

КЕЛЬМАН ВОЛОДИМИР АНДРІЙОВИЧ

**ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В АКТИВНИХ СЕРЕДОВИЩАХ
ІМПУЛЬСНО-ПЕРІОДИЧНИХ ЛАЗЕРІВ НА
САМООБМЕЖЕНИХ ПЕРЕХОДАХ АТОМІВ
МІДІ ТА ВІСМУТУ**

01.04.04. – фізична електроніка

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

7/6 31. 657
Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Інституті електронної фізики
Національної Академії наук України

Офіційні опоненти:

доктор фізико-математичних наук, професор	Кравченко Вілен Йосипович
доктор фізико-математичних наук, професор	Кочелав Вячеслав Олександрович
доктор фізико-математичних наук	Коваленко Віталій Петрович

Провідна організація: Київський університет
ім. Тараса Шевченка

Захист відбудеться "26" січня 1995 р. на
засіданні спеціалізованої вченої ради Д 016.04.01
при Інституті фізики НАН України за адресою:
252022, Київ-22, проспект Науки, 46.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці
Інституту фізики НАН України.

Автореферат розісланий "25" грудня 1994 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради,
канд. фіз.-мат. наук

Іщук В.А.

ЛНБ ім. В. Стефани
АН України

ЛНБ України ім. В. Стефаника



00756207 (R)

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність роботи

Лазери на парах міді ($\lambda 510,6 + 578,2$ нм) та вісмуту ($\lambda 472,2$ нм) належать до числа лазерів на самообмежених переходах (СОП) - обширного класу газових лазерів, що привертаять свою увагу завдяки високим значенням середньої та пікової потужності генерації, коефіцієнту корисної дії (ККД) та багаточисельним сферам науково-технічних застосувань. Збудження генерації в лазерах цього типу відбувається на фронті імпульсу накачки (розряд, електронний пучок тощо) за рахунок переважного заселення резонансних рівнів порівняно з низьколежачими метастабільними станами. Зрив генерації настає, в першу чергу, внаслідок перерозподілу атомів робочої речовини між лазерними рівнями при вимушених переходах.

Лазер на парах міді (ЛПМ) є найкращим і найбільш вивченим з числа лазерів на СОП. І хоч внаслідок багаточисельних досліджень встановлено, що ЛПМ здатен забезпечити середню потужність генерації ~ кілька сотень Вт з 1 м погонної довжини лазера та ККД ~ 10 %, загальнодосяжні параметри генерації поступаються наведеним десь на порядок. Серед причин, що перешкоджають досягненню цих граничних параметрів генерації, є такі, що можна кваліфікувати, як принципового плану (в першу чергу неоднорідності в радіальному розподілі параметрів плазми, які є маловивченими), та як технічні (втрати енергії в комутаторі, вклад енергії збудження в плазму після закінчення генерації).

Лазер на парах вісмуту (ЛПВ) є представником протилежного полюсу в спектрі лазерів на СОП. Особливості ЛПВ є багатоманітні труднощі в збудженні генерації та ряд її цікавих властивостей (кільцеподібний характер плями генерації, наявність нижньої критичної частоти, вузький температурний інтервал існування генерації), що робить його справжньою фізичною загадкою. Це слід відмітити, що рівноважний пар вісмуту має атомно-димерний склад.

Отже актуальність даної роботи зумовлена необхідністю

- вивчення конкретних типів неоднорідностей, що реалізуються в лазерах на парах металів (на прикладі ЛПМ) та їхнього впливу на обмеження граничних характеристик генерації;

- вивчення механізму збудження генерації та особливостей фізичних процесів у системах із атомно-молекулярним складом пару ро-

бочої речовини (на прикладі ЛПВ).

Мета роботи полягала

- у виявленні та вивченні фізичних факторів фундаментального (але й технічного) плану, що перешкоджають досягненню граничних характеристик генерації в лазері на парах міді, в першу чергу пов'язаних із радіальними неоднорідностями плазми розряду;
- у встановленні та вивченні фізичних процесів, що обумовлюють особливості та механізм збудження генерації в лазері на парах вісмуту.

Наукова новизна роботи полягає в тому, що в ній уперше

- встановлено, що температура газу в ЛПМ зростає із збільшенням тиску буферного газу, що є наслідком збільшення неоднорідності розряду; провідним механізмом виносу енергії із ГРТ (газорозрядної трубки) при $L/D \leq 25$ (L - довжина, D - діаметр ГРТ) є конвекція;
- при значеннях тиску буферного газу > 10 кПа виявлено немотонний хід релаксації населеності метастабільних рівнів міді у міжімпульсному проміжку ЛПМ; встановлено, що на осі розряду в ЛПМ можливим є виникнення дефіциту атомів робочої речовини порівняно із рівноважним значенням; проаналізовано умови повного відновлення атомів міді;
- отримано генерацію у всьому об'ємі ГРТ в ЛПВ;
- обґрунтовано механізм дисоційного збудження димерів вісмуту електронним ударом для накачки газорозрядного ЛПВ;
- запропоновано та реалізовано фотодисоційний лазер на довжині хвилі 472,2 нм атомарного вісмуту із накачкою димерів вісмуту випромінюванням ексимерного ArF - лазера.

Практична цінність роботи

На основі результатів фундаментальних досліджень фізичних процесів в ЛПМ пропонуються рекомендації

- по використанню вимушеної конвекції для охолодження газу;
- по експлуатації ЛПМ в режимах, що забезпечують повне відновлення на осі ГРТ атомів робочої речовини.

Окрім того запропоновано

- метод вимірювання температури газу в лазерах із високим

рівнем потужності збудження, заснований на вимірюванні зміни тиску при короткотерміновому відключенні розряду;

- методику визначення концентрації атомів з часовим розділенням ~ 10 нс, діапазоном чутливості в чотири порядки, що об'єднує переваги вимірювання поглинання в центрі та крилах ліній поглинання;

- спосіб зменшення післяімпульсних втрат енергії в комутуючому тиратроні блоків живлення ЛПМ, що заключається в обмеженні післяімпульсної зворотної напруги на аноді тиратрона.

На захист виносяться

1. Результати вимірювань середньої температури газу в ЛПМ для буферних газів гелію, неону, аргону. Положення про те, що розподіл енерговкладу в активне середовище є неоднорідним, а ступінь неоднорідності зростає із збільшенням тиску буферного газу. Суттєвого зменшення обмежень на величину граничного енерговкладу в активне середовище лазера можна отримати за рахунок вимушеної конвекції.

2. Результати вимірювань та аналізу просторово-часової еволюції концентрації метастабільних станів міді в міжімпульсному проміжку ЛПМ. Положення про те, що в ЛПМ може мати місце дефіцит атомів міді по відношенню до його рівноважного значення, обумовлений недостатньою швидкістю дифузії атомів зі стінок ГРТ всередину її об'єму.

3. Результати досліджень характеристик імпульсної генерації в ЛПВ. Положення про те, що при малих тисках неону (< 6 мм рт.ст.) генерація виникає у всьому об'ємі ГРТ.

4. Аналіз стаціонарних радіальних профілів атомів та димерів вісмуту в ГРТ ЛПВ. Положення про те, що димери вісмуту при значенні фактора $fR^2/D(B1_2) > 100$ (f - частота імпульсів збудження, R - радіус ГРТ, D - коефіцієнт дифузії) переважно концентруються біля стінок ГРТ.

5. Положення про те, що провідним механізмом накачки верхнього лазерного рівня в імпульсно-періодичному газорозрядному ЛПВ є дисоційне збудження димерів вісмуту електронним ударом.

6. Реалізація фотодисоційного лазера на довжині хвилі $472,2$ нм атому вісмуту, заснованого на оптичній накачці димерів вісмуту ексимерним ArF - лазером.

