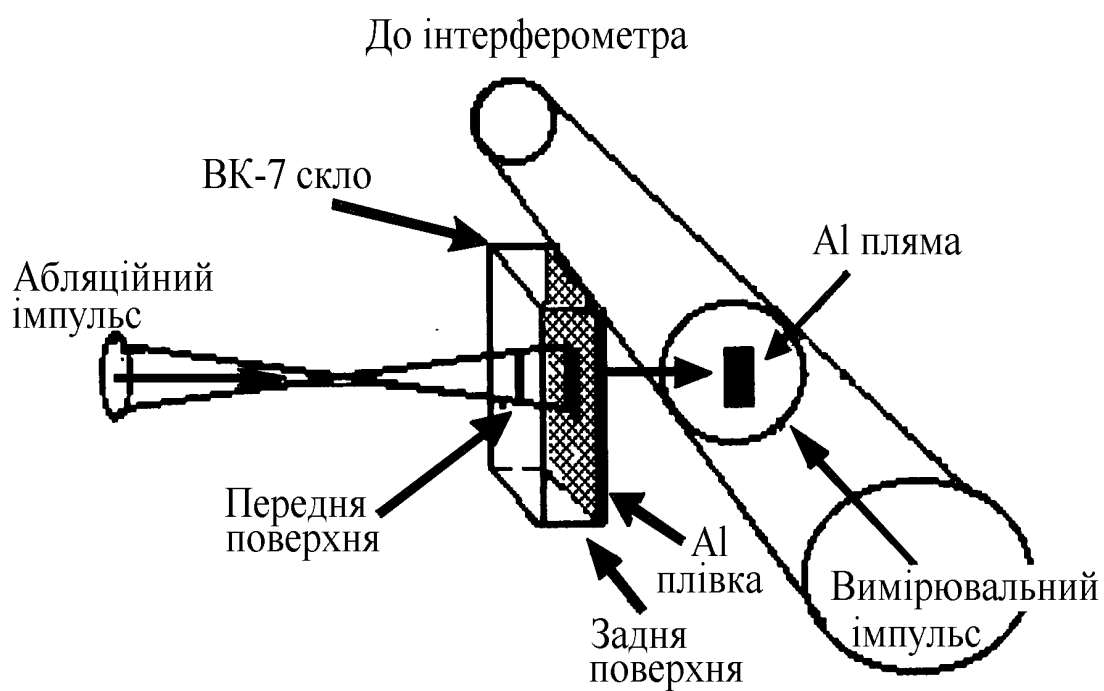


О.К. ШУАІБОВ, І.І. ОПАЧКО, І. Е. КАЧЕР,
М.П. ЧУЧМАН

ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ В МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ



Ужгород – 2009

МІНІСТЕРСТВО НАУКИ І ОСВІТИ УКРАЇНИ
УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ФІЗИЧНИЙ І ІНЖЕНЕРНО-ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТИ

О.К. ШУАІБОВ, І.І. ОПАЧКО, І. Е. КАЧЕР, М.П. ЧУЧМАН

**ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ
ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ В
МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ**

Навчальний посібник

Ужгород – 2009

УДК 621.373
ББК 32.86

Лазерні джерела випромінювання та їх застосування в мікроелектроніці. Навчальний посібник // О.К. Шуаїбов, І.І. Опачко, І.Е. Качер, М.П. Чучман, - Ужгород. Ужгородський національний університет, фізичний та інженерно-фізичний факультети. 2009. - с.238.

Навчальний посібник “Лазерні джерела випромінювання та їх застосування у мікроелектроніці” підготовлено у відповідності до програм спеціальних курсів “Квантова електроніка”, “Фізика лазерів”, “Основи імпульсної техніки” і “Технологія тонких плівок», які вивчаються студентами старших курсів, що спеціалізуються на кафедрах квантової електроніки, твердотільної електроніки фізичного факультету та кафедри промислової електроніки інженерно-фізичного факультету. В навчальному посібнику висвітлено деякі питання фізики і техніки потужних лазерів та їх використання в лазерних технологіях виготовлення мікроелектронних структур сучасних інтегральних схем високої ступені інтеграції.

Іл. 89; табл. 20; Бібл.: 52 назв.

Рекомендовано до друку редакційно-видавничою радою УжНУ,
Протокол № 1 від 24 березня 2009 року.

Рецензенти:

Доктор фіз.–мат. наук, професор Міца Володимир Михайлович.
Доктор фіз.–мат. наук, професор Кельман Володимир
Андрійович.

ЗМІСТ

Стор.

ПЕРЕДМОВА.....	9
1. ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА І ОСОБЛИВОСТІ ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ В МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ.....	12
1.1. ТЕХНІЧНІ ВИМОГИ ДО ЛАЗЕРІВ, ЯКІ ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ В МІКРОТЕХНОЛОГІЯХ.....	12
1.1.1. <i>Вибір лазерних джерел для реалізації різноманітних мікротехнологій</i>	14
1.2. ТВЕРДОТІЛЬНІ ЛАЗЕРИ І ПРИСТРОЇ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЧАСТОТИ	20
1.2.1. <i>Особливості твердотільних лазерів</i>	20
1.2.2. <i>Перетворювачі частоти на основі нелінійної оптики</i>	25
1.3. ГАЗОВІ ЛАЗЕРИ ВИДИМОГО І УФ ДІАПАЗОНІВ ДОВЖИН ХВИЛЬ	30
1.3.1. <i>Особливості і основні застосування газових лазерів в мікротехнологіях</i>	30
1.3.2. <i>Основні типи газових лазерів</i>	31
1.3.3. <i>Лазери на парах металів</i>	38
1.3.4. <i>Ексимерні та експлексні лазери УФ діапазону спектру</i>	40
1.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ УЛЬТРАФІОЛЕТОВИХ ЕКСИПЛЕКСНИХ ТА АЗОТНИХ ЛАЗЕРІВ, РОЗРОБЛЕНИХ В УЖГОРОДСЬКОМУ НАЦІОНАЛЬНОМУ УНІВЕРСИТЕТІ	48
1.5. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ З ІНЖЕКЦІЙНОЮ І ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЮ НАКАЧКОЮ	59
1.5.1. <i>Основні характеристики інжекційних лазерів</i>	59
1.5.2. <i>Напівпровідникові лазери з електронною накачкою</i>	63
2. ЛАЗЕРНОСТИМУЛЬОВАНЕ ОСАДЖЕННЯ ПЛІВОК І МІКРОСТРУКТУР	72
2.1. ВАКУУМНЕ ОСАДЖЕННЯ ПЛІВОК ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРНОЇ АБЛЯЦІЇ.....	72
2.1.1. <i>Імпульсне лазерне осадження металів</i>	72
2.1.2. <i>Імпульсне лазерне осадження діелектриків</i>	86
2.1.3. <i>Імпульсне лазерне осадження складних напівпровідників і композитних сполук</i>	91
2.2. МЕТОДИ ФОТОЕПІТАКСІАЛЬНОГО НАРОЩУВАННЯ ПЛІВОК ...	97
2.2.1. <i>Способи фотоепітаксiального нарощування</i>	100
2.2.2. <i>Лазерна епітаксія германію та кремнію</i>	106

