

УДК 535.37

Є.А. Світличний, В.А. Кельман, Ю.В. Жменяк, Ю.О. Шпенник

Інститут електронної фізики НАН України, 88017, Ужгород вул. Університетська, 21  
e-mail: evgeniybest @rambler.ru

## ВПЛИВ ДОМІШОК МЕТАЛІВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА ПАРІ МІДІ

Вивчено вплив домішки цинку на вихідні характеристики лазера на парі міді. На основі узагальнення результатів дії різного типу домішок металів висунуто й обґрунтовано припущення про єдиний механізм впливу, що полягає в корекції теплофізичних параметрів лазера.

**Ключові слова:** лазер на парі міді, домішки металів, пружні зіткнення, температура стінки, тиск пари міді.

### Вступ

Спроби впливу на генераційні характеристики лазера на парі міді (ЛПМ) використанням домішок металів є достатньо тривалими за часом (розпочинаючи ще з 1975 року) і достатньо неоднозначними за своїми наслідками. В цілому передбачувані механізми впливу слід характеризувати як такі, що ґрунтуються на цілком випадкових співпадіннях енергетичних станів у спектрі атома міді та атомів-домішок та сподіваннях про значну ефективність перебігу резонансної передачі енергії в тому чи іншому напрямку між робочими та домішковими атомами.

Зокрема, у патенті [1] звернуто увагу на співпадання в енергії метастабільних станів атомів міді та резонансних станів атомів цезію. На думку автора, це могло б призвести до ефективного спустошення нижніх робочих рівнів міді у зіткненнях II роду з атомами цезію. Через це атоми цезію в цьому випадку відіграють роль енергетичних акцепторів. Насправді, в ході експериментальних досліджень було встановлено не такий вже і значний позитивний вплив домішки атомів Cs [2], механізм якого далеко не такий однозначний [3].

В подальшому було запропоновано домішки – енергетичні донори [4, 5], зокрема атоми срібла. Їхній позитивний вплив, за задумом, мав би проявитися у

підсиленні накачування верхнього робочого рівня внаслідок співпадання в енергії резонансних станів міді та срібла. Позитивний вплив такої домішки-донора спостерігався як для лазера на парах галогенідів (більшою мірою), так і на чистій парі міді.

Нарешті, в роботі [6] було запропоновано домішку резонансного оптичного впливу – атоми цинку. Механізм дії цієї домішки передбачає спустошення нестабільних станів міді поглинанням ними резонансного випромінювання цинку 213,9 нм та наступну підкачку резонансних станів міді каскадними переходами. Тут резонанс має місце вже між певними спектральними переходами атомів міді та цинку. Як і в попередніх випадках, деякий позитивний ефект впливу цинку [6, 7], на нашу думку, не може бути пояснено оптичними (або ж тільки оптичними) процесами.

Не завжди переконливий характер ефективності дії домішок та їх різний вплив на характеристики ЛПМ на чистій парі та галогенідах міді, примушують сумніватися в роботоздатності методів, що ґрунтуються на резонансних співпадіннях енергій окремих енергетичних станів атомів домішок та робочих атомів на користь більш універсального механізму.

Адже справді, допоки що відсутні будь-які кількісні дані щодо ефективності перебігу усіх із зазначених процесів. А саме, повністю відсутні як перерізи

(розрахункові й експериментальні), так й константи швидкостей реакцій енергообміну (1-3)

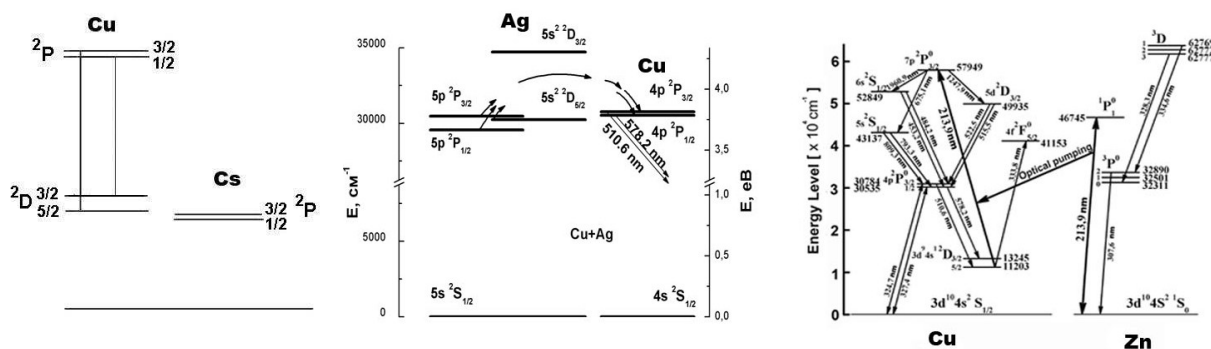
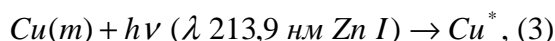


Рис. 1. Спрощені схеми нижніх рівнів та діаграми енергетичних станів пар атомів Cu-Cs, Cu-Ag та Cu-Zn.