7. Модифікація методу резонансного поглинання для вимірювання концентрації атомів з часовим розділенням ~ 10 нс та діапазоном чутливості в чотири порядки ($n\Gamma I \sim 10^{10} - 10^{14} \text{ см}^{-2}$, де n - концентрація атомів, Γ - сила осцилятора, I - довжина поглинання), що об'єднує переваги вимірювань в центрі та в крилах ліній поглинання.

8. Метод визначення середньої температури газу в лазерах з високим рівнем потужності накачки, що базується на вимірюванні зміни тиску газу в активному елементі лазера при короткотерміновому відключенні розряду.

9. Результати вивчення режимів роботи тиратронних комутаторів у блоках живлення лазерів на СОП. Положення про те, що найбільш критичним для тиратрона ТТІІ-1000/25 є обмеження на зворотну напругу. Метод зменшення післяімпульсних втрат енергії в комутувачому тиратроні за рахунок обмеження післяімпульсної напруги на його аноді.

Апробація роботи

Результати, отримані в роботі, були представлені та обговорювалися на VIII Міжнародній школі по когерентній оптиці (Братислава, 1987 р.), XIX та XX Міжнародних конференціях по явищам в іонізованих газах (Белград, 1989 р., Піза, 1991 р.), на XIV Міжнародній конференції по когерентній та нелінійній оптиці (Ленінград, 1991 р.), Міжнародній конференції "Фізика в Україні" (Київ, 1993 р.), Всесоюзній нараді "Інверсна населеність та генерація на переходах в атомах і молекулах" (Томськ, 1986 р.), III Всесоюзній конференції по фізиці газового розряду (Київ, 1986 р.), II Всесоюзному семінарі по фізичним процесам в газових ОКГ (Ужгород, 1978 р.), X Всесоюзній конференції по фізиці електронних та атомних зіткнень (Ужгород, 1988 р.), III Міжреспубліканському семінарі "Фізика швидкоплинних плазмових процесів" (Гродно, 1992 р.), Всесоюзних семінарах "Лазери на парах металів та їх застосування" (Новоросійськ, 1982, 1985, 1989 рр., Сочі, 1991 р.), пленарному засіданні Наукової ради НАН України з проблеми "Квантова електроніка" (Київ, 1991 р.), а також Київському міському семінарі по фізиці плазми (1994 р.).

Публікації

Основні результати дисертаційної роботи опубліковані в 30 друкованих працях, список котрих приведено в кінці автореферату.

Структура та обсяг роботи

Дисертація складається із вступу, шести глав, заключення, списку цитованої літератури, що містить 227 найменувань джерел. Перші три глави складають перший розділ, а наступні три - другий розділ. Повний обсяг роботи складає 250 сторінок і містить 76 рисунків та 5 таблиць.

Особистий внесок полягає в тому, що

- автором на основі аналізу літературних даних та обговорень в наукових колах виблена постановка мети роботи та її основних завдань;

- автором особисто обґрунтовані та реалізовані всі методики досліджень, в тому числі й нові, що виносяться на захист (методика визначення середньої температури газу та методика вимірювання концентрації атомів);

- автор на паритетних началах із співавторами брав участь у виконанні експериментів та чисельних розрахунків, їх обробці, обговоренні;

- автору належить паритетна, а в більшості випадків провідна роль у написанні статей та інших друкованих матеріалів; він особисто у більшості випадків виступав із доповідями на конференціях та інших наукових форумах;

- автором самостійно сформульовано положення, що виносяться на захист, та зроблено основні висновки роботи.

ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано важливість та актуальність проблеми, сформульовано мету та завдання роботи, наукову новизну та практичну цінність отриманих результатів, перераховано основні положення, що виносяться на захист, приведено інформацію про апробацію роботи, особистий внесок автора.

У першій главі дисертації коротко описані засоби і техніка,

що використовувалися для отримання та вивчення генерації в ЛІМ (активний елемент УЛ -101 з ГРТ діаметром 2 см, довжиною 50 см, схеми збудження поздовжнього імпульсно-періодичного розряду, реєстрації електричних параметрів розряду).

Значна увага приділена вивченню режимів роботи комутуючих тиратронів в блоках збудження лазерів на СОП. Експеримент показав, що із зменшенням тиску буферного газу амплітудні значення прямої і зворотної напруги на аноді тиратрону ТТІ1-1000/25 та швидкість наростання імпульсу струму збільшуються, а останні два параметри перевершують відповідні граничні значення. Це може приводити до значної нестабільності у роботі схеми збудження розряду, неконтрольованих пробоїв. Що стосується прямої напруги, то як правило, її амплітудне значення далеко від граничної величини. Якісний аналіз роботи схеми збудження показав, що її збільшення діаметра ГРТ та зменшення її довжини при сталій напрузі на випрямлячі приводять до виходу тиратрона за межі паспортних режимів по зворотній напрузі та крутизні фронту імпульсу.

Вивчено та проаналізовано втрати потужності в комутуючому тиратроні. Показано, що загальні втрати потужності, зростаючи із зменшенням буферного тиску та із збільшенням комутованої потужності, можуть перевершити 50 %. При середніх та великих тисках провідними є втрати в період провідності, а при малих - післяімпульсні. Для зменшення післяімпульсних втрат реалізовано схему регулювання із застосуванням додаткового тиратрона, що дозволило збільшити строк експлуатації комутуючого тиратрона в 4 - 5 разів.

У другій главі наведено результати досліджень температури газу в ЛІМ. Для вимірювання середньої температури газу $\bar{T}_Г$ запропоновано альтернативний до спектроскопічних метод, заснований на вимірюванні зменшення тиску газу в активному елементі при короткотерміновому ($\sim 1с$) відключенні у ньому розряду. Для розрахунку $\bar{T}_Г$ використовується співвідношення

$$\bar{T}_Г = T_{СТ} / [1 - (N_{II} \Delta p) / (N_{ГРТ} p)]. \quad (1)$$

Тут $T_{СТ}$ - температура стінки ГРТ (визначається пірометром); N_{II} - повне число атомів інертного буферного газу (визначається шляхом напуску відомої кількості газу із буферного об'єму); $N_{ГРТ}$

- число атомів у ГРТ при $T_{\Gamma} = T_{\text{ст}}$; p - тиск буферного газу; Δp - його зменшення при короткотерміновому відключенні.

Похибка результатів вимірювань оцінюється в $\pm 6\%$. Метод рекомендується для вимірювань середньої температури газу і в інших лазерах із високим рівнем потужності накачки.

Результати вимірювань T_{Γ} в ЛПМ залежно від роду (He, Ne, Ar) і тиску p буферного газу (5 - 50 кПа) та погонної потужності P_{Π} накачки (10 - 25 Вт/см) приведені на рис.1. Збільшення T_{Γ} із збільшенням атомної ваги буферного газу пов'язане із відповідним зменшенням теплопровідності. Проте, оскільки теплопровідність не залежить від густини, то виявлені нами вперше залежності T_{Γ} від тиску, були цілком неочікуваними.

Розраховано радіальні профілі та середня температура газу в ГРТ в наближенні, що вся потужність, вкладувана у розряд, йде на нагрів газу. Модельно враховано різні ступені контракції розряду ($R_p/R_{\text{ГРТ}} = 1; 0,5; 0,2$) та розподіли джерел тепла в межах зони енерговкладу ($\rho = \rho_{\Pi}, \rho_{\text{пар}}, \rho_{\text{тр}}$ - відповідно рівномірний, параболічний та трикутниковий). Порівняння даних експерименту та

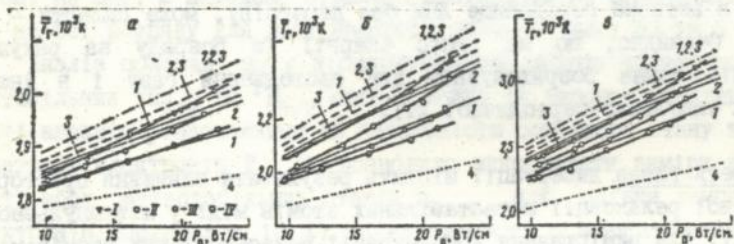


Рис.1. Середня температура газу в ЛПМ. Експеримент:
буферний газ а - гелій; б - неон; в - аргон.
Тиск буферного газу ∇ - 380(50), \circ - 228(30),
 \square - 76(10), \ominus - 38(5) мм рт.ст. (кПа).