2.2.3. <i>Фотоенітаксія напівпровідникових сполук групи A^{III}-B^V</i>	109
3. ФІЗИЧНІ ОСОБЛИВОСТІ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ.....	119
3.1. ОСНОВНІ УЯВЛЕННЯ ПРО ЛАЗЕРНУ ПЛАЗМУ.....	119
3.2. УТВОРЕННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ	123
3.3. БАГАТОЗАРЯДНІ ІОНИ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ	132
3.4. ПАРАМЕТРИ ІОННОЇ ЕМІСІЇ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ	135
4. МЕТОДИКА, ТЕХНІКА ТА РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕМІСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК І ПАРАМЕТРІВ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ МЕТАЛІВ, НАПІВПРОВІДНИКІВ ТА ХАЛЬКОГЕНІДНИХ СПОЛУК НА ЇХ ОСНОВІ	143
4.1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕМІСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ.....	144
4.2. РОЗРАХУНКОВІ ОЦІНКИ ПАРАМЕТРІВ ЛАЗЕРНОЇ ЕРОЗІЙНОЇ ПЛАЗМИ	151
4.3. ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ НА ОСНОВІ СПОЛУКИ $CuInS_2$, ТА ЇЇ СКЛАДОВИХ (Cu, In) В ЧИСТОМУ ВИГЛЯДІ.....	159
4.3.1. <i>Лазерний факел на основі міді</i>	159
4.3.2. <i>Лазерний факел на основі індію</i>	163
4.3.3. <i>Лазерна плазма на основі полікристалу $CuInS_2$</i>	166
4.4. ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ МІДІ, ІНДІЮ ТА ЇЇ ХАЛЬКОГЕНІДНОЇ СПОЛУКИ	169
4.4.1. <i>Вузькі місця рекомбінаційного потоку та часи рекомбінації іонів, зміна інтенсивності спектральних ліній з часом</i>	169
4.4.2. <i>Розподіл заселеності збуджених станів за енергіями та усереднені і часові залежності температури електронів лазерної плазми</i>	173
4.4.3. <i>Оцінки абсолютного значення концентрації електронів</i>	178
5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ	186
5.1. ДІАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ.....	186
5.2. ВИМІРЮВАННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ	192

5.3. ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ	195
6. ПРАКТИЧНЕ ЗАСТОСУВАННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ	213
6.1. ПРОБЛЕМА ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ	213
6.2. ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ І ЯДЕР ДЛЯ ПРИСКОРЮВАЧІВ.....	219
6.3. ЛАЗЕРНИЙ ЕЛЕМЕНТНИЙ АНАЛІЗ	225
6.4. ЛАЗЕРНЕ ДЖЕРЕЛО М'ЯКОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	227
6.5. ЛАЗЕРНИЙ ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНІВ	229

СПИСОК СКОРОЧЕНЬ

ADP- кристал NH_4PO_4
АПЕ – атомно-пучкова епітаксія
БЗІ – багатозарядні іони
ВВО- кристал бетаборату барію
ВУФ – вакуумний ультрафіолет
ВКР- вимушене комбінаційне розсіювання
ВП- вторинний електронний помножувач
ВРМБ- вимушене розсіювання Мандельштама – Бріллюена
ГН – генератор імпульсної напруги
ГР – металоорганічні газоподібні реагенти
ДГС - двохсторонні гетероструктури
ЕОП- електронно-оптичний перетворювач
ІЛО – імпульсне лазерне осаджування
ІЧ – інфрачервоне випромінювання
ККД – коефіцієнт корисної дії
КТС- керований термоядерний синтез
ЛТР – локальна термодинамічна рівновага
МД – режим модуляції добротності
МПЕ – молекулярно – пучкова епітаксія
НВІС – надвеликі інтегральні схеми
НВЧ – надвисока частота
НЛЕН – напівпровідниковий лазер з електронною накачкою
ОГС – одnobічні гетероструктури
ПАХВ – пристрій на поверхнево – акустичних хвилях
ПОР – поперечний об’ємний розряд
ПФЕ – парофазова епітаксія
ПФ ЕМО – парофазова епітаксія металоорганіки
ПХО – парохімічне осаджування
ПХО МО – парохімічне осаджування металоорганіки
РЗЗ – розподілений зворотній зв’язок
РФЕ – рідинно - фазова епітаксія
СМ – режим синхронізації мод
УВЧ – ультрависока частота
УФ – ультрафіолетове випромінювання
ФЕ - фотоепітаксія
ФЕП – фотоелектронний перетворювач
ФСЕ – фотостимульована епітаксія

ФПЕ – фотоприскорена епітаксія

ЧПА – часопротітний аналізатор

DT – суміш дейтерію з тритієм

KDP - кристал KN_2PO_4

КТР – кристал калій – титан - фосфату

SHG – друга гармоніка лазерного випромінювання

THG – третя гармоніка лазерного випромінювання

FHG – четверта гармоніка лазерного випромінювання

YAG: Nd^{3+} - твердотільний лазер на кристалі $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ активований іонами Nd^{3+}

ПЕРЕДМОВА

Лазерна техніка в кінці ХХ століття отримала широке визнання і знайшла багато областей використання, серед яких особливе місце належить лазерним технологіям. Це пов'язано із особливостями лазерних технологічних процесів, які протікають в екстремальних умовах: надмалі області протікання процесів, надзвичайно високі температури, величезні густини потужності і зв'язані з цим суттєво нерівноважні процеси випаровування вихідних матеріалів та формування їх конденсатів.

Перші дослідження в цьому напрямку були започатковані в 70-80 роках минулого сторіччя. В сучасний період багато з цих розробок підготовлені до практичного використання. Однак в найбільш перспективних лазерних мікрохімічних технологіях, таких як лазерна епітаксія, легування напівпровідників, осадження та травлення діелектриків, а також керований термоядерний синтез, ще необхідно виконати величезний об'єм досліджень.

Принципово відмінні позитивні властивості, які принципово відрізняють лазерні мікротехнології від традиційних технологій полягають передусім в:

високій екологічності, яка обумовлена можливістю створення вибіркового мікрохімічного процесу і малий вихід екологічно шкідливих реагентів;

економічності в витратах реактивів і енергії, яка обумовлена високою локалізацією всіх хімічних та термічних процесів безпосередньо в мікрозоні реакції;

керованість та контрольованість лазерних мікропроцесів в реальному масштабі часу, що обумовлює їх адаптивність, тобто принципову можливість створення адаптивних технологій, які пристосовуються до умов протікання відповідного процесу.

Висока локальність і можливість віддаленого транспортування енергії лазерного випромінювання дозволяє реалізувати велику кількість технологічних процесів *in situ* замкнутого вакуумного реактора. Ця властивість поряд з універсальністю лазерних мікро технологій, а також з можливістю суміщення цих процесів з неперервним лазерним контролем їх протікання, дозволяє відкрити унікальні перспективи з створення лазерних комплексів обладнання, які виконують довгі цикли мікрообробки виробів *in situ* у замкнутому вакуумованому об'ємі.

В мікроелектроніці першими технологічними застосуваннями лазерів на початку 70-х років було лазерне скрайбування та лазерна герметизація корпусів гібридних мікросхем спеціального призначення. Наступним кроком було створення обладнання лазерної підгонки параметрів інтегральних схем (ІС) та обладнання для лазерної ретуші фотошаблонів. Проте ці області використання лазерів в технології були другорядними, оскільки не визначали технічний рівень технології напівпровідникових ІС.

Першими застосуваннями лазерів в технології, зокрема в фотолітографії, треба вважати створення лазерних генераторів зображень для виготовлення фотошаблонів, а також лазерних джерел випромінювання для проєкційної фотолітографії. В цих процесах використовуються не лише висока інтенсивність лазерного випромінювання, але і його монохроматичність та мала розбіжність, що дозволяє досягти високого просторового розділення та продуктивності обладнання.