### Вплив домішки цинку

Далі тут ми зупинимося детальніше на вивченні впливу домішки резонансної оптичної дії. Відмітимо, що такий “рецепт” (ідея “модифікації” ЛПМ належить групі Сайто [6]. Як видно із рис. 1.в, він полягає у введенні в активне середовище ЛПМ домішки атомів цинку. При цьому протягом імпульсу збудження ефективно збуджується резонансна лінія цинку 213,9 нм.

Автори вважають, що поглинання цієї лінії атомами міді в метастабільному стані призводить одночасно як до дезбудження нижнього лазерного рівня, так і до підкачки верхнього через каскадні переходи, що ніби-то і робить таку модифікацію особливо ефективною. Атоми цинку вводяться у формі чистого металу в активне середовище CuBr - лазера. З нашої точки зору, запропонований механізм є вельми цікавим. Зрозуміло, що він ґрунтується на унікальному співпаданні довжин хвиль обох елементів – робочого та домішки. Результати впливу виявилися достатньо вражаючими. Спостерігалось

значне (до 2-х разів!) збільшення потужності, енергії й тривалості імпульсів.

В даній роботі цей резонансний механізм впливу був апробований для ЛПМ на чистій парі міді [7]. Нами було використано Cu-Zn-Ne суміш на противагу CuBr-Zn-Ne суміші із [6]. Дослідження включало як експериментальне вивчення впливу домішки, так і пряме вимірювання поглинання резонансного випромінювання атома цинку метастабільними станами атома міді.

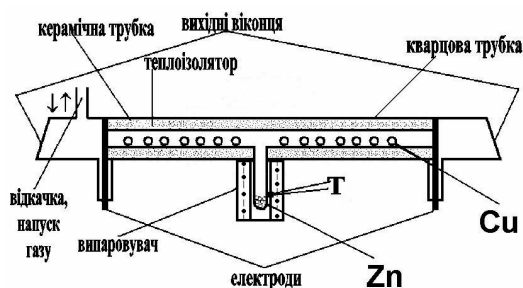


Рис. 2. Схематичне зображення ЛПМ на Cu-Zn-Ne суміші.

При нагріванні контейнера із цинком (рис. 2) до температури  $T$  понад  $350^\circ\text{C}$  спостерігалось певне покращення усіх

контрольованих параметрів лазерних імпульсів (енергія, тривалість та потужність – рис. 3.). Воно мало місце при збільшенні температури до  $\sim 600^{\circ}\text{C}$ . Зареєстроване збільшення енергії імпульсу становило аж до 50 % у порівнянні до енергії ЛПМ без домішки. При температурі ж контейнера понад  $650^{\circ}\text{C}$  усі параметри лазерних імпульсів вгасали.

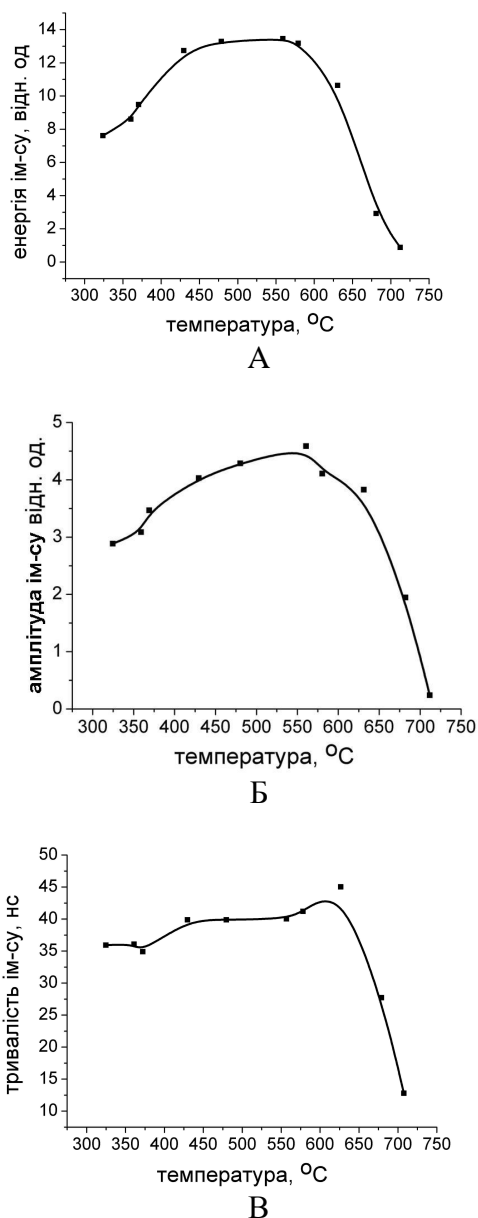


Рис. 3. Залежності вихідних параметрів ЛПМ від температури контейнера з цинком [7]. а – енергія, б – амплітуда, в – тривалість імпульсів генерації.

