступних початкових умов:

$$\begin{aligned} N_0(0) &= 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}; \\ N_1(0) &= 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}; \quad N_2(0) = 0 \text{ см}^{-3}; \\ N_3(0) &= 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}; \quad N_5(0) = 0 \text{ см}^{-3}; \\ N_6(0) &= 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}; \quad N_e(0) = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \end{aligned}$$

Інтегральна ж оцінка впливу домішки найлегше може бути оцінена шляхом прямого вивчення залежності інтегрального параметра – енергозйому, від конче-

трації атомів срібла. Деякі результати такого роду представлено на рис. 9.

Рисунок ілюструє близьке до лінійного зростання величини енергозйому від концентрації атомів срібла. Розрахунки проведені для умов, близьких до експериментальних.

Із розрахунків можна заключити, що введення домішки срібла таки дійсно збільшує вихідну енергію лазера на парі міді десь на $(10 \pm 5) \%$, як це й спостерігається в експерименті [6, 7]. При цьому тривалість імпульсу генерації зовсім не збільшується. Механізм же впливу – передбачуваний, що й був закладений кінетику – співударіння II роду. Спостерігається також пониження порогу генерації по заселенню метастабільних станів міді у присутності атомів срібла.

ВИСНОВКИ

- Створено кінетичну модель збудження генерації в лазері на самообмежених переходах атома міді із домішкою срібла, яка враховує чотири процеси, зумовлені електронними співударіннями: електронного збудження атомів міді й срібла в резонансні стани та їх іонізацію; два процеси обміну енергією між резонансно збудженими атомами срібла й міддю в основному стані й навпаки (прямий та зворотний процеси); спонтанне й когерентне випромінювання по робочому переходу в атомі міді.

- Створено програмний продукт для розв'язання системи кінетичних рівнянь, представлення розв'язків в наглядному графічному виді та обчислення енергії імпульсу.

- Отримані результати засвідчують, що провідним механізмом збудження генерації є електронне збудження атомів міді з основного стану. До 10 % у потік накачування вносять співударіння II роду атомів міді з резонансно збудженими атомами срібла. Тривалість імпульсів генерації при цьому не подовжуються. Введення домішки срібла понижує поріг генерації

щодо передімпульсної концентрації метастабільних станів міді. Результати чисельного моделювання непогано узгоджуються із результатами експериментів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Little C.E., Jones D.R., Fairlie S.A., Whyte C.G. Metal HyBrID lasers. In Pulsed Metal Vapour Lasers. Ed. by Little C.E., Sabotinov N.V. Dordrecht/Boston/London. Kluwer Academic Publishers. 1996. P. 125 – 136.
2. Withford M.J., Brown D.J.W., Carman R.J., Piper J.A. Enhanced performance of elemental copper vapor lasers by use of H₂-HCl-Ne gas mixtures // Opt. Lett. – 1998. – 23, – P. 706 – 708.
3. Karras T.W. Cesium quenched copper laser. US Patent # 3 381 107. – 1974.
4. Oouchi K., Suzuki M., Fujii K. Green-yellow lasers in CuBr-AgBr-Ne systems operating at 40 kHz of repetition frequency // IEEE J. Quantum Electronics. – 1991. – 27, N 11. – P. 2473 – 2481.
5. Рійвес Р.Б., Кельман В.А. Лазер на парах міді з домішкою срібла // Тези доповідей ювілейної конференції молодих вчених та аспірантів ІЕФ`2001. Ужгород, – 2001. – С. 60.
6. Рійвес Р.Б., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпенік Ю.О., Улусова С.П. Лазер на парі міді із домішкою срібла // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. 2004. Випуск 15. С. 71 – 77.
7. Riyves R.B., Kelman V.A., Zhmenyak Yu.V., Shpenik Yu.O., Ulusova S.P. Copper-vapour laser with silver additive // Applied Physics B. Lasers and Optics, 2005, V.80, P. 865-869.
8. Tawara H., Kato T., Ohnishi M. IPPJ-AM-37. Ionization cross-sections of atoms and ions by electron impact.

- Institute of Plasma Physics, Nagoya University. 1985. P. 190.
9. Tawara H., Kato T., Ohnishi M. IPPJ-AM-37. Ionization cross-sections of atoms and ions by electron impact. Institute of Plasma Physics, Nagoya University. 1985. P. 227.
 10. Webb C.E. The fundamental discharge physics of atomic gas lasers // Inst. Phys. Conf. – 1976 – Ser. No 29. – P. 1 – 28.
 11. Kushner M.J., Warner B.E. Large-bore copper-vapor lasers: Kinetics and scaling issues. – 1983. – V.54, N6. – P. 2970 – 2982.
 12. Таблицы физических величин. Под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат. 1976.
 13. Bielski A. A critical survey of atomic transition probabilities for CuI // J. Quant. Radiat. Transfer. – 1975. – 15, – P. 463 – 472.
 14. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. Пер. с англ. Под ред. Арамановича И.Г. М.: Наука. 1973.
 15. Мак-Кракен Д., Дорн У. Численные методы и программирование на ФОРТРАНе. Пер. с англ. Под ред. Наймарка Б.М. М.: Мир. 1977.
 16. Gerry E.T. Pulsed-molecular-Nitrogen laser theory // Appl.Phys.Lett. – 1965. – 7, N 1 – P. 6 – 8.
 17. Leonard D.A. A theoretical description of the 5106 Å pulsed copper vapor laser // IEEE J. Quantum Electronics. – 1967. – 3, N 2. – P. 380 – 381.

ON THE INFLUENCE OF SILVER ADDITIVE ON LASING CHARACTERISTICS OF COPPER VAPOR LASER

R.B. Riyves, Yu.V. Zhmenyak, V.A. Kelman, Yu.O. Shpenik, O.O. Antonov¹

Institute of Electron Physics NAS Ukraine,
Universitetska str, 21, Uzhhorod, 88017

¹ – Transcarpathian State University,
Zanykovetska str, 89, Uzhhorod, 88000

The kinetic model of copper vapor laser with silver additive was developed including the processes of electron impact excitation and energy transfer of resonant states of these atoms.