Якісними технологічними процесами в технології обробки пластин ІС був лазерний відпал та рекристалізація напівпровідників. Процеси лазерної термообробки відрізняються від традиційних високою локальністю, імпульсним характером та селективністю дії на мікроелементи, які обробляються. Вони дозволяють отримати якісно нові структури і зробити перший крок до створення “трьохвимірних” надвеликих ІС (НВІС). Найважливішою областю в якій використовуються специфічні властивості лазерів, на даний час є ініціювання хімічних та термоядерних реакцій. Тому системний огляд сучасних технологій та обладнання, яке використовується з цією метою, дозволить визначити шляхи для удосконалення і підготовки спеціалістів по їх розробці і використанню.

Спецкурс “Технологія тонких плівок” є базовим спецкурсом спеціалізації. Він складає основу для всіх спецкурсів, які вивчаються студентами.

Мета даного спецкурсу – дати студентам можливість глибоко зрозуміти весь спектр перспективних застосувань потужних лазерів в процесах виготовлення мікроелектронних структур сучасних інтегральних схем високої ступені інтеграції. Ознайомити з історією становлення лазерних технологій, з сучасним технологічним лазерним обладнанням, а також з основними лазерностимульованими процесами і закономірностями їх протікання.

Завдання цього курсу та лабораторії – дати студентам знання з таких основних напрямків:

- конструкціями твердотілих, газових і напівпровідникових лазерів, їх характеристиками і областям їх застосування в технології ;
- вакуумним осадженням плівок з допомогою лазерної абляції;
- методами фотоепітаксiального нарощування плівок;
- фотостимульованими методами осадження діелектричних плівок.

В результаті вивчення даного курсу студент повинен вміти застосовувати набуті теоретичні знання на практиці, вміти вибрати необхідну методику одержання плівок і структур.

1. ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА І ОСОБЛИВОСТІ ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ В МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ

- 1.1. ТЕХНІЧНІ ВИМОГИ ДО ЛАЗЕРІВ, ЯКІ ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ В МІКРОТЕХНОЛОГІЯХ
 - 1.1.1. Вибір лазерних джерел для реалізації різноманітних мікротехнологій
 - 1.1.2. Вимоги до лазерних джерел для контрольно -вимірювальних систем
- 1.2. ТВЕРДОТІЛЬНІ ЛАЗЕРИ І ПРИСТРОЇ ПЕРЕТВОРЕННЯ ЧАСТОТИ
 - 1.2.1. Особливості твердотільних лазерів
 - 1.2.2. Перетворювачі частоти на основі нелінійної оптики
- 1.3. ГАЗОВІ ЛАЗЕРИ ВИДИМОГО І УФ ДІАПАЗОНІВ ДОВЖИН ХВИЛЬ
 - 1.3.1. Особливості і основні застосування газових лазерів в мікротехнологіях
 - 1.3.2. Основні типи газових лазерів
 - 1.3.3. Лазери на парах металів
 - 1.3.4. Ексімерні та ексіплексні лазери УФ діапазону спектру
- 1.4. ХАРАКТЕРИСТИКИ УЛЬТРАФІОЛЕТОВИХ ЕКСИМЕРНИХ ТА АЗОТНИХ ЛАЗЕРІВ, РОЗРОБЛЕНИХ В УЖГОРОДСЬКОМУ НАЦІОНАЛЬНОМУ УНІВЕРСИТЕТІ
- 1.5. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ З ІНЖЕКЦІЙНОЮ І ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЮ НАКАЧКОЮ
 - 1.5.1. Основні характеристики інжекційних лазерів
 - 1.5.2. Напівпровідникові лазери з електронною накачкою

В розділі приведені типи і основні характеристики джерел лазерного випромінювання які використовуються в лазерних технологіях.

1.1. Технічні вимоги до лазерів, які використовуються в мікротехнологіях

Більшість з лазерів, які широко використовуються у мікротехнологіях, працюють на газових або плазмових активних середовищах, наприклад такі, як лазер на іонах аргону (~0,5 мкм), або ексімерні і ексіплексні лазери (120-354 нм). Серед цих типів лазерів

всі, крім ексимерних і ексиплексних, можуть працювати як у неперервному, так і в імпульсному режимах. Коефіцієнт корисної дії (надалі ефективність) газових лазерів становить звичайно кілька відсотків, що виявляється вище, ніж досягається у твердотільних (за винятком напівпровідникових) лазерах. Крім ексимерних лазерів, які стали популярними джерелами УФ випромінювання для літографії високого розділення, СО₂-лазер виявляється найбільш корисним джерелом для різних способів оброблення матеріалів, що вимагають високої потужності (кВт), серед них: зварювання, різання і свердління. Однак розділення, що досягається з допомогою СО₂-лазерів, обмежено значенням 10 мкм через велику довжину хвилі. Лазери на рідинних середовищах, у тому числі лазери на барвниках, перестроюються у широкому спектральному діапазоні у видимій і близькій ІЧ області. Вони є найбільш поширеними джерелами в спектроскопії. Однак можливість зміни частоти недостатньо досліджена в плані застосування її в процесах мікрообробки матеріалів.

Твердотільні лазери, особливо YAG:Nd³⁺, є найбільш корисними джерелами лазерного випромінювання для застосувань, що вимагають менших значень потужності, ніж розвивають СО₂-лазери. Серед них: маркування, відновлення провідників і шаблонів (масок). Твердотільні лазери більш компактні, ніж газові. Оптичні системи цих лазерів засновані на поширених складових. YAG-лазери можуть працювати в неперервному, імпульсному режимі, у режимі модуляції добротності і у режимі синхронізації мод. При цьому, тривалість імпульсів випромінювання цих лазерів лежить у межах від пікосекунд до мілісекунд. Гнучкість, властива YAG-лазерам, зумовила їх широке використання. Крім того, здатність багатьох ефективних нелінійних кристалів працювати із властивими ним робочими частотами зробила лазери на YAG найпоширенішими серед інших типів лазерів.

Іншим важливим типом твердотільних лазерів є напівпровідникові. По мірі збільшення вихідної потужності напівпровідникових лазерів, вони будуть все більш зручними для застосування в мікротехнологіях.

В табл. 1.1 узагальнюються основні характеристики лазерних джерел, які є найбільш корисними для лазерної мікрообробки.

До параметрів, які характеризують лазери, відносяться: довжина хвилі генерації, спектральна лінія (смуга), середня потужність,

розміри променя і розбіжність. Для імпульсних лазерів сюди можна віднести енергію в імпульсі і тривалість імпульсу.

Таблиця 1.1.

Характеристики лазерних джерел, що застосовуються у лазерних технологіях.

Тип лазера	Довжина хвилі, мкм	Потужність, Вт	Енергія в імпульсі, Дж	Тривалість імпульсу, нс	Діаметр променя, мм	Розбіжність, мРад
<u>НЕПЕРЕРВНІ</u>						
Аргоновий:						
УФ	0,35-0,6	54	-	-	1,5	0,4
Видимий	0,45-0,53	20	-	-	0,5	0,6
Криптон	0,33-0,8	4	-	-	2	0,5
He-Ne	0,63	0,1	-	-	1,5	0,5
GaAs	0,82	0,2	-	-	0,1x0,001	100x350
YAG:Nd ³⁺	1,06	400	-	-	8	15
CO ₂	9-12	1000	-	-	10	2
<u>ІМПУЛЬСНІ</u>						
Експлексні:						
ArF	0,193	50	0,4	20	20x10	2x3
KrF	0,248	100	1	20	20x10	2x3
XeCl	0,308	50	1	20	20x10	2x3
XeF	0,351	50	0,5	20	20x10	2x3
Аргоновий	0,45-0,51	5	10 ⁻⁸	20	1,2	0,7
Мідний	0,51-0,58	20	0,005	20	20	5
YAG:Nd ³⁺	1,06	100	0,2	30	10	2
Nd:Glass	1,06	100	10	50	10	4
CO ₂	9-11	1000	1	200	10	2

Примітка. Наведені тут цифри є типовими і не показують максимумів розподілу всіх спектральних ліній генерації.