Розрахунок:

суцільні криві - $R_p/R_{\text{ГРТ}} = 1$; пунктир - 0,7; штрих-пунктир - 0,2.

$\rho = \rho_{\Pi}$ (1), $\rho_{\text{пар}}$ (2), $\rho_{\text{тр}}$ (3).

4 - розрахунок для $\rho = \rho_{\Pi}$, $R_p/R_{\text{ГРТ}} = 1$ в припущенні, що на нагрів газу йде половина потужності, що вводиться в розряд.

розрахунків (рис.1) однозначно свідчить про те, що в ГРТ ЛПМ реалізується радіальний розподіл потужності збудження, ступінь неоднорідності котрого росте із збільшенням тиску. Що ж стосується вимірів для найменших тисків у неоні, то температура дещо нижча розрахункової. Проаналізовано виніс енергії із розряду зарядженими частинками, випромінюванням та конвекцією. Показано, що при найменших тисках у використаній ГРТ із розряду виноситься до половини потужності накачки, а найбільший виніс здійснюється через вимушену конвекцію. Із врахуванням виносу енергії з розряду слід вважати, що й при найменших тисках має місце неоднорідність розряду. Про це ж свідчать, як показано в роботі, й усі результати вимірів T_g спектроскопічними методами. Оскільки середня температура газу є межею релаксації температури електронів у міжімпульсному проміжку, то вона у значній мірі визначає заселеність нижніх робочих рівнів, а, отже, й характеристики імпульса генерації. Із врахуванням граничного значення температури газу на осі розряду ~ 4500 К - граничне значення питомої потужності накачки для ГРТ, що характеризуються параметром $L/D < 25$ (L - довжина, D - діаметр ГРТ), яку можна ввести в активне середовище ЛПМ без перегріву, може скласти ~ 60 Вт/см. Очевидно, що на виніс енергії із розряду за рахунок конвекції можна розраховувати для охолодження газу і в інших лазерах імпульсно-періодичної дії.

Третя глава дисертації містить результати вивчення просторово-часової релаксації метастабільних атомів міді у міжімпульсному проміжку. Для вимірювання концентрації метастабільних атомів міді застосована методика резонансного поглинання світла. Як джерело зонduючого випромінювання використано сторонній ЛПМ. Для обрахунку значень концентрації метастабільних атомів міді n_m за даними поглинання виконано розрахунок перерізів поглинання для обох ліній (510,6 та 578,2 нм), а також виміряні спектральні контури генерації зонduючого лазера. Значна увага приділялась контролю відсутності насичення поглинання. Верхня границя чутливості метода в умовах експерименту складала $1 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Похибка у визначенні n_m не перевищує ± 10 %.

Значна кількість результатів отримана в умовах збудження генерації, близьких до оптимальних з точки зору середньої потуж-

ності генерації (буферний газ неон; тиск неону $p_{\text{Ne}} \sim 5$ кПа; накопичувальна ємність $C_{\text{H}} = 3300$ пФ; частота імпульсів $f = 8$ кГц). В той же час найбільшу увагу приділено вивченню впливу на характер релаксації n_{M} роду (He, Ne, Ar), тиску (5 - 50 кПа) буферного газу, температури внутрішньої стінки (1400 - 1565 °C), величини накопичувальної ємності (2200 та 3300 пФ) та напруги на випрямлячі (1 - 6 кВ). Для отримання радіальних профілів n_{M} вимірювання виконані на осі розряду і на відстанях 3 та 6 мм від осі.

Якісна картина релаксації $n_{\text{M}}(t)$ у різних буферних газах виявилася в цілому схожою. При низькому тиску спад концентрації монотонний, а при $p > 10$ кПа часова поведінка $n_{\text{M}}(t)$, як правило, є складнішою. Після початкового швидкого спаду, що триває у гелії менше 1 мкс, в неоні 1 - 2 мкс, а в аргоні 2 - 3 мкс, спостерігається, як було вперше встановлено, зростання населеності з максимумом в області 0,8 - 1, 5 - 6 та 14 - 20 мкс відповідно для гелію, неону та аргону. Відмінність характерних часів зміни $n_{\text{M}}(t)$ визвана, очевидно, різницею в факторі $\delta = 2m_{\text{e}}/M$ (m_{e} та M - відповідно маси електрона та атома буферного газу), що визначає ефективність охолодження електронів у пружних зіткненнях із буферним газом. На рис. 2 наведено отримані результати по релаксації в неоні на осі розряду для двох полярних значень тиску 50 та 5 кПа.

Аналіз показав, що у післяімпульсний період населеності метастабільних ${}^2\text{D}_{3/2}$ та ${}^2\text{D}_{5/2}$ станів можна із високою ступенню точності вважати рівноважними із населеністю основного стану та температурою електронів T_{e} . Це дозволило використати виміри населеності обох метастабільних станів $n_{\text{M}1,2}$ для оцінки температури електронів (похибка ± 10 %) та населеності основного стану (похибка доходить до ${}^{+100}_{-50}$ %). На рис. 2 наведено приклад визначення T_{e} та n_{o} за вимірами $n_{\text{M}1,2}(t)$. Видно, що одразу після імпульсу збудження має місце швидке падіння T_{e} , а через 5 - 6 мкс - спостерігається повільна зміна. Така поведінка T_{e} є у значній мірі очікуваною. Часовий хід $n_{\text{o}}(t)$ свідчить про практично повне спустошення основного рівня у імпульсі збудження. Відновлення атомів міді у міжімпульсному проміжку при $p = 50$ кПа відбувається переважно за рахунок об'ємної рекомбінації іонів з електронами. Причому, як видно, найбільш потужний рекомбінаційний потік спостерігається на стадії швидкого охолодження електронів. Що стосується немонотонного ходу $n_{\text{M}}(t)$, зрозуміло, що кінетика релаксації

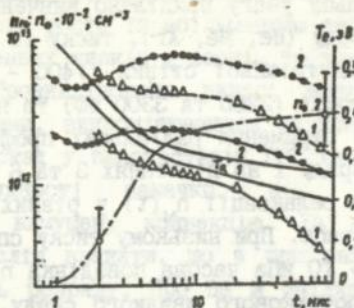


Рис.2. Релаксація $2D_{3/2,5/2}$ станів (суцільні криві та пунктир відповідно) атомів міді на осі ГРТ та розраховані значення T_e, n_0 для 1 - $P_{Ne}=10(76)$ кПа (мм рт.ст.), $T_{ст}=1753$ К; 2 - $P_{Ne}=50(380)$ кПа (мм рт.ст.), $T_{ст}=1793$ К.

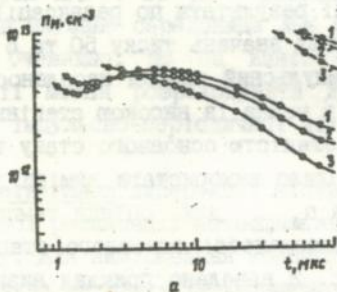
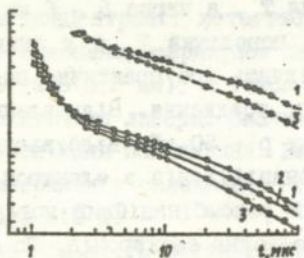


Рис.3. Те ж , що й на рис.2 при зміщенні від осі на 0(1), 3(2), 6(3) мм.



а - $P_{Ne}=50(380)$ кПа (мм. рт.ст.), $T_{ст}=1838$ К, $P_B=1,82$ кВт.

б - $P_{Ne}=5(38)$ кПа (мм рт.ст.), $T_{ст}=1753$ К, $P_B=2,03$ кВт.

метастабілів визначається процесами, що контролюють релаксацію температури електронів та відновлення атомів міді в основному стані при практично повній їх іонізації за імпульс збудження.