Зазначимо, що наведені температурні залежності отримані для буферного газу неону тиском 8 кПа, напруги на випрямлячі

5,4 кВ та середнього струму випрямляча 0,24 А. Величина накопичувальної ємності складала 1650 пФ, а частота повторення 10 кГц. Діаметр та довжина газорозрядної трубки (ГРТ) склали 10 мм та 35 см відповідно.

Для перевірки ж гіпотези дієвості резонансного оптичного накачування як ймовірного механізму позитивного впливу домішки цинку, нами було здійснено додатковий експеримент (рис. 4) для прямого вимірювання величини поглинання резонансної лінії 213,9 нм Zn I від незалежного випромінювача на основі імпульсного розряду в парі цинку, у ГРТ ЛПМ метастабільними атомами міді. Виміри проводилися із використанням регульованої затримки імпульсів випромінювання як протягом, так і між імпульсами накачки ЛПМ. В жодному випадку тут не було зареєстровано жодного поглинання в межах чутливості експериментальної апаратури.

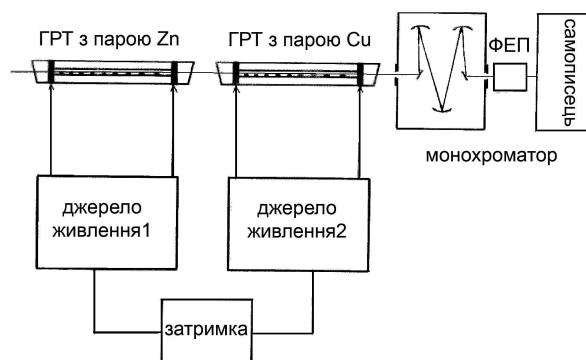


Рис. 4. Схема експерименту із вимірювання поглинання в ГРТ ЛПМ резонансної лінії атома цинку, що випромінюється додатковим імпульсним розрядним джерелом на парі цинку.

Таким чином, у “чистій” парі міді домішка атомів Zn покращує вихідні параметри ЛПМ [7]. Це покращення, втім, не настільки значне як в CuVg лазері [6], проте цілком очевидне і має бути пояснене.

В роботі [6] декларується як механізм впливу домішки цинку резонансне оптичне накачування. Як відомо, поглинання спектральної лінії залежить від значного числа параметрів. Позначивши спектральний розподіл інтенсивності резонансної лінії цинку на входному вікні ЛПМ як

$I_{Zn}(\nu)$ , ми можемо спектральний розподіл інтенсивності цієї лінії на вихідному вікні ЛПМ представити як

$$I_{Zn}(\nu) \exp[-N_m \sigma_{213,9}(\nu)l].$$

Тут:  $N_m$  – населеність метастабільного  $3d^9 4s^2 \ ^2D_{5/2}$  стану міді, що є нижнім робочим рівнем для “зеленої” лазерної лінії 510,6 нм та нижнім рівнем для лінії Cu I 213,9 нм  $3d^9 4s^2 \ ^2D_{5/2} - 3d^{10} 7p \ ^2P_{3/2}$  переходу;

$\sigma_{213,9}(\nu)$  – спектральний розподіл перерізу поглинання для лінії Cu I 213,9 нм;  $l$  – довжина стовпу пари в ГРТ ЛПМ.

Повна ж інтенсивність резонансної лінії цинку на виході із ГРТ ЛПМ із включеним розрядом становитиме

$$I_2 = \int_0^{\infty} I_{Zn}(\nu) \exp[-N_m \sigma_{213,9}(\nu)l] d\nu.$$

При виключеному розряді повна інтенсивність

$$I_1 = \int_0^{\infty} I_{Zn}(\nu) d\nu \text{ відповідатиме відсутності}$$

будь-якого поглинання резонансної лінії цинку атомами міді в метастабільному стані.

Зазначимо, що для розрахунку спектрального контура резонансної лінії цинку  $I_{Zn}(\nu)$  слід врахувати надтонку структуру (нтс) цієї лінії, зокрема спектральне зміщення компонент нтс. Необхідно також врахувати ізотопічний зсув. Нарешті, слід прийняти до уваги та розрахувати розширення компонент спектральної лінії під дією різних механізмів.

Атом цинку має природний ізотопний склад [8]:  $^{64}\text{Zn}$  – 48,6 %,  $^{66}\text{Zn}$  – 27,9 %,  $^{67}\text{Zn}$  – 4,1%,  $^{68}\text{Zn}$  – 19,0 %,  $^{70}\text{Zn}$  – 0,6 % (див. також рис. 5). Усі ядра, за виключенням ізотопа  $^{67}\text{Zn}$ , є парно-парними і, отже, мають нульовий ядерний спіні. Приймавши до уваги невелику розповсюдженість ізотопа  $^{67}\text{Zn}$  у природному зразку цинку, знехтуємо його впливом на нтс атома цинку. Через це

враховуватимемо тільки ізотопний зсув. Необхідні константи ізотопного зсуву для резонансної лінії 213,9 нм Zn I були запозичені також з [8]. Положення та інтенсивності компонент нтс резонансної лінії цинку наведено на рис. 5.