Інші параметри, такі як ефективність, коефіцієнт корисної дії (ККД), розміри, ціна і надійність важливі, коли лазер використовується в промисловому устаткуванні. У табл. 1.2 підсумовані основні параметри лазерів і співвіднесені параметри обробки з відповідними параметрами джерел прямо або побічно.

1.1.1. Вибір лазерних джерел для реалізації різноманітних мікротехнологій

Аналіз технологічних процесів, які стимульовані лазерним випромінюванням, показує, що ці процеси реалізуються за допомогою випромінювання в діапазоні довжин хвиль 190-1060 нм при густині

потужності $10^4 - 10^9$ Вт/см². Контрольно - вимірювальні методи застосовуються в діапазоні довжин хвиль 190-760 нм, при середній густині потужності в діапазоні 0,1-10 мВт/см², тривалості імпульсів 1,0-100,0 нс і частоті повторення імпульсів 10-1000 кГц.

Найважливішими параметрами, які характеризують якість лазерного джерела стосовно до завдань лазерографії, є:

- розбіжність лазерного пучка (звичайно не більше часток мілірадіану);
- модовий склад лазерного випромінювання (краще використовувати одномодові джерела);
- однорідність світлового потоку в області фокусування;
- стабілізація потужності і можливість керування енергетичними параметрами лазерного променя.

Проекційні оптичні системи

Діапазон частот випромінювання лазерів і спектр їх застосувань у лазерографії представлені в табл. 1.3, де наведені основні експериментальні застосування лазерів у технології обробки чіпів надвеликих інтегральних схем. Найбільш важлива вимога до оптичних систем технологічного і контрольно-вимірювального устаткування, яке застосовується в мікроелектроніці, це необхідність підвищення роздільної здатності оптики при збереженні і навіть збільшенні робочого поля. Збільшення роздільної здатності в проекційних оптичних системах може бути досягнуто трьома основними шляхами: збільшенням числової апертури об'єктиву, зменшенням довжини хвилі джерела випромінювання, застосуванням технологічних процесів з істотно нелінійними фоточутливими характеристиками.

Слід зазначити, що основним джерелом похибок для вільної (ідеальної) від аберацій проекційної системи є розфокусування. Припустима його величина обернено пропорційна квадрату величини числової апертури. Тому, з огляду на наявність топологічного рельєфу мікроструктур НВІС, переважно необхідно зменшувати довжину хвилі і використати проекційні об'єктиви з малою числовою апертурою. Це в достатній мірі забезпечується вибором робочої довжини хвилі лазерного джерела в діапазоні 193-353 нм. Такий же діапазон хвиль є найбільш ефективним для реалізації технологічних процесів лазерографії.

Таблиця 1.2.

Параметри лазерів і пов'язані з ними параметри обробки.

<u>Лазерний параметр</u>	<u>Параметр оброблення</u>
Потужність (середня), Вт	Температура (у рівноважному стані)
	Продуктивність
Довжина хвилі, мкм	Оптичне поглинання, відбивання і пропускання
	Роздільна здатність
	Фотохімічні ефекти
Спектральна ширина лінії, нм	Тимчасова когерентність
	Хроматичні аберації
	Розмір плями фокусування
Розмір променя, мм	Глибина фокусування
	Перетворення променя
	Інтенсивність
	Розподіл інтенсивності
Структура мод	Просторова однорідність
	Спекл структура
	Просторова когерентність
	Передатна модуляційна функція
Пікова потужність, Вт	Пікове значення температури
	Руйнування
	Нелінійні ефекти
Тривалість імпульсу, с	Час взаємодії
	Короткотривалі процеси
Стабільність	Область застосування процесу
Ефективність	Ціна
Надійність	Ціна

Застосування лазерів як джерела випромінювання для проєкційних оптичних систем висуває певні вимоги, зумовлені в першу чергу використанням об'єктиву монохроматора і кварцової оптики. У цілому вимоги до лазерного джерела для технологічного устаткування, яке реалізує процеси лазерографії в проєкційному режимі, можна розділити на декілька груп.

Вимоги, що виходять із необхідності використання об'єктива монохроматора:

- звуження спектру генерації звичайно $\pm 0,003$ нм;
- стабільність спектру в часі $\pm 0,001$ нм;
- однорідність пучка по заданій апертурі в межах 1 - 3%;
- мінімальний модовий склад випромінювання.

Вимоги зумовлені використанням наступних технологічних параметрів і процесів лазерографії:

- висока енергія імпульсів 0,1-1,0 Дж;
- частота імпульсів – більша за 1 кГц;
- стабільність енергії імпульсів $\pm 1\%$;
- тривалість імпульсів 50-500 нс;
- наявність можливості керування енергією лазерних імпульсів.

Таблиця 1.3.

Застосування лазерів у лазерностимульованих процесах:

+ - осаджування, * - травлення.

Довжина хвилі і робоче середовище лазера	Матеріали, які формуються в гетерофазних процесах						
	Al	W	Mo	Si	SiO ₂	Si ₃ N ₄	Силіцид
193 ArF	+	+	+	+*	+		+*
248 KrF	+				+		
257 Ar	+			*	+		
282 XeBr				*	+		
308 XeCl	*			*	+		
337 N	*	*	*		+		
351 Xe				*	+		
360 Ar		+	+	*	+*		
488 Ar		+				+	
514 Ar	*	+		*	*		
647 Kr		+					
1033 CO ₂							
1060 CO ₂		+		*	*	+	

Вимоги зумовлені необхідністю роботи лазера в чистих умовах виробництва НВІС:

- надійність;
- простота ремонту і обслуговування;

- мінімізація кількості пилу, який утворюється в процесі роботи, вібрацій, тепла і електромагнітних перешкод.

Системи лазерної пантографії

Вимоги до лазерних джерел для лазерної пантографії істотно відрізняються від вимог до проєкційних оптичних систем, що зумовлено в першу чергу режимом роботи оптичної системи. В установках лазерної пантографії оптична система повинна забезпечувати максимально можливе, для даної довжини хвилі, фокусування лазерного пучка на підкладці НВІС.

Вимоги з діапазону довжин хвиль лазерних джерел для лазерної пантографії і лазерної проєкційної обробки однакові. Однак в системах лазерної пантографії допускається і широко використовується неперервний режим роботи лазерного джерела і можлива робота в квазінеперервному режимі (наприклад синхронізації мод) або в режимі з високою (більше 10 кГц) частотою повторення імпульсів.

Специфічні вимоги до характеристик джерел випромінювання для лазерної пантографії зводяться до наступного:

- неперервний або квазінеперервний (з частотою повторення імпульсів більше 10 кГц) режим роботи, середня потужність випромінювання більша за 3 Вт;
- одномодовий склад випромінювання;
- стабілізація інтенсивності випромінювання з точністю не гірше 1%;
- наявність можливості регулювання потужності випромінювання в автоматичному режимі.

1.1.2. Вимоги до лазерних джерел для контрольно - вимірювальних систем

Лазерні системи скануючого контролю структур НВІС мають дві найважливіші області застосування:

- неруйнуючий скануючий контроль напівпровідникових структур у ході технологічного процесу на відповідність конструктивно-технологічним вимогам процесу;
- зондовий лазерний контроль функціонування чіпів НВІС.