Значна увага приділена вивченню радіальних розподілів метастабільних станів. Часові залежності $n_{m1,2}(t)$ для двох полярних значень тисків 5 та 50 кПа та різних відстаней від осі наведені на рис.3. Звертає на себе увагу те, що ці залежності перетинаються, означаючи, що радіальні профілі метастабілів, які можна отримати із них (рис. 4), із часом трансформуються. Для післяімпульсних профілів характерним є більша населеність біля стінок ГРТ, а для передімпульсних - на осі.

Використовуючи радіальні профілі $n_{m1,2}(t)$, були обчислені радіальні передімпульсні профілі температури електронів та концентрації атомів міді в основному стані (рис. 5, $p_{Ne} = 50$ кПа).

Видно, що температура електронів є неоднорідною із максимумом на осі, а концентрація атомів на осі значно менша від рівноважної. При тиску ж 5 кПа температура електронів однакова по всьому перерізу ГРТ, а концентрація атомів в основному стані відповідає рівноважному значенню. З єдиної точки зору післяімпульсні радіальні профілі метастабільних атомів обумовлені тим, що на протязі імпульсу струму атоми міді на осі практично повністю іонізуються, а отже і їх концентрація на осі є меншою, ніж біля стінки. В свою чергу, це є наслідком нерівномірності енерговкладу у розряд. Передімпульсні ж профілі є трансформованими через велику нерівномірність в T_e , яка перекидає дефіцит атомів в основному стані.

Результати вимірювань свідчать про те, що при великих тисках відновлення атомів міді на осі розряду відбувається не в повній мірі. При чисельному аналізі процесу відновлення за рахунок об'ємної рекомбінації іонів та дифузії атомів міді зі стінок ГРТ всередину об'єму ГРТ встановлено, що дифузія відіграє суттєву роль у швидкості відновлення навіть при високому тиску буферного газу. Введено поняття критичної частоти (для заданого діаметра ГРТ), перевищення якої при заданому тиску веде до встановлення стаціонарної передімпульсної концентрації із дефіцитом n_0 . Це явище при середніх та високих тисках є реальним фактором обмеження потужності генерації в лазерах на парах металів.

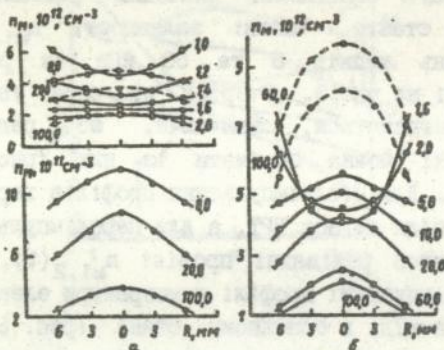


Рис.4. Радіальні профілі концентрації метастабільних ${}^2D_{3/2}$ (суцільні криві) та ${}^2D_{5/2}$ (пунктир) станів атомів міді при $P_{Ne} = 5(38)$ (а) та $50(380)$ (б) кПа (мм рт.ст.). Числа біля кривих відповідають моментам часу після закінчення імпульсу струму в мкс.

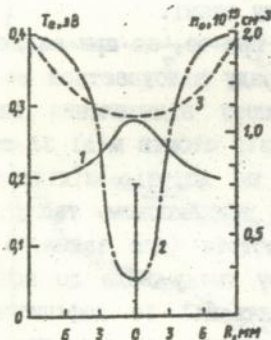


Рис.5. Передімпульсні радіальні профілі температури електронів (1) та концентрації атомів міді в основному стані (2) при $P_{Ne} = 50(380)$ кПа (мм рт.ст.), $T_{ст} = 1838$ К. 3 - рівноважний профіль концентрації атомів міді.

У четвертій главі дисертації для оцінки перспективності та з метою визначення граничних характеристик генерації у парі вісмуту на СОП із довжиною хвилі 472,2 нм розв'язана система кінетичних рівнянь, що описує кінетику збудження та іонізації атомів вісмуту в режимі моноімпульсу при ступінчатому включенні в момент часу $t_0=0$ зовнішнього поля, яке забезпечує температуру електронів T_e . Для отримання потужності генерації P (в числі індукованих переходів за одиницю часу в одиниці об'єму), що виникає в момент t_1 і триває протягом інтервалу $\tau=t_2-t_1$, система доповнювалася додатковим членом для P та рівнянням, яке означає вирівнювання населеностей верхнього та нижнього робочих рівнів для лазерного переходу під час тривання імпульсу генерації із точністю до статваг (наближення насиченої потужності). Вжито спрощену шестирівневу схему атомів вісмуту, що включає основний, два низьколежачі метастабільні, резонансний, блок високозбуджених та іонізований стани. Необхідні для розрахунків константи електронного збудження, дезбудження та іонізації розраховувалися, а, також, у випадку наявності експериментальних даних, найбільш надійні із них підбиралися в результаті критичного аналізу.

Результат розрахунку для $T_e=3$ еВ та початкових умов, що відповідають $t=0$, наведений на рис.6. Отримані дані були використані для підрахунку питомого енергозйому A , коефіцієнту корисної дії η , граничної температури газу та граничної населеності нижнього робочого рівня. Деякі результати таких обчислень наведені на рис.7. Видно, що лазер на парах вісмуту може забезпечити питомий енергозйом ~ 5 мкДж/см³ при $\eta = 1\%$.

Як узагальнення результатів чисельного моделювання процесів в імпульсі збудження ЛПВ було усвідомлено, що при забезпеченні належних умов накачки можна очікувати ефективної генерації на самообмеженому переході 472,2 нм, граничні характеристики якої поступаються ЛПМ лише в кілька разів. Було зроблено висновок про перспективність лазерної системи на парах вісмуту і доцільність експериментальної оптимізації ЛПВ та детального вивчення фізичних процесів, що мають місце в активному середовищі, на основі діагностичних та розрахункових досліджень.

П'ята глава дисертації містить результати експериментального вивчення особливостей лазерної генерації у парі вісмуту та релаксації метастабільного стану атомів вісмуту в міжімпульсному

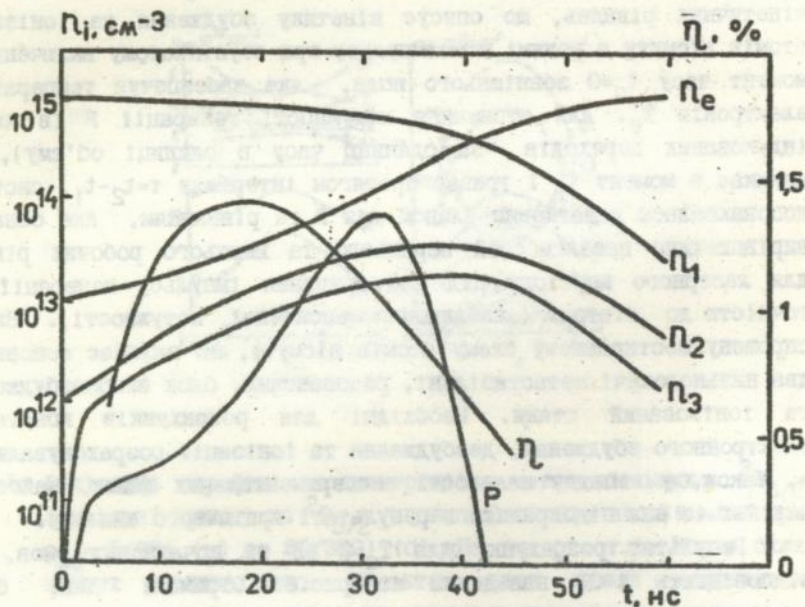


Рис.6. Кінетика збудження, іонізації та імпульсної генерації на атомі вісмуту (472,2 нм) при $T_e=3$ еВ.

n_e , n_1 , n_2 , n_3 - концентрації електронів та атомів вісмуту в основному, метастабільному та резонансному станах.

проміжку.