Кожна зі спектральних компонент ізотопного зсуву розширюється самостійно. Незалежно враховувалися доплерівський та дисперсійний механізми розширення. При ймовірній температурі газу в ЛПМ 2000 К півширина доплерівськи розширених компонент становитиме  $\Delta\nu_D \approx 0,18 \text{ см}^{-1}$ . Півширина дисперсійного розширення кожної зі спектральних компонент із урахуванням природного (натурального) розширення (ймовірність спонтанного розпаду для резонансного стану цинку  $A = 7,4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  [8]) та зіткненового розширення зіткненнями атомів Zn з неоном (тиск 4 кПа), цинком, та міддю становитиме  $\Delta\nu_L \approx 0,43 \text{ см}^{-1}$ . Як відомо одночасна дія доплерівського та дисперсійного розширення спричинюють фойхтівський контур кожної із компонент спектральної лінії. Повний спектральний контур випромінювання резонансної лінії цинку, отриманий сумуванням контурів фойхтівськи розширених кожної з компонент нтс, наведено на рис. 6 (зліва). Відмітимо велику долю лоренцівського розширення у повному контурі, зумовлену високою ймовірністю переходу.

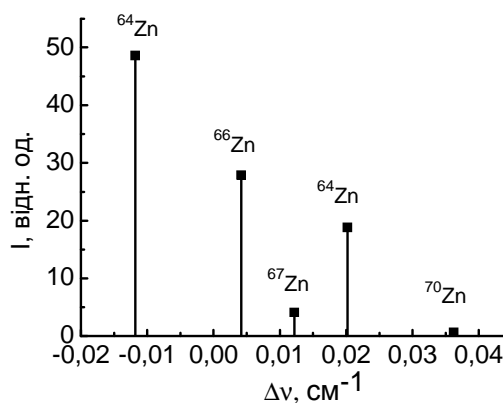


Рис. 5. Положення відносно центру тяжіння та інтенсивності ізотопних компонент мультиплету 213,9 нм цинку.

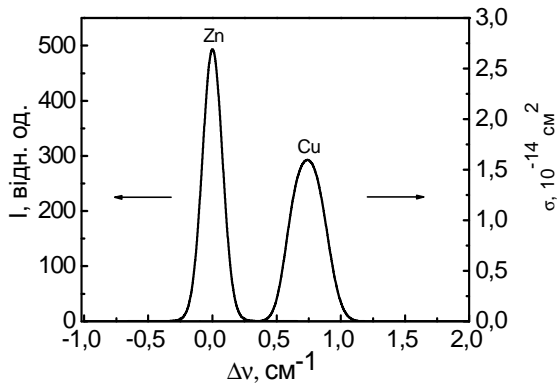


Рис. 6. Розраховані фойхтівські контури лінії випромінювання 213,9 нм атома цинку (відн. од.) та перерізу поглинання лінії 213,9 нм атома міді.

Наступний крок для розрахунку поглинання полягав у тому, аби встановити спектральну залежність перерізу поглинання для спектральної лінії міді 213,9 нм. Це було зроблено наступним чином. У цілому, як і в попередньому випадку, використано фойхтівський контур. Величину  $\Delta\nu_L$  було оцінено із використанням  $A = 0,13 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$  [9]),  $\Delta\nu_L \approx 0,05 \text{ cm}^{-1}$ , а  $\Delta\nu_D \approx 0,18 \text{ cm}^{-1}$ . Крім того, для нижнього метастабільного  $4s^2 \ ^2D_{5/2}$  стану були враховані ізотопічний зсув та нтс. Необхідні дані були взяті з роботи [10].

Стосовно ж верхнього  $7p \ ^2P_{3/2}$  високолежачого рівня, ані нтс, ані ізотопічний зсув не враховувались. Схема розчеплення  $4s^2 \ ^2D_{5/2}$  енергетичного стану міді, положення та відносні інтенсивності компонент спектрального мультиплету міді 213,9 нм наведені відповідно на рис. 7, 8.

Різницю енергій між центрами цинкової та мідної ліній з довжиною хвилі 213,9 нм, базуючись на базі даних NIST, було взято рівною  $0,59 \text{ cm}^{-1}$  ( $0,5 \text{ cm}^{-1}$  в [11]). Для розрахунку ж абсолютної величини перерізу поглинання було використане відоме співвідношення

$$\int \sigma(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2}{m_0 c} f_\nu.$$

Тут  $f_\nu = 0,006$  – значення сили осцилятора, взяте з [9]. Спектральну

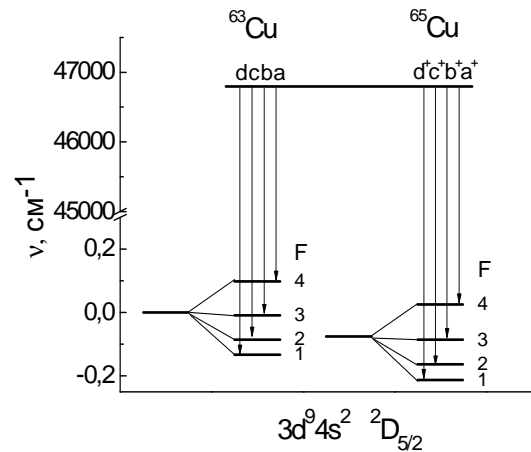


Рис. 7. Схема розчеплення  $4s^2 \ ^2D_{5/2}$  та  $7p \ ^2P_{3/2}$  енергетичних станів міді.