Перша область застосування найбільше яскраво представлена лазерним скануючим мікроскопом. Його оптична система по конструктивному виконанню аналогічна оптичним системам лазерної пантографії. Розходження лише в діапазоні довжин хвиль, що для скануючого мікроскопу в деяких випадках розширюється в ІЧ область аж до 1-1,5 мкм.

Друга область застосування істотно відрізняється від раніше розглянутих.

Перша важлива відмінність - використання УФ діапазону довжин хвиль, що викликають у напівпровідниках і металах явища поверхневого фотоефекту. Це необхідно для локального збудження і зчитування електричних сигналів всередині структури НВІС.

Друга істотна відмінність - застосування лазера як джерела імпульсів у стробоскопічній вимірювальній системі. Це накладає на лазерне джерело значні вимоги по тривалості, частоті повторення і синхронізації імпульсів.

Додаткові вимоги до лазерів таких вимірювальних систем наступні: тривалість імпульсів генерації 10-50 пс; частота повторення імпульсів не менше 100 кГц; діапазон робочих довжин хвиль 200-300 нм; наявність електронної синхронізації початку імпульсів.

Рекомендації з вибору лазерних джерел для лазерографії

Як ми вже відзначали, такі області сучасної лазерної технології, як фотолітографія і лазерографія висувають підвищені вимоги до просторової стабільності випромінювання і його розбіжності. Підвищені вимоги до можливостей фокусування випромінювання в пляму діаметром приблизно 1 мкм, а також особливості взаємодії випромінювання з матеріалами, що обробляються, дозволяють одержувати задовільні результати при роботі з лазерними джерелами УФ-діапазону спектру. У зв'язку з цим можна виділити три описаних нижче типи лазерів, що знайшли застосування в цих областях технології: ексимерні (ексиплексні) лазери, лазери на іонах інертних газів і як альтернатива газовим лазерам - твердотільні неодимові лазери з генерацією вищих гармонік.

Ексимерні лазери, що мають відносно високий ККД, а також високу середню потужність і енергію імпульсу, мають істотні недоліки, що обмежують можливості їхнього застосування, особливо

в лазерографії - це низька частота повторення імпульсів і низька стабільність енергії генерації.

Серед лазерів на іонах інертних газів найбільш перспективним є лазер на іонах аргону, який генерує випромінювання у УФ спектральному діапазоні і працює як в неперервному, так і у імпульсному режимах. Тому ці лазери дозволяють домогтися хороших результатів у лазерографії і уже успішно застосовуються в США для цих цілей. Однак ці лазери відрізняє досить висока вартість.

Третій тип лазерів, один з найбільш перспективних для даних технологій це твердотільні лазери, зокрема, лазери на YAG:Nd з ламповим і діодним накачуванням, які можуть генерувати випромінювання вищих гармонік. Лазери цього типу працюють у неперервному режимі, режимах модуляції добротності і синхронізації мод. Два останніх режими роботи в поєднанні з використанням нових вискоефективних нелінійних кристалів - перетворювачів частоти випромінювання дозволяють одержати потужне квазінеперервне випромінювання в УФ діапазоні з довжинами хвиль 355 нм (III гармоніка) і 266 нм (IV гармоніка) і частотами повторення імпульсів порядку 1-50 кГц у режимі модуляції добротності і 50-125 МГц у режимі синхронізації мод. Зазначені типи лазерів мають свої «екологічні ніші» у технології лазерографії, а саме:

- для лазерного проєкційного оброблення найбільш ефективно застосування ексимерних (ексиплексних) лазерів УФ діапазону;
- як технологічні джерела для лазерної пантографії у виробничих установках YAG:Nd³⁺-лазерів з перетворенням частоти,
- у дослідницьких установках іонних аргонових лазерів;
- як джерела для систем контролю лазерів на парах міді;
- як опорні джерела для вимірювальних систем гелій-неонових лазерів.

1.2. Твердотільні лазери і пристрої перетворення частоти

1.2.1. Особливості твердотільних лазерів

Головна особливість твердотільних лазерів - висока питома потужність, яка зумовлена високою концентрацією активних частинок у їх робочій речовині. Друга відмінна риса, що визначає промислове застосування твердотільних лазерів - їх велика

надійність. Завдяки цим властивостям твердотільні лазери широко застосовуються в технологічному устаткуванні. Вони підрозділяються на кілька великих класів (залежно від використовуваної робочої речовини) :

- лазери на активованих стеклах;
- на діелектричних кристалах;
- на кристалах з іонною структурою.

Твердотільні лазери розрізняються також за методами, які використовуються для накачування і деяких інших конструктивних ознаках.

Твердотільні лазери з неперервним накачуванням є на сьогоднішній день одним з найпоширеніших типів лазерів.

На даний час існує досить велика кількість активних середовищ твердотільних лазерів, однак практичне значення (особливо для лазерів з неперервним накачуванням) має всього декілька кристалічних матриць, легованих іонами неодиму. Лазери на основі цих активних середовищ генерують неперервне або квазінеперервне випромінювання в ближній інфрачервоній області (ІЧ) області спектру в дуже широкому діапазоні потужностей - від десятків міліват до одиниць кіловат. Накачування, у більшості випадків оптичне, здійснюється за допомогою випромінювання дугових криптонових ламп, розташованих поряд з активним елементом в освітлювачах, конструкції яких також можуть бути досить різноманітні.

ККД для лазерів з неперервним ламповим накачуванням досягає (0,3-0,4)%, тому такі лазери вимагають обов'язкового двоконтурного водяного охолодження (лампи і активного елемента), що здійснюється за допомогою спеціальних насосів.

Останнім часом значне поширення одержали неодимові лазери з діодним накачуванням. У цьому випадку накачування здійснюють за допомогою лазерних діодів, зібраних у діодні лінійки і матриці. ККД таких лазерів досягає 30-50% за рахунок хорошого узгодження смуг поглинання іонів неодиму і спектру випромінювання лазерних діодів, такі лазери не вимагають водяного охолодження і є компактними. Однак одержання більших середніх потужностей лазерів стримується великою вартістю потужних лазерних діодів і їх поки ще невисоким ресурсом роботи. Проте прогрес у цій області лазерної техніки очевидний, і в найближчому майбутньому з появою більш дешевих і кращих лазерних діодів лазери з діодним накачуванням займуть,

очевидно, провідне місце серед промислових твердотільних лазерів.

Твердотільні YAG:Nd³⁺ (неодим на алюмо-іттрієвому гранаті), Nd:Glass (неодим на склі), рубіновий лазер та лазер, який працює на александриті стали досить корисними лазерними джерелами для оброблення електронних матеріалів. Серед перерахованих твердотільних лазерів YAG:Nd³⁺- лазер виявився найбільш ефективним для різання, зварювання, свердління, маркування, травлення, зачищення, відновлення масок, сканування і мікропайки. YAG-лазер є багатоцільовим лазерним джерелом, здатним працювати в неперервному та імпульсному режимах, у режимі модуляції добротності, а також синхронізації мод із тривалостями від пікосекунд до мілісекунд і з енергією імпульсу від декількох міліджоулів до сотень джоулів. Середня потужність генерації YAG-лазера із плоским резонатором досягає 300 - 500 Вт у стаціонарному режимі. YAG-лазер може бути мініатюаризований і при накачуванні за допомогою діодних лазерів забезпечує звуження ширини лінії генерації до сотень Гц з високою стабільністю амплітуди.