Для отримання та вивчення генерації використано активні елементи із плавленого кварцу з ГРТ довжиною 40 - 50 см, діаметром 6 - 12 мм. Для досягнення робочої температури застосовуються зовнішня піч та тепло, що виділяється при саморозігріві. Збудження імпульсно-періодичного розряду здійснюється з допомогою схеми з повним розрядом накопичувальної ємності (220 - 470 пФ) через ГРТ та тиратрон.

Вже в перших дослідах було отримано якісно новий результат,

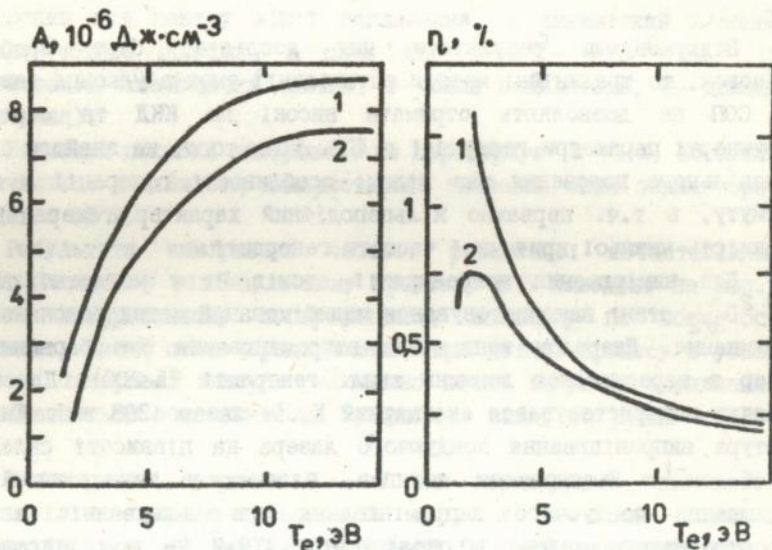


Рис.7. Залежності питомого енергозйому A та ККД η від температури електронів T_e ; $n_e^0=10^{13}$, $n_1^0=10^{15}$, $n_2^0=10^{11}$ (1) та 10^{13} (2) см^{-3} .

n_e , n_1 , n_2 - концентрації електронів та атомів вісмуту в основному і метастабільному станах відповідно.

який полягає в тому, що при малих тисках неону (< 6 мм рт.ст.) генерація збуджується в усьому об'ємі ГРТ. Є очевидним, що відповідальним за це є більш висока температура електронів в розряді порівняно із піонерськими роботами по ЛІВ Петраша Г.Г. із співробітниками.

В роботі викладені результати вивчення залежностей потужності генерації та радіальних розподілів густини потужності генерації в залежності від температури стінки ГРТ, тиску неону, напруги на вимпрямлячі, частоти повторення імпульсів збудження. Ці дослідження дозволили у певній мірі оптимізувати умови збудження генерації у парі вісмут із довжиною хвилі 472,2 нм, проте, однак, середня потужність генерації для $S=470$ нФ та ГРТ

діаметром 6 мм досягала 10 мВт, а для ГРТ діаметром 10,5 мм - 12 мВт.

Підсумовуючи результати цих дослідів, було зроблено висновок, що традиційні методи оптимізації умов збудження лазерів на СОП не дозволяють отримати високі по ККД та середній потужності параметри генерації в ЛПВ. Крім того, не знайшли свого задовільного пояснення вже відомі особливості генерації у парі вісмуту, в т.ч. переважно кільцеподібний характер генерації та наявність нижньої критичної частоти генерації.

Для вимірювання концентрації атомів Ві у метастабільному $6p^3 \text{ } ^2D_{3/2}$ стані використовувався модифікований метод резонансного поглинання. Джерелом зонduючого випромінювання був барвниковий лазер з перестройков довжини хвилі генерації FL-2001. Для його накачки використовувався ексимерний ХеСl- лазер (308 нм). Ширина контура випромінювання зонduючого лазера на піввисоті складала $0,165 \text{ см}^{-1}$. Експеримент полягав, власне, у запису спектрів поглинання зонduючого випромінювання при скануванні частоти перестроюваного лазера в околі лінії 472,2 нм при фіксованій затримці по відношенню до моменту завершення імпульсу збудження в ЛПВ. Всього було зареєстровано чотири сімейства таких спектрів, що відповідають тискам неона 9 та 150 мм рт. ст. і проходженню зонduючого випромінювання вздовж осі та біля стінки ГРТ (умовно позначені як a_9 , a_{150} та w_9 , w_{150}).

Для визначення концентрації за допомогою вимірюних спектрів поглинання був виконаний чисельний розрахунок поглинання зонduючого випромінювання метастабільними атомами вісмуту з урахуванням надтонкої структури лінії 472,2 нм та уширення компонент надтонкої структури. Відмітимо, що в природі існує єдиний ізотоп вісмуту із значенням ядерного моменту 9/2, що обумовлює значне розщеплення рівнів.

На рис.8 представлений розрахунковий спектр поглинання для кількох значень n_m . Виявилось, що використаний нами варіант методу резонансного поглинання має великий діапазон роботоздатності по концентрації метастабільних атомів вісмуту від $2 \cdot 10^{11}$ до $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для заданої довжини ГРТ. При порівнянні розрахункових та вимірюних спектрів ототожнюваними параметрами є не тільки величина окремих "провалів", але й деталі форми, в т. ч. й ширини структурних елементів спектрів. У цілому ця розробка

є цінним прикладним аспектом роботи. Спосіб не вимагає точної відстройки від центру лінії поглинання, а динамічний діапазон складає чотири порядки, а саме $nfl \sim 4 \cdot 10^{10} - 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (n -концентрація поглинаючих часток, f - сила осцилятора, l - довжина поглинання).

Відносна похибка вимірювань не перевершує $\pm 10 \%$, абсолютна визначається надійністю використаного значення сили осцилятора і складає $\pm 30 \%$.

Результати вимірювань часової релаксації метастабільних атомів вісмуту у міксіпульсному проміжку ЛПВ наведені на рис.9. Завдяки використаному логарифмічному масштабу по обом осям координат, маємо повне представлення про деталі процесу в усьому часовому інтервалі вимірів (особливо після імпульсу збудження), що визначається обмеженням по чутливості знизу на рівні $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В інтервалі затримок 0 - 8 мкс характерний "час життя" метастабільів складає всього 2 мкс, а в більш пізньому післясвіченні - 20 мкс. В інтервалі 0 - 10 мкс наші виміри виконані вперше, а після 10 мкс узгоджуються з даними Петраша Г.Г. із співавторами.

Головні висновки, що слідує із аналізу результатів, полягають в наступному. По-перше, передімпульсна концентрація

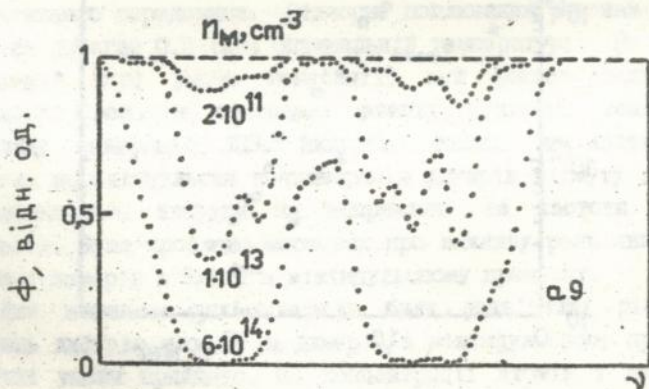


Рис.8. Розраховані спектри поглинання для умов експерименту a9 та значень n_M , позначених чисельно.