залежність перерізу поглинання наведено на рис. 6 (справа).

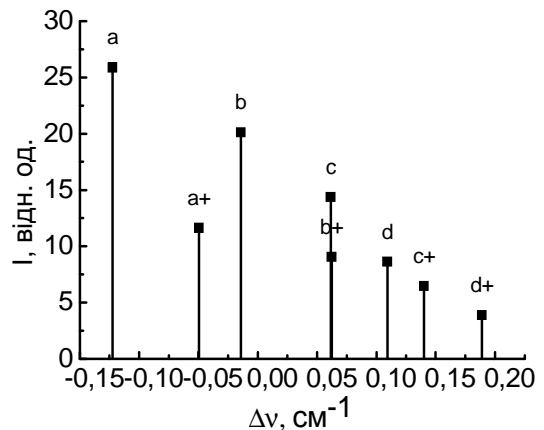


Рис. 8. Положення та інтенсивності компонент спектрального мультиплету міді 213,9 нм відносно центру тяжіння мультиплету.

Результати обрахунків узагальнено в таблиці 1. В ній наведено відповідні величини поглинання  $A = 1 - I/I_0$  ( $I$  та  $I_0$  – повна інтенсивність резонансної лінії цинку від стороннього джерела на вході та виході ГРТ ЛПМ). У розрахунках враховано три різні значення довжини стовпу парів міді 1, 35 та 50 см в ГРТ ЛПМ та три різні значення населеності метастабільного стану міді  $10^{13}$ ,  $5 \cdot 10^{13}$  та  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Зазначимо, що практично усі результати вимірювань населеності метастабільних станів міді дають верхнє значення для населеності метастабільних станів міді в ЛПМ  $N_m \sim 2\text{--}3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Крім того, усереднена довжина поглинання по відношенню до внутрішнього опромінення домішкою є значно меншою, аніж загальна довжина ГРТ 35 см. Отже, як експеримент, так і розрахунки поглинання не дають скільки-небудь значного ефекту поглинання. У додаткових експериментах із прямого вимірювання поглинання на повній довжині ГРТ не було зафіксовано практично ніякого поглинання та при жодній затримці між імпульсами в обох джерелах випромінювання. Якщо величину довжини поглинання взяти 1 см при  $N_m = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , розрахунок поглинання дає  $A = 3,2 \cdot 10^{-4}$ . Через це вважаємо, що не тільки (навіть і не стільки) резонансне поглинання є механізмом впливу домішки цинку на параметри ЛПМ, але (й) деякі інші процеси мають бути взяті до уваги.

Таблиця 1

**Поглинання  $A = 1 - I/I_0$  лінії цинку 213,9 нм для трьох зачень  $N_m$  та довжини ГРТ для фойхтівських контурів ліній міді та цинку 213,9 нм**

$N_m, \text{ см}^{-3}$	1 см	35 см	50 см
$1 \cdot 10^{13}$	$7,890 \cdot 10^{-5}$	$1,046 \cdot 10^{-3}$	$1,240 \cdot 10^{-3}$
$5 \cdot 10^{13}$	$3,273 \cdot 10^{-4}$	$2,519 \cdot 10^{-3}$	$3,221 \cdot 10^{-3}$
$1 \cdot 10^{14}$	$5,378 \cdot 10^{-4}$	$4,134 \cdot 10^{-3}$	$5,481 \cdot 10^{-3}$

Зокрема, до числа таких процесів належать й співударяння II роду між атомами цинку в резонансних станах з атомами міді в метастабільних станах і які повинні бути враховані. Крім того, більш детально повинно бути вивчено вплив домішки цинку на параметри плазми ЛПМ.

Зрештою, виконаний розрахунок яскраво підтверджує вже отриманий висновок: поглинання не є механізмом впливу, адже обидва контури навіть не перетинаються.

Отже, досліджено вплив домішки атомів цинку на вихідні характеристики

лазера на “чистій” парі міді. Було встановлено, що тривалість, енергія та потужність лазерних імпульсів зростають, коли в розряд ЛПМ дифундують атоми цинку з резервуару при температурі  $\sim 500^\circ\text{C}$ . Додаткові експерименти та розрахунки дають підстави аби вважати, що не тільки оптичне резонансне накачування лінією цинку 213,9 нм, але й інші процеси, як співударяння II роду, можуть сприяти позитивному ефекту. Зміни параметрів плазми також мають бути вивчені більш детально.

### **Вплив домішок металів на тепловий режим роботи ЛПМ**

В роботі [12] виконано чисельне моделювання характеристик роботи ЛПМ для реального зразка лазера. Вихідні параметри розраховано як для оптимальних, так і неоптимальних режимів роботи. Особливу увагу приділено ефекту термічної нестабільності (thermal runaway), який полягає в неконтрольованому зростанні температури розрядної трубки (ГРТ).