Можливість генерувати випромінювання із практично дифракційною розбіжністю, із значною вихідною піковою й середньою потужністю дозволяє використати твердотільні лазери як ідеальні джерела для нелінійних перетворювачів частоти. Було одержано ефективне подвоєння частоти в область ультрафіолету (266 нм). Спектральна ширина смуги Nd - лазера на склі (200 см⁻¹) порівнянна зі смугою ексимерного лазера і спекл - ефекти для Nd-лазера на склі можуть бути мінімальними. Таким чином, лазери великої потужності на склі виявляються досить корисними для застосувань у літографії. Недавно стало комерційно здійсненим плазмове лазерне джерело рентгенівського випромінювання, яке накачується твердотільним лазером. Це дозволяє створювати джерела рентгенівського випромінювання наступного покоління для використання їх у рентгенівській літографії.

Перетворення випромінювання неодимових лазерів у видимому і УФ області спектру здійснюється шляхом перетворення частоти випромінювання в нелінійних кристалах. Для найпоширеніших лазерів на алюмо-іттрієвому гранаті з неодимом (YAG:Nd³⁺) з основною лінією генерації $\lambda = 1064$ нм існує цілий ряд високоефективних нелінійних кристалів-перетворювачів частоти, що дозволяють одержувати випромінювання на подвоєній частоті (II гармоніка) з $\lambda = 532$ нм. Підсумовування цих двох хвиль у

нелінійному кристалі дозволяє одержати випромінювання на довжині хвилі 355 нм (III гармоніка), а подвоєння частоти II гармоніки - випромінювання на довжині хвилі 266 нм (IV гармоніка).

Таким чином, за допомогою нелінійного перетворення можна одержати випромінювання на різних довжинах хвиль, у тому числі і в УФ діапазоні. Ефективність процесу генерації випромінювання вищих гармонік пропорційна інтенсивності взаємодіючих хвиль у кристалі. Внаслідок цього ефективною генерації гармонік можна домогтися тільки в лазерах, що працюють в імпульсно-періодичному режимі з високою піковою потужністю випромінювання (режим модуляції добротності (МД) і синхронізації мод (СМ)). Ці режими легко досяжні в неодимових лазерах і реалізовані в численних промислових зразках. Для лазерів з неперервним накачуванням характерна частота повторення імпульсів у режимі МД становить 1,5 - 30 кГц, а в режимі СМ - 75-100 МГц, причому при однаковій середній потужності лазера пікова потужність у режимі МД в 5-10 разів вища, ніж у режимі СМ.

Серед лазерів, що працюють у режимі СМ одні із кращих характеристик має лазер моделі «Antares» фірми «Coherent». Лазер генерує випромінювання середньої потужності 25 Вт, а тривалість імпульсу складає 70 пс. Потужність випромінювання II гармоніки залежить від типу перетворювача частоти і становить 2 - 4 Вт. Лазер поставляється за замовленням і забезпечує генерацію III гармоніки ($\lambda=355$ нм). При цьому середня потужність випромінювання становить 1 Вт. Конструкція лазера «Antares»76-S виконана відповідно до кращих досягнень на минуле десятиліття в області створення лазерів з активною СМ, зокрема, дволамповий освітлювач дозволяє домогтися стабільної потужної одномодової генерації, а електронні системи стабілізації бази і частоти акусто-оптичного синхронізатора мод забезпечують стабільність $\sim 1\%$.

Російські лазери на YAG: Nd³⁺ з генерацією вищих гармонік детально описані в науково-технічній літературі. Єдиним лазером, який випускається серійно, що генерує УФ випромінювання (IV гармоніка), $\lambda=266$ нм, є лазер ЛТИ-703. Генерація II гармоніки в ньому здійснюється всередині резонатора за допомогою кристалу LiIO₃, а IV гармоніки - у кристалі KDP. Потужність випромінювання II гармоніки становить 4 Вт, а IV гармоніки - 0,5 Вт при частоті повторення імпульсів 5-7 кГц (у режимі модуляції добротності).

Лазери з неперервним накачуванням, які працюють у режимі СМ, в країнах СНД серійно не виготовляються.

Таким чином, твердотільні квазінеперервні лазери з генерацією вищих гармонік можуть бути надійними джерелами УФ випромінювання потужністю до 1 Вт. З поліпшенням якості нелінійних кристалів і зменшенням їх вартості можна пов'язувати перспективи створення недорогих УФ - лазерів потужністю більшою за 1 Вт. Основною перевагою таких лазерів є висока надійність і ресурс роботи (більше 1000 годин), а також, стосовно до наших умов, хороший розвиток елементної бази цих лазерів і відносно мала їх вартість у порівнянні із закордонними зразками.

Недоліком у порівнянні з аргоновими лазерами є гірші просторові характеристики, що виражаються в характерному астигматизмі випромінювання III і IV гармонік, а це вимагає спеціальної корекції стосовно до таких областей технології, як лазерографія.

Однак незважаючи на це, цілий ряд фірм за кордоном випускають промислові лазери, що генерують випромінювання III і IV гармонік. Їхня потужність лежить у межах від 0,1 до 1 Вт, ККД перетворення залежить від режиму роботи лазера, типу, нелінійних кристалів, використовуваної оптичної схеми перетворювача і у більшості випадків не перевищує 5% від потужності основної гармоніки (1064 нм).

Лазери даного класу випускають американські фірми «QUANTRONIX», «COHERENT», «SPECTRA - PHYSICS». Фірма «QUANTRONIX» випускає серію лазерів, які працюють у режимі МД із перетворенням частоти. Її модель 532R - O/QS -4 генерує випромінювання потужністю 4 Вт на довжині хвилі 532 нм при частоті повторення імпульсів 6 кГц і тривалості імпульсу 100 нс. Нестабільність при цьому становить 10% від імпульсу до імпульсу. Для перетворення частоти використовується кристал КТР. Для генерації випромінювання III і IV гармонік використовуються спеціальні перетворювачі частоти на кристалі ВВО, що поставляють разом з лазерами і виконані у вигляді окремих блоків.

Параметри деяких з цих твердотільних лазерів наведені в таблиці 1.4.

Параметри твердотільних лазерів.

Фірма, модель	Середня потужність, Вт				Режим Роботи	Частота повто- рення імпульсів, кГц
	1,06 мкм	0,532 мкм	0,355 мкм	0,266 мкм		
Quantronix, 52R-O/QS, США	18	4	0,5	0,6	QS, TEM ₀₀	6,0
Coherent Inc., "Antares"76-S, США	25	2	1	-	ML ($t_u = 50...70$ нс)	5,0
Quantronix 4100, США	15	1,5	-	-	ML ($t_u < 100$ нс)	6,0
Spekra-Physiks, T80-YHP70, США,	12	6,0	2,0	-	ML ($t_u < 100$ нс)	10,0
Spektron Laser System Ltd., Model S1903nl, Англія,	30	-	-	-	ML	-
ЛТИ 701, СНГ	-	4	-	-	QS, TEM ₀₀	5...10
ЛТИ 703, СНГ	-	4	-	-	QS, TEM ₀₀	5...7

1.2.2. Перетворювачі частоти на основі нелінійної оптики

Для розширення спектрального діапазону лазерних джерел широко використовуються пристрої нелінійної оптики, серед них: генератори гармонік, суматори, параметричні генератори, а також прилади для вимушеного раманівського розсіювання. Шляхом детального розроблення нелінійного перетворювача частоти можна досягти високої ефективності перетворення (від 30% до 50%). Як згадувався вище, YAG:Nd³⁺ - лазер на довжині хвилі 1,06 мкм може бути ефективно використаний для генерації II, III і IV гармонік відповідно 532, 355 і 266 нм. Найпоширенішим процесом нелінійного перетворення є генерація II гармоніки.