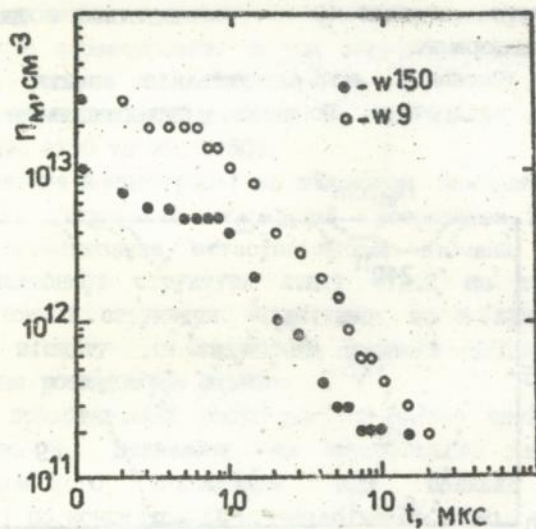
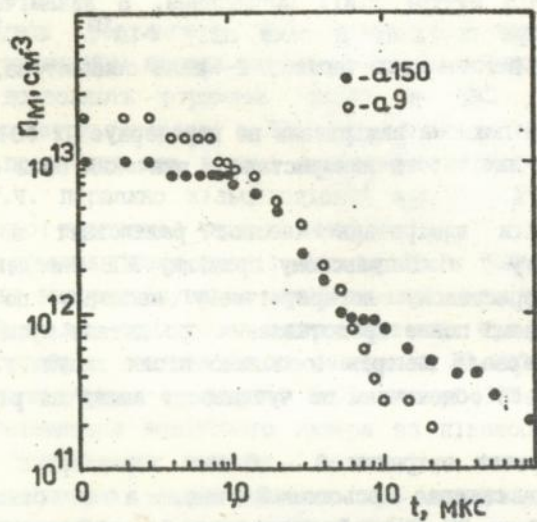


Рис.9. Експериментальні залежності ρ_M від часу затримки t (логіримічний масштаб вдовж обох осей координат).

метастабільних атомів вісмуту ($\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ і менше) не є ні в найменшій степені перешкодою для збудження генерації в усьому об'ємі ГРТ. По-друге, результати вимірів n_m при тискові 150 мм рт. ст. свідчать про наявність радіального градієнту параметрів плазми в ЛПВ.

Шоста глава дисертації присвячена вивченню ролі димерів вісмуту в активному середовищі ЛПВ. Річ у тім, що, як свідчать літературні джерела та як слідує із оцінок по формулі, що визначає дисоційну рівновагу, у рівноважному парі вісмуту концентрація димерів складає біля 50 % від загальної концентрації частинок вісмуту у всьому інтервалі робочих температур ВІ - лазера від 780 до 880 °С. І хоч наявність димерів бралася до уваги в попередніх роботах і навіть приймалися міри по перегріву активного середовища з тим, щоб забезпечити їх практично повну дисоціацію, це не вплинуло на загальні закономірності в характеристиках генерації.

Нами було встановлено, що хоч димери вісмуту не випромінюють в області 200 - 600 нм із розрядної зони ЛПВ, проте у поглинанні спостерігаються Х - D (260 - 290 нм) та Х - С (290 - 360 нм) полоси. Що стосується поглинання випромінювання з резонансних рівнів, то було показано, що при робочій температурі димери вісмуту помітно не поглинають лінію генерації 472,2 нм за один прохід активного середовища. Відносно поглинання резонансної лінії 306,8 нм досягає 0,5 (при оптимальній температурі). Не погіршуючи в значній мірі умови генерації, цей фактор водночас грає вирішальну роль в обмеженні зверху вузького температурного інтервалу генерації ЛПВ. Виявлено також, що інтегральна по перерізу передімпульсна концентрація димерів вісмуту зменшується із збільшенням напруги на випрямлячі та частоти повторення імпульсів. Було зроблено висновок про важливу роль явищ переносу атомів і димерів вісмуту в мікімпульсному проміжку.

Для вивчення цих процесів були розв'язані рівняння, що описують дифузію атомів та димерів в мікімпульсному проміжку. За граничні умови прийнято, що концентрації атомів і димерів біля стінок ГРТ відповідають рівноважним значенням, а в початкових умовах модельно враховано збіднення концентрації атомів і димерів вісмуту за рахунок відповідно іонізації (фактор $\beta(r)$) та

дисоціації (фактор $\gamma(r)$). Розрахунки показали, що в результаті дії послідовності імпульсів збудження в ГРТ встановлюються не залежні від номера імпульсу стаціонарні радіальні профілі розподілів атомів і димерів вісмуту. Виявилось, що стаціонарний профіль концентрації димерів вісмуту визначається значенням факторів $\gamma(r)$, $\beta(r)$, а також частотного фактора $\Omega = \hbar n^2 / D(Bi_2)$ ($D(Bi_2)$ - коефіцієнт дифузії димерів вісмуту в неоні). На рис.10 приведені радіальні стаціонарні профілі відносної концентрації атомів N і димерів M вісмуту для різних значень β, γ, Ω . Видно, що концентрація димерів в центральній частині ГРТ зменшується із збільшенням факторів γ та Ω . Причому для великих значень Ω на осі M складає всього $10^{-3} - 10^{-4}$. Фізична причина великого дефіциту молекул на осі полягає в малій величині коефіцієнта дифузії молекул вісмуту.

Радіальні профілі атомів вісмуту N не відхиляються надмірно від рівноважного значення. Тим не менш, із зміщенням зони дисоціації молекул до периферії, у розподілі атомів також спостерігається збіднення населеності у приосьовій зоні.

Відмітимо, що встановлення стаціонарних профілів N та M відбувається в результаті дії всього кількя імпульсів, кількість яких, як правило, не перевищує $j=10$, зростаючи із збільшенням Ω .

Аналіз отриманих профілів N та M в лазері на парах вісмуту, а також основних закономірностей у розподілі густини потужності генерації закономірно приводить до думки про те, що генерація має місце у тих зонах ГРТ, де переважно концентруються димери вісмуту.

У зв'язку із встановленим нами співпадінням областей концентрації димерів та генерації в ЛПВ з імпульсно-періодичним розрядом, можна зробити висновок, що відповідальними за виникнення генерації являються процеси за участю димерів вісмуту. Причому у плазмі низького тиску такими швидкими процесами, котрі забезпечували б появу імпульсу генерації на протязі короткого імпульсу збудження, можуть бути лише фото-, або ж електронні процеси. Зрозуміло, що це процеси дисоційного збудження димерів. Причому в результаті дисоціації один з атомів повинен утворюватися в резонансному $7s^4P_{1/2}$ - стані. Що ж стосується другого атому, то він не повинен бути у метастабільному стані.

Аналізуючи схему термів молекули Bi_2 , приходимо до висновку,

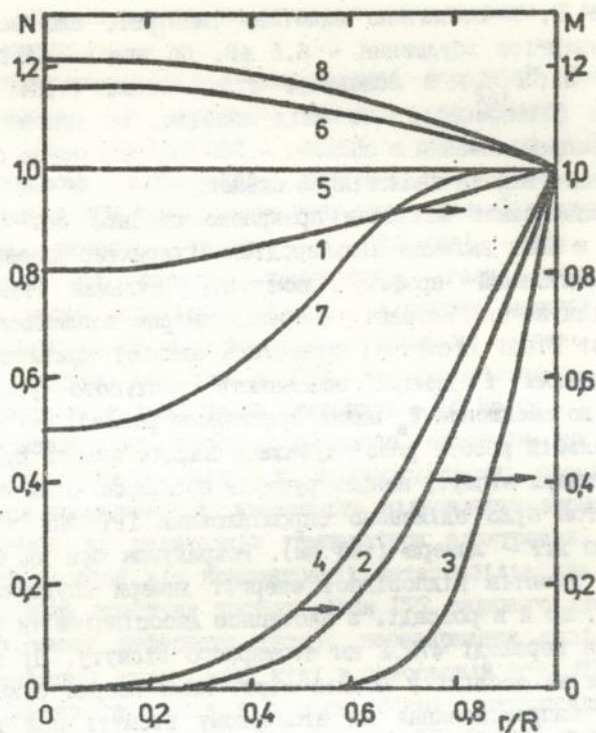


Рис.10. Радіальні стаціонарні профілі відносних концентрацій молекул M(1-4) та атомів N(5-8) вісмуту, розрахованих для