У [12] переконливо показано, що цей ефект своїй появі зі збільшенням напруги заряду накопичувальної ємності при температурі внутрішньої стінки понад оптимальну ( $\sim 1500^\circ\text{C}$ ) завдячує все зростаючим енергетичним втратам електронів у пружних зіткненнях вже не тільки з атомами неону, але й атомами міді. Баланс температури стінки при цьому стає нестійким через дію своєрідного позитивного зворотного зв'язку. А саме, зростання температури розрядної трубки має за наслідок зростання концентрації атомів міді. Отже, зростатимуть і пружні втрати енергії електронів, а тому й температура газу й температура стінки. Отже, знову ж таки, зросте концентрація міді, і т.д. Звісно, що першопричина цього явища полягає в різко відмінній енергетичній залежності перерізу моменту кількості руху при розсіюванні електронів на атомах неону та міді.

Погодившись з точкою зору про те, що зростання концентрації атомів міді понад оптимальну спричинює вплив на

температуру стінки розрядної трубки  $T_w$ , закономірно постає питання, чи подібний механізм впливу не має місця й при введенні домішок атомів металів, зокрема цезію, срібла та цинку? Розглянемо дещо детальніше таку можливість.

Як відомо, в рівнянні теплового балансу для температури газу в ГРТ передачу енергії від електронів до атомів газу у пружних зіткненнях описує член  $\Delta Q_{el} = \frac{2m_e}{M} N_e N \langle \sigma_m v \rangle \frac{3}{2} (T_e - T_g)$ , який має фізичний зміст кількості енергії, що передається від електронів до атомів в одиниці об'єму за одиницю часу. У цьому співвідношенні  $m_e$  та  $N_e$  – маса та концентрація електронів;  $M$  та  $N$  – маса та концентрація атомів газу;  $T_e$  та  $T_g$  – температури електронів та газу;  $\langle \sigma_m v \rangle$  – константа швидкості процесу передачі енергії, отримана усередненням за максвелівським розподілом перерізу обміну кутовим моментом електронів  $\sigma_m$  (momentum transfer cross-section) за швидкостями  $v$ . Нами виконана оцінка величини значень  $\langle \sigma_m v \rangle$  для різних значень температури електронів. З цією метою було використано перерізи обміну кутовим моментом  $\sigma_m$ , або ж (у випадку відсутності) перерізи пружного розсіювання  $\sigma_{el}$ , наведені в табл. 2. Тут також наведені фактори  $2m_e/M$  для кожного з атомів, що можуть входити в склад сумішей ЛПМ з домішками.

Таблиця 2  
Значення факторів для оцінки ефективності енергопередачі від електронів до атомів, причетних до ЛПМ з домішками металів

атом	M, в.о.	$2m_e/M$	Посилання	
			$\sigma_m$	$\sigma_{el}$
Ne	20,2	$5,433 \cdot 10^{-5}$	[13]	
Cu	63,5	$1,724 \cdot 10^{-5}$		[14]
Cs	13,9	$0,824 \cdot 10^{-5}$	[15]	
Ag	107,9	$1,016 \cdot 10^{-5}$	[16]	
Zn	65,4	$1,676 \cdot 10^{-5}$	[17]	

На рис. 9 зображено енергетичні залежності перерізів  $\sigma_m$  (у випадку відсутності – перерізів пружного розсіювання  $\sigma_{el}$ ) для атомів зазначених елементів). Якщо для неону характерним є полого зростання перерізу з максимумом  $\sim 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  при 40 еВ, то для усіх атомів металів характерним є перевищення перерізів на два порядки (понад  $100 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ), та, що помітно відрізняє від неону, наявність максимуму у області зовсім низьких енергій.

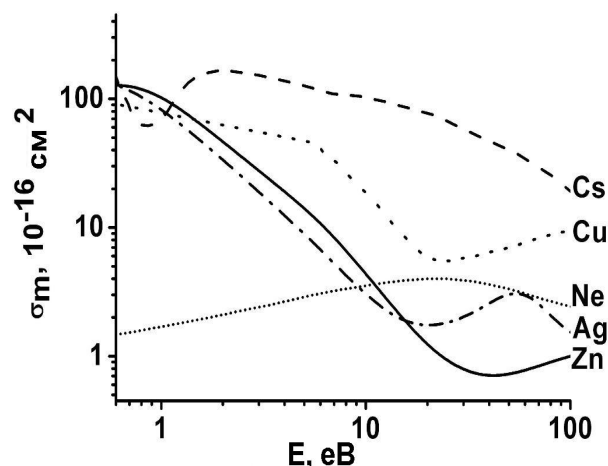


Рис. 9. Енергетичні залежності ефективних транспортних (пружних) перерізів розсіювання електронів на атомах неону, міді, цезію, срібла та цинку.