Відповідна реакція оптичного матеріалу на лазерний промінь, який падає на нього, описується як $P = \chi E$, де E — електричне поле оптичної хвилі із частотою ω , а χ — поляризованість середовища.

Коли інтенсивність променя є досить великою, більш високі порядки поляризованості в нелінійному середовищі стають значно вищими і вираз для P приймає вигляд:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots \quad (1.1)$$

де $\chi^{(2)}$ і $\chi^{(3)}$ - другий і третій порядок нелінійної сприйнятливості. Дані величини є характеристиками оптичного матеріалу, а також типу застосовуваної нелінійної взаємодії.

Генерація II гармоніки здійснюється відповідно до параметра $\chi^{(2)}$. На рис. 1.1 показані методи генерації різних гармонік від неодимового лазера, які використовують процеси генерації II гармоніки і сумування частот. При генерації II гармоніки дві електромагнітні хвилі із частотою ω породжують поляризовану хвилю із частотою 2ω всередині нелінійного середовища. Щоб ефективно перетворити енергію від основних хвиль у гармоніку необхідно, щоб їхні фазові швидкості співпадали, тому ця умова названа умовою фазового синхронізму.

У загальному випадку є два типи фазового узгодження: тип I, у якому дві хвилі, що падають, мають однакову поляризацію, і тип II, у якому дві хвилі, що падають, мають ортогональну поляризацію.

Залежно від структури нелінійного кристалу фазове узгодження досягається регулюванням температури або орієнтації нелінійного кристалу. Ефективність перетворення в II гармоніку може бути описана як:

$$\eta = P(2\omega) / P(\omega) = h_0 \text{sinc}^2(\Delta k L / 2), \quad (1.2)$$

де h_0 -ефективність перетворення потужності –це функція густини потужності світла, що падає, вона залежить також від коефіцієнта нелінійності матеріалу, L - довжина кристалу, $\Delta k = k_2 - 2k_1$ визначає ступінь синхронізму через функцію:

$$\text{sinc}(\Delta k L / 2) = \left[\frac{\sin(\Delta k L / 2)}{\Delta k L / 2} \right] \quad (1.3)$$

І таким чином, визначає ефективність нелінійного перетворення.

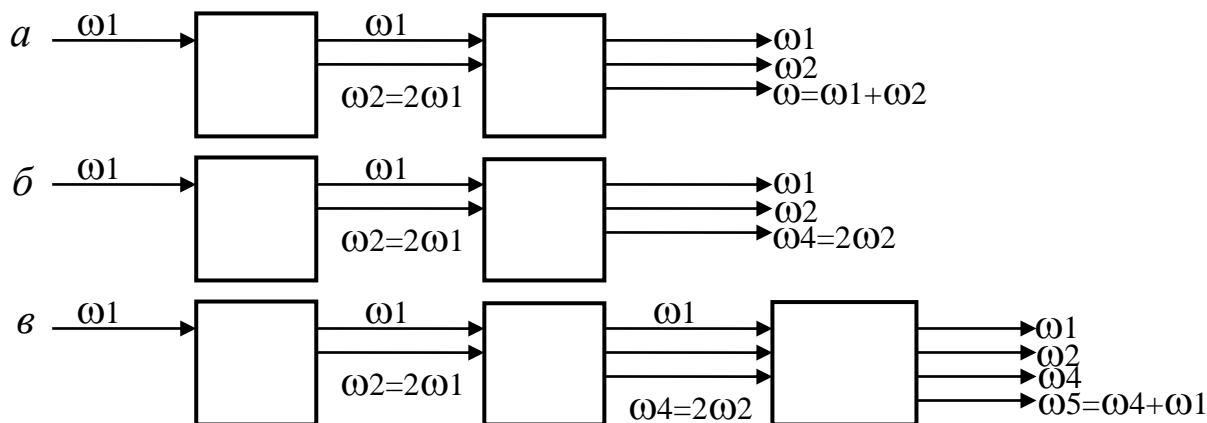


Рис. 1.1. Схематична ілюстрація методів генерації різних гармонік від випромінювання лазера із частотою ω , на основі процесів другого порядку: а - генерація III гармоніки шляхом підсумовування частот ω , і ω_2 ; б - генерація IV гармоніки шляхом послідовного подвоєння частоти отриманої II гармоніки; в - генерація V гармоніки за рахунок сумування частот.

Відбивання, температурна неоднорідність, розбіжність лазерного пучка і розсіювання в кристалі дають внесок у неузгодженість фаз і, таким чином, ведуть до зменшення ефективності перетворення. Розробка ефективного перетворювача частоти для конкретного лазера повинна розглядати такі характеристики лазерного джерела, як: розбіжність пучка, його спектральну ширину, розмір плями фокусування, а також вибір кристалу. Спектральна ширина фазового узгодження визначає спектральний компонент, який може бути ефективно перетворений в II гармоніку.

Подібний зв'язок існує для кутового й температурного фазового узгодження. На рис.1.2 приводяться оптичні діапазони перетворення для ряду поширених нелінійних кристалів. Серед них калій-титан-фосфат (КТР) і бетаборат барію (ВВО) становлять особливий інтерес для пристроїв лазерної мікрообробки і будуть розглянуті нижче.

КТР комерційно доступний з 1983 р. і є найбільш ефективним кристалом для перетворення II гармоніки на 1,06 мкм. Він здатний пропускати випромінювання від 0,35 мкм до близько 4 мкм і може бути узгоджений по фазі для генерації II гармоніки і сумування частоти від 458 нм до 550 нм. Кристал використовується для внутрішньорезонаторного подвоєння частоти в YAG:Nd³⁺-лазері з

акусто-оптичною модуляцією добротності для генерації імпульсів потужністю від 6 до 20 Вт на довжині хвилі 532 нм при частоті повторення імпульсів 10 кГц і тривалості імпульсів від 100 до 200 нс. Кристал також використовується для генерації сумарної частоти на 459 нм шляхом змішування хвилі 1,06 мкм від YAG із хвилею 809 нм від напівпровідникового лазера.