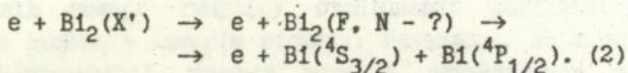
$$\beta=0,2; \gamma=0,5; \Omega=4 \quad (1,5).$$

$$\beta=0,2; \gamma=0,5; \Omega=33 \quad (2,6).$$

$$\beta=0,2; \gamma=0,5; \Omega=109 \quad (3,7).$$

$$\beta=0,2(1-r^2/R^2); \gamma=0,5(1-r^2/R^2); \Omega=33 \quad (4,8).$$

що накачка верхнього рівня проходить переважно по схемі



Через F, N позначено найбільш імовірні, але мало вивчені стани з енергією збудження $\sim 6,5$ еВ. Це значно більше енергії збудження $\text{Bi}(^4\text{P}_{1/2})$ з основного стану атома (4,04 еВ). Що ж стосується фотопроцесів, то слід сказати, що плазма ЛПВ не є джерелом випромінювання в області ~ 200 нм, яке могло б приводити до дисоціації Bi_2 за аналогічною схемою.

Запропонований механізм прекрасно пояснює всі особливості генерації в ЛПВ, включно кільцеподібний характер плями генерації (через радіальний профіль димерів), вузький температурний інтервал існування генерації (через надмірне поглинання димерами резонансної лінії вісмуту), наявність нижньої критичної частоти (із зменшенням f димери заповнюють поступово увесь ГРТ, що приводить до зменшення T_e нижче критичного рівня).

У подальшій роботі розв'язувалася задача знайти прямий доказ того, що димери вісмуту концентруються переважно біля стінок ГРТ. З цією метою було здійснено опромінювання ГРТ ЛПВ з допомогою ексимерного ArF - лазера (193 нм). Розрахунок був на те, що при поглинанні квантів відповідної енергії димери збуджуються у ті самі стани, що й в розряді, з наступною дисоціацією та утворенням інверсії на переході 472,2 нм атомарного вісмуту. Ці очікування справдилися на досліді у повній мірі. Нами вперше було отримане когерентне випромінювання на атомарному вісмуті при дисоційній накачці димерів ArF - лазером. У випадку ж дії накачки на ГРТ із включеним розрядом без резонатора, когерентне випромінювання виникало лише біля стінки ГРТ. У цьому ж факті ми вбачаємо ще й додаткову вказівку на користь запропонованого механізму накачки Bi - лазера в розряді, маючи на увазі відомий прямий зв'язок між ефективністю фото- та електронного збудження.

Що стосується власне Bi_2^*/Bi - лазера, було встановлено, що температурний інтервал суперлімінесценції відповідає розрядному. При цьому у стовпі пару поглинається 85 - 99 % потужності випромінювання накачки. Застосування резонатора не приводило до збільшення потужності генерації. Енергія імпульсу не перевищувала

кілька мкДж, тобто ККД конверсії випромінювання становить $\sim 0,1\%$.

У заключенні до дисертації сформульовано основні результати роботи, що стосуються фізичних процесів в активних середовищах лазерів на СОП з атомарним та атомарно-молекулярним складом пари робочої речовини.

1. Запропоновано метод вимірювання середньої температури газу у лазерах з високою питомою потужністю накачки, заснований на вимірюванні зміни тиску в ГРТ при короткотерміновому відключенні розряду. Встановлено, що в саморозігрівному ЛПМ температура газу визначається неоднорідністю розряду та виносом енергії з розрядної зони. Ступінь неоднорідності та середня температура газу зростають із збільшенням тиску. Провідним механізмом виносу енергії в ГРТ з параметром $L/D < 25$ є конвекція. Граничний рівень погонної потужності накачки для ЛПМ з ГРТ, що задовільняють вказаній умові, для буферного газу неону становить ~ 60 Вт/см.

2. Показано, що просторово-часова еволюція концентрації метастабільних атомів міді в міжімпульсному проміжку ЛПМ контролюється процесами, що визначають відновлення атомів міді в основному стані та релаксацію температури електронів. Виявлено немонотонний часовий хід концентрації метастабільів для $p_{Ne} > 10$ кПа. Встановлена критична частота (для ГРТ заданого діаметра та фіксованого тиску буферного газу), перевернення якої веде до утворення дефіциту атомів міді міді в присосовій зоні ЛПМ.

3. Отримана генерація у всьому об'ємі газорозрядного ЛПВ. Показано, що реальні параметри генерації ЛПВ значно поступаються розрахованим у наближенні насиченої потужності.

4. Встановлено, що в ГРТ газорозрядного ЛПВ формуються стаціонарні радіальні передімпульсні профілі атомів та димерів вісмуту. Для значення фактора $\Omega = \Gamma R^2/D > 100$ (D - коефіцієнт дифузії димерів вісмуту в неоні) димери концентруються на периферії ГРТ.

5. Запропоновано та обгрунтовано механізм накачки газорозрядного ЛПВ переважно за рахунок дисоційного збудження димерів вісмуту електронним ударом. В рамках цього механізму пояснено особливості генерації ЛПВ.

6. Отримано когерентне випромінювання на СОП атома вісмуту з довжиною хвилі 472,2 нм при фотодисоційній накачці димерів вісмуту випромінюванням AgF - лазера (193 нм).

7. Запропоновано модифікацію методу резонансного поглинання для вимірювання концентрації атомів із часовим розділенням ~ 10 нс та діапазоном чутливості в чотири порядки - $nfl \sim 10^{10}-10^{14}$ $см^{-2}$ (n - концентрація атомів, f - сила осцилятора l - довжина поглинання). Із застосуванням цієї методики виявлена радіальна неоднорідність метастабілів вісмуту, яка є наслідком радіальної неоднорідності у розподілі атомів та димерів вісмуту.

8. Показано, що комутуючий тиратрон ТТІ1-1000/25 у блоках збудження лазерів на СОП працює в режимах, що характеризуються переверненням граничних для нього значень крутизни фронту імпульсу струму та зворотної напруги при малих тисках буферного газу. Провідними втратами потужності в тиратроні є втрати в період провідності (великий тиск буферного газу в ГРТ) та післяімпульсні (малий тиск). Для зменшення післяімпульсних втрат та збільшення строку експлуатації комутуючого тиратрона запропоновано схему обмеження зворотної напруги.

Список публікацій автора з теми дисертації

1. Вороник Л.В., Кельман В.А., Коноплев А.Н., Опачко И.И. Исследование импульсной генерации на смеси паров меди и свинца. Тезисы докладов II Всесоюзного семинара по физическим процессам в газовых ОКГ. Ужгород. 1978. С.177 - 178.
2. Фучко В.Ю., Кельман В.А., Запесочный И.П. Кветта с полым катодом для импульсных лазеров на парах металлов и их химических соединений// Приборы и техника эксперимента. 1983. №5, С.189 - 190.
3. Кельман В.А., Климовский И.И., Коноплев А.Н., Опачко И.И., Фучко В.Ю., Запесочный И.П. К вопросу о температуре газа в лазере на парах меди// Теплофизика высоких температур. 1984. Т.22, №1, С.168 - 170.
4. Кельман В.А., Климовский И.И., Коноплев А.Н., Опачко И.И., Фучко В.Ю. Релаксация метастабильного $4s^2 \ ^2D_{5/2}$ уровня атома меди в послесвечении импульсного резряда в лазере на парах