Обрахування параметра  $\langle \sigma_m v \rangle$  здійснено нами чисельним інтегруванням у наступний спосіб [18]:

$$\langle \sigma_m v \rangle = 0,59 \cdot 10^8 \int_0^{\infty} E^{1/2} \sigma_m f_{T_e} dE.$$

Це співвідношення адаптоване до оперування в одиницях вимірювання енергії електронів  $E$  в еВ та ефективного перерізу  $\sigma_m$  в  $\text{см}^2$ . Константу ж швидкості отримуємо в одиницях  $\text{см}^3/\text{с}$ . Функцію максвелівського розподілу  $f_{T_e}$  тут слід брати у виді

$$f_{T_e} = 2(E/\pi)^{1/2} (T_e)^{-3/2} \exp(-E/T_e), \quad (E \text{ та } T_e - \text{ в еВ; } f_{T_e} \text{ отримуємо в } (\text{еВ})^{-1}).$$

Результати обрахунків наведено в табл. 3 у вигляді обрахованих числових значень  $\frac{2m_e}{M} \langle \sigma_m v \rangle$ , які визначають

ефективність теплопередачі від електронів до різних атомів. Ці обрахунки виконано для температур електронів 3 еВ (оптимальна температура для лазера на парі міді протягом імпульсу збудження), 0.4 еВ (характерна для початкової стадії міжімпульсного періоду), 0.2 еВ (характерна для завершальної стадії міжімпульсного періоду). При інтегруванні враховано інтервал енергій електронів 0 – 100 еВ, який є цілком достатнім для обрахування з достатньою для нас точністю числових значень констант швидкості теплопередачі у пружних зіткненнях.

Таблиця 3

**Чисельні значення параметра**

$\frac{2m_e}{M} < \sigma_m v >$  для фіксованих значень температури електронів

атом	$\frac{2m_e}{M} < \sigma_m v >, \text{см}^3/\text{с}$		
	$T_e=3 \text{ eV}$	$T_e=0.4 \text{ eV}$	$T_e=0.2 \text{ eV}$
Ne	$1,79 \cdot 10^{-12}$	$3,49 \cdot 10^{-13}$	$1,95 \cdot 10^{-13}$
Cu	$9,01 \cdot 10^{-12}$	$4,44 \cdot 10^{-12}$	$2,76 \cdot 10^{-12}$
Cs	$1,26 \cdot 10^{-11}$	$6,90 \cdot 10^{-12}$	$5,53 \cdot 10^{-12}$
Ag	$2,19 \cdot 10^{-12}$	$4,53 \cdot 10^{-12}$	$3,91 \cdot 10^{-12}$
Zn	$4,66 \cdot 10^{-12}$	$6,84 \cdot 10^{-12}$	$4,67 \cdot 10^{-12}$

Отримані результати засвідчують, що при концентраціях атомів міді  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , домішок цезію  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , срібла та цинку  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , ефективність передачі енергії електронів атомам металів (кількість переданої теплової енергії) є сумірною із передачею енергії атомам буферного газу неону при концентрації  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Більше того, більш точна оцінка передачі енергії від електронів до газу вимагає ще і врахування кулонівських зіткнень електронів з іонами. При цьому у сумішах метал-інертний газ переважно іонізуються якраз атоми металів. Використаємо для оцінки частоти електрон-іонних зіткнень співвідношення, запозичене з [15]

$$v_{ei} = \frac{2,8N_e}{(1,16 \cdot 10^4 T_e)^{3/2}} \ln \frac{4 \cdot 10^6 T_e}{N_e^{1/3}}$$

Тут  $N_e$  повинно бути виражено в  $\text{см}^{-3}$ ,  $T_e$  в еВ, а  $v_{ei}$  буде отримане в  $\text{с}^{-1}$ . Для  $T_e = 0,5 \text{ eV}$ ,  $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  матимемо  $v_{ei} = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Далі, для  $T_e = 0.2 \text{ eV}$ ,  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  матимемо  $v_{ei} = 1,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Для  $T_e = 3 \text{ eV}$ ,  $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  матимемо  $v_{ei} = 1,25 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Порівняння із даними табл. 3 засвідчує, що теплопередача до іонів тієї ж величини, що й до атомів домішок.

Нарешті, опираючись на результати виконаних оцінок, можна заключити, що введення металевих домішок усіх трьох типів призводить до збільшення теплопередачі від електронів до парогазової суміші. У свою чергу, уся теплова енергія, зосереджена у буферному газі та атомах міді та домішках у вигляді енергії руху, завдяки теплопровідності у кінцевому випадку передається внутрішній стінці розрядної трубки. Через це вважатимемо, що її температура  $T_w$  зростатиме.

Отже, на нашу думку, при введенні в активне середовище домішкових атомів металів можна розраховувати на збільшення температури розрядної трубки. На нашу думку, тут можна спрогнозувати ситуації двох типів.

Коли лазер на парі міді працює в оптимальному режимі, введення додаткових домішкових атомів може спричинити тільки погіршення умов збудження генерації. Адже при цьому неодмінно спостерігатиметься зниження температури електронів протягом імпульсу струму, а отже й ефективності накопичування. Нарешті, коли температура електронів стане меншою порогового рівня, генерація припиниться. Слід зазначити, що у всіх відомих нам випадках збільшення концентрації домішок понад оптимальне значення завжди призводило до повного зриву генерації.