- меди// Квантовая электроника. 1984. Т. II, NII, С. 2191 - 2196.
5. Кельман В.А., Климовский И.И., Фучко В.Ю., Запесочный И.П. Исследование особенностей работы тиратрона в цепи возбуждения лазера на парах меди. Препринт КИАИ - 85 - 16. Киев. 1985.
 6. Фучко В.Ю., Кельман В.А., Климовский И.И. Режимы работы коммутирующего тиратрона в лазере на парах меди. Научно-технический сборник "Метрологическое обеспечение производства и контрольно-измерительная техника". Ужгород. 1986. С. 84 - 89.
 7. Кельман В.А., Климовский И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю. Механизмы, определяющие заселенность метастабильных уровней CuI в импульсно-периодических лазерах на парах меди. Тезисы докладов Всесоюзного совещания "Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах". Томск. 1986. С. 133 - 134.
 8. Запесочный И.П., Кельман В.А., Климовский И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю. Влияние неоднородностей параметров импульсно-периодического высоковольтного разряда в смесях паров меди с инертными газами на кинетику релаксации метастабильных атомов меди. Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по физике газового разряда. Киев. 1986. Часть I, С. 98 - 100.
 9. Запесочный И.П., Кельман В.А., Шпеник Ю.О. Численный расчет предельных характеристик лазера на парах висмута методом насыщенной мощности. В сб. "Элементарные процессы при столкновении атомных и молекулярных частиц". Чебоксары. 1987. С. 71 - 76.
 10. Вохмин П.А., Запесочный И.П., Кельман В.А., Шпеник Ю.О. Исследование импульсной генерации на самоограниченном переходе $472,2$ нм атома висмута при малых давлениях буферного газа// Квантовая электроника. 1987. Т. 14, N8, С. 1655 - 1657.
 11. Батенин В.М., Запесочный И.П., Кельман В.А., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю. Радиальные неоднородности параметров плазмы в межимпульсный период саморазогревного лазера на парах меди. Препринт ИВТАН N5 - 210. Москва. 1987.

12. Kel'man V.A., Zapesochny I.P., Shpenik Yu.O. Laser generation in bismuth vapour. Proceedings of the eighth International School of Coherent Optics. Bratislava. 1987. P.415 - 418.
13. Кельман В.А., Климовский И.И., Фучко В.Ю. Элементарные процессы, приводящие к дефициту атомов рабочего вещества в лазере на парах меди. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений. Ужгород. 1988. Часть 2, С.198.
14. Кельман В.А., Шпеник Ю.О. К вопросу о роли димеров Bi_2 в активной среде лазера на парах висмута. Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по физике электронных и атомных столкновений. Ужгород. 1988. Часть 2, С.199.
15. Кельман В.А., Шпеник Ю.О., Запесочный И.П. Радиальные распределения плотности излучения лазера на парах висмута. Препринт КИЯИ-88 - 37. Киев. 1988.
16. Кельман В.А., Климовский И.И., Фучко В.Ю., Запесочный И.П. Особенности работы тиратрона в блоках возбуждения лазеров на парах меди// Квантовая электроника (Киев). 1988. В.34, С.17 - 23.
17. Запесочный И.П., Кельман В.А., Климовский И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю. Неоднородность разряда в лазере на парах меди и ее влияние на температуру газа// Теплофизика высоких температур. 1988. Т.26, N4, С.671 - 680.
18. Батенин В.М., Запесочный И.П., Кельман В.А., Климовский И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю. Радиальные неоднородности параметров плазмы активной среды саморазогревного лазера на парах меди в межимпульсном промежутке// Квантовая электроника. 1989. Т.16, N11, С.2216 - 2224.
19. Запесочный И.П., Кельман В.А., Шпеник Ю.О. О механизме влияния димеров Bi_2 на выходные характеристики лазера на парах висмута// Оптика и спектроскопия. 1989. Т.66, N3, С.711 - 714.
20. Shpenik Yu.O., Kel'man V.A. Calculation of the active medium plasma parameters and bound characteristics of the bismuth vapor laser. Contributed papers of the XIX International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Belgrade. 1989. P.502 - 503.

21. Kel'man V.A., Shpenik Yu.O., Zapesochny I.P. B_{12} dimers diagnostics in the bismuth vapor laser active medium. Contributed papers of the XIX International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Belgrade. 1989. P.636 - 637.
22. Шпенник Ю.О., Кельман В.А., Климовский И.И. К вопросу о механизме возбуждения генерации в лазере на парах висмута. Тезисы докладов XIV Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Ленинград. 1991. Часть I, С.52 - 53.
23. Шпенник Ю.О., Запесочный И.П., Кельман В.А. Исследование релаксации метастабильных $6p^3 \ ^2D_{3/2}^0$ атомов В1 в лазере на парах висмута. Препринт КИЯИ-91-3. Киев. 1991.
24. Shpenik Yu.O., Kel'man V.A. Relaxation of the $6p^3 \ ^2D_{3/2}^0$ metastable Bi atoms in the bismuth vapor laser. Contributed Papers of XX International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Pisa. 1991. P.1221 - 1222.
25. Shpenik Yu.O., Kel'man V.A., Klimovsky I.I. About the generation excitation mechanism of bismuth vapor laser. Contributed Papers of XX International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Pisa. 1991. P.1223 - 1224.
26. Шпенник Ю.О., Кельман В.А. Лазер с фотодиссоционной накачкой димеров висмута. Тезисы докладов III Межреспубликанского семинара "Физика быстротекающих плазменных процессов". Гродно. 1992. С.20.
27. Kel'man V.A., Shpenik Yu.O., Zapesochny I.P. The mechanism of laser action in gas-discharge Bi-vapour laser. Proceedings of Contributed Papers of International Conference "Physics in Ukraine". Kiev. V. "Radiophysics and Electronics". 1993. P.144 - 146.
28. Shpenik Yu.O., Kel'man V.A., Klimovskij I.I. Photodissociation B_{12}/Bi^* laser. Сборник докладов юбилейной конференции ИФ-93. Ужгород. 1993. С.149 - 152.
29. Kel'man V.A., Klimovskij I.I. Shpenik Yu.O. Generation - excitation mechanism in bismuth-vapor laser. Journ. Sov. Laser Research (USA). 1994. V.15, N1, P.69 - 73.
30. Кельман В.А., Климовский И.И., Шпенник Ю.О. Лазеры на парах висмута с возбуждением генерации импульсно-периодическим разрядом и фотодиссоционной накачкой// Украинский физический журнал. 1994. Т.39, N1, С.22 - 26.

Кельман В.А.

"Физические процессы в активных средах импульсно-периодических лазеров на самоограниченных переходах атомов меди и висмута".

Вид диссертации - рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

Специальность 01.04.04 - физическая электроника.

Защита состоится в Институте физики НАН Украины, г.Киев, 1995 г.

Защищается 30 научных работ. Доказана существенная роль процесса установления стационарной предимпульсной концентрации атомов рабочего вещества в межимпульсной промежутке лазеров на парах самоограниченных переходах. Установлено, что механизм накачки лазера на парах висмута состоит в диссоциативном возбуждении димеров висмута электронным ударом. Создан фотодиссоционный лазер с накачкой димеров висмута ArF - лазером.

Kelman V.A.

"Physical processes in active medium of pulse-periodical lasers on selfterminating transitions of copper and bismuth atoms".

Type of thesis - manuscript.

Doctor of Phys.- Math. Science Thesis.

Speciality - 01.04.04 - physical electronics.

Defence will be held in the Institute of Physics of Nat. Ukr. Acad. Sci., Kijiv, 1995.

30 scientific publications are to be defended. A significant role of establishing of prepulse stationary concentration of working medium atoms during the interpulse period of lasers on selfterminating transitions has been proved. It has been found that electron - impact dissociative excitation of bismuth dimers provides a bismuth-vapour laser pumping mechanism.

Photodissociation laser with pumping of bismuth dimers by ArF - laser was created.

Ключові слова: лазер, самообмежений перехід, пар, мідь, вiсмут, температура газу, релаксація, неоднорідність розряду, дисоційне збудження, фотодисоційна накачка, димери.

Підписано до друку 23.12.94. Друк. арк. 1,9. Замовлення № 2876. Тираж 100.
Ужгородський виробничо-видавничий комбінат "Патент", вул. Гагаріна 101.

456738

AB 31.657