В той же час, як нам видається, за умов, коли температура розрядної трубки дещо менша оптимальної, введення атомів домішок спочатку дає позитивний ефект, оскільки призведе до підвищення  $T_w$ . Таке



підвищення обмежене досягненням температури понад оптимальну величину, а отже і супроводжується її затуханням.

На нашу думку, запропонований нами механізм впливу є достатньо універсальним і може навіть спричиняти до більш виразних наслідків, аніж ті, що зумовлені резонансними співпаданнями окремих енергетичних рівнів робочих атомів (мідь) та атомів-домішок.

Отримання прямих дослідних доказів щодо працездатності запропонованої моделі, вимагає проведення достатньо складних комплексних досліджень, причому для режимів роботи лазера на парі міді як в оптимальному, так і не в оптимальному (недогрітому) режимах. Плануємо їх проведення ближчим часом.

## Висновки

Не завжди переконливий характер дієвості механізмів впливу домішок атомів металів (енергетичних донорів, акцепторів та оптичного впливу) на вихідні характеристики ЛПМ, що ґрунтуються на резонансному обміні енергії між міддю та домішками, призвів до встановлення ймовірного універсального механізму дії таких домішок, який полягає в корекції теплофізичних характеристик лазера, з якими в свою чергу тісно пов'язана концентрація атомів міді, а, отже, і потужність генерації.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Karras T.W. US Patent # 3 381 107, (1974).
2. Voronyuk L.V. Auto-referat of Ph. D. Thesis, (Uzhhorod, 1988).
3. Petrash G.G. Proceedings of SPIE 4747, 193 (2001).
4. Oouchi K., Suzuki M., Fujii K. IEEE J. Quantum Electronics 27, 2473 (1991).
5. Riyves R.B., Kelman V.A., Zhmenyak Yu.V., Shpenik Yu.O., Ulusova S.P., Applied Physics B. Lasers and Optics 80, 865 (2005).
6. Fuji K., Uno K., Tawada F., Hishida T., Nishizawa M., Suzuki M., Oouchi K., Appl. Phys. Lett. 80, 1859 (2002).
7. Kelman V.A., Svitlichnyi E.A., Zhmenyak Y.V., Shpenik Y.O. Appl. Phys. B 94, 301 (2009).
8. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник (Энергоатомиздат, М., 1986).
9. Корлисс Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. Пер. с англ. (Мир, М., 1968).
10. Исаев А.А. Квантовая электроника 7, 599 (1980).
11. Ouchi K., Kato H., Yamamoto G., Takada N., Fujii K. Laser Original (Japan) 3, 227 (1997).
12. Carman R.J. J. Appl. Phys. 82, 71 (1997).
13. Zecca A., Karwasz G.P., Brusa R.S. Rivista del Nuovo Cimento 19, 24 (1996).
14. Msezane A.Z., Henry R.J.W. Phys. Rev. A 33, 1631 (1986.).
15. Zecca A., Karwasz G.P., Brusa R.S. Rivista del Nuovo Cimento 19, 68 (1996).
16. Toshich S.D., Kelemen V.I., Shevich D., Pejchev V., Filipovich D.M., Remeta E.Yu., Marinkovich B.P. Nucl. Instr. and Method B 267, 283 (2009).
17. Kelemen V., Dovhanych M., Remeta E. 4<sup>th</sup> Conf. on elementary processes in atomic systems (CEPAS), June 18-20, Book of Abstracts, (Cluj-Napoca, Romania, 2008), P. 76.
18. Webb C.E. Inst. Phys. Conf. Ser. no 29, 1 (1976).

Стаття надійшла до редакції 29.05.2011

E.A. Svitlichnyi, V.A. Kelman, Yu.V. Zhmenyak, Yu.O. Shpenik  
Institute of Electron Physics NAS Ukraine, 88017, Uzhhorod, Universitetska Str., 21

## **METALL ADMIXTURES INFLUENCE ON COPPER VAPOUR LASER CHARACTERISTICS**

The influence of zink atoms admixture on output characteristics of copper vapour laser was studied. Summarizing the action of various types of metal additives the assumption was advanced and proved consisting the common mechanism of their influence through the correction of laser thermal parameters.

**Key words:** copper vapout laser, metal additives, elastic scattering, wall temperature, copper vapour pressure.

Е.А. Светличный, В.А. Кельман, Ю.В. Жменяк, Ю.О. Шпеник  
Институт электронной физики НАН Украины  
88017, Ужгород, ул. Университетская, 21

## **ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ МЕТАЛЛОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ**

Изучено влияние примеси цинка на выходные характеристики лазера на парах меди. На основании обобщения действия различного типа примесей металлов выдвинуто и обосновано предположение о едином механизме влияния, который состоит в коррекции теплофизических параметров лазера.

**Ключевые слова:** лазер на парах меди, примеси металлов, упругие соударения, температура стенки, давление пара меди.