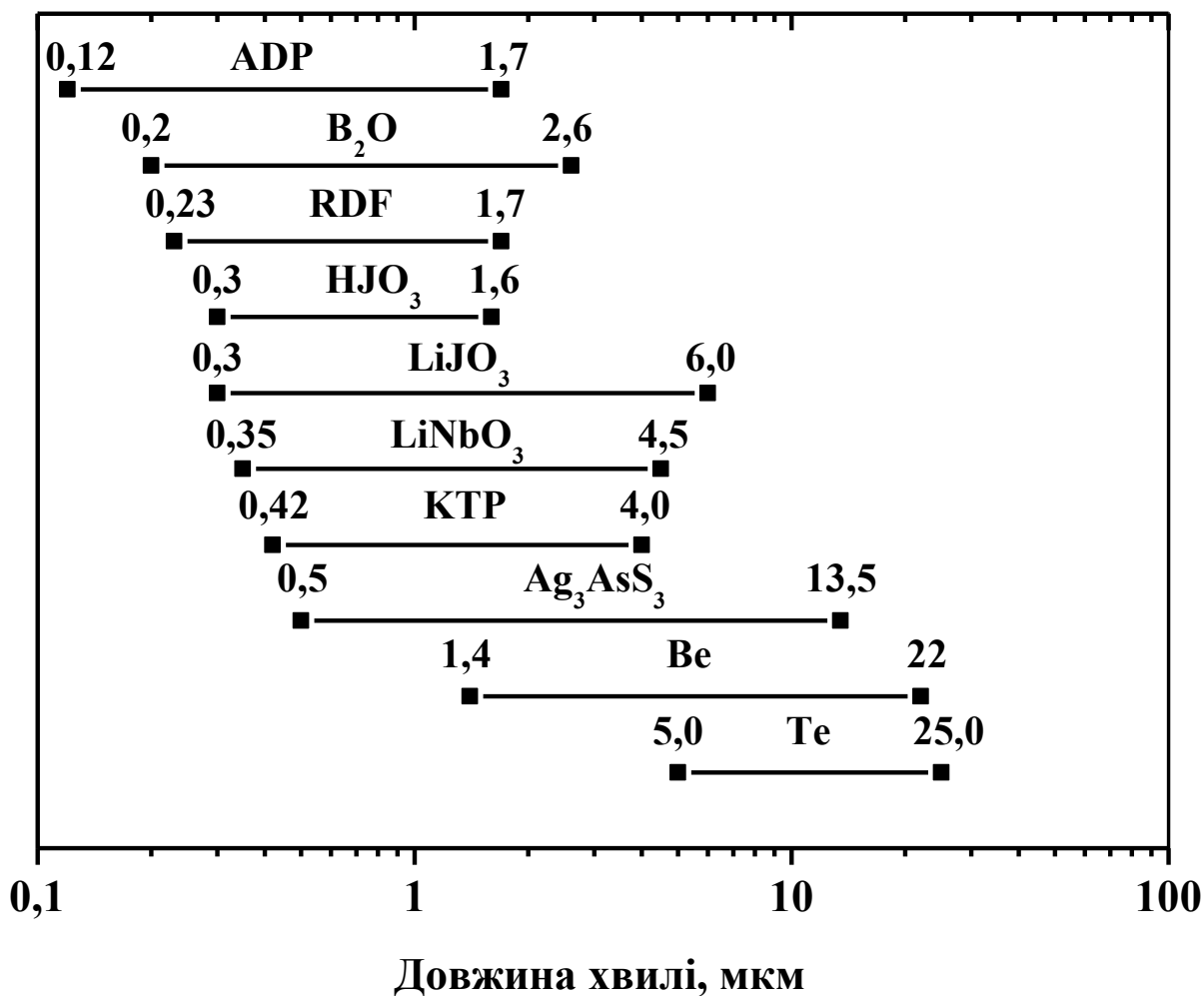


Рис. 1.2. Діапазони оптичного пропускання найпоширеніших нелінійних кристалів.

Про ВВО кристал було вперше повідомлено на початку 1984 р. Ченом і ін. Оптичне пропускання цього кристалу починається з 189 нм. Кристал узгоджений по фазі з V гармонікою від YAG:Nd³⁺ за допомогою змішування початкової (1,06 мкм) і IV гармоніки (266 нм) або шляхом змішування II гармоніки (532 нм) з III гармонікою (355 нм) для генерації УФ випромінювання з довжиною хвилі 212 нм.

Като розширив дослідження до більш коротких хвиль (204,8 нм) шляхом генерації II гармоніки від імпульсів з довжиною хвилі 409,6 нм із ефективністю 17%. І КТР, і ВВО кристали мають високий поріг руйнування і можуть використатися послідовно для генерації УФ випромінювання високої потужності.

Ці два нелінійних кристали найбільш перспективні для подальших видів мікрообробки, таких, як прямий друк, фотохімічне осадження з газової фази для відновлення масок і т.д. Експериментальна схема, яку використали Liu і Rhodes для генерації II, III і IV гармонік від Nd: YAG- лазера з модуляцією добротності, показана на Рис. 1.3.

Використовуючи цю установку, вдалося досягти потужності 3,8 Вт на довжині хвилі 532 нм, 0,7 Вт на 355 нм і 1 Вт на довжині хвилі 266 нм при використанні модуляції добротності, а також 3 Вт на 532 нм, 0,6 Вт на 355 нм і 1 Вт на довжині хвилі 266 нм від лазера із синхронізацією мод.

Параметри випромінювання твердотільних лазерів зручні для застосування інтегральних оптичних пристроїв, таких як коліматори, сканери тощо будуть розглянуті нижче.

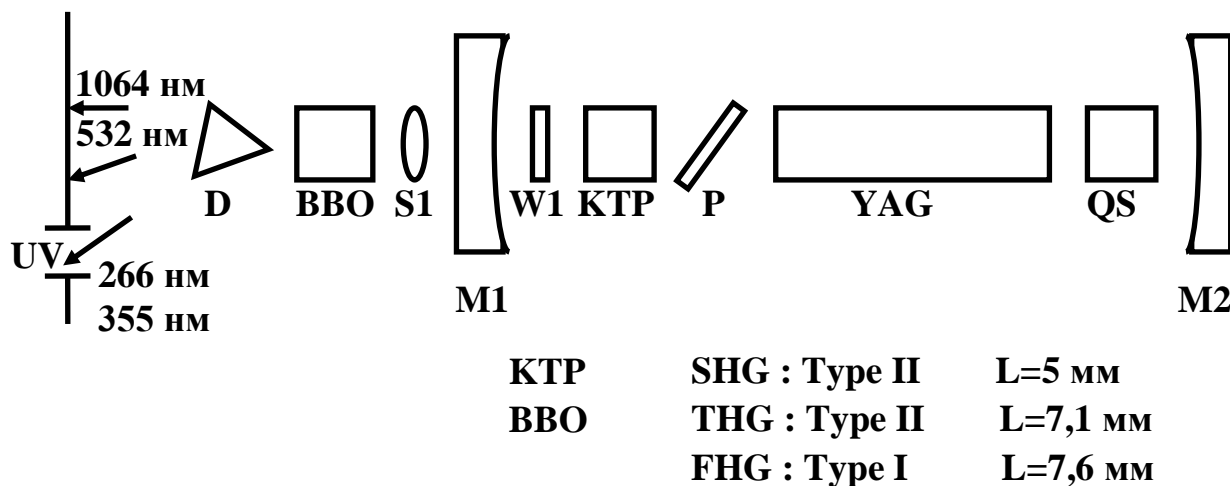


Рис. 1.3. Схема установки для генерації II (SHG), III (THG) і IV (FHG) гармонік від YAG:Nd³⁺-лазера з модуляцією добротності використовуючи кристали КТР і ВВО. Позначення: *D* - призма, *S1* - лінза, *M1* і *M2* - дзеркала, *W1* - хвильова пластинка, *P* - поляризатор, *QS* - комірка модулятора добротності, YAG - підсилююче середовище.

1.3. Газові лазери видимого і УФ діапазонів довжин хвиль

1.3.1. Особливості і основні застосування газових лазерів в мікротехнологіях

Газові лазери відрізняються декількома принциповими особливостями, зумовленими характеристиками газів як робочого середовища лазера.

Для газових лазерів найбільше чітко проявляються характерні властивості лазерного випромінювання - висока направленість і монохроматичність. В порівнянні із твердими тілами і рідинами, гази мають істотно меншу густину і більш високу однорідність. Тому світловий промінь у газі в меншій ступені спотворюється і розсіюється, що дозволяє легше досягати дифракційної межі розбіжності лазерного випромінювання.

При малій густині для газів характерне доплерівське розширення спектральних ліній, величина якого мала в порівнянні із шириною ліній люмінесценції в конденсованих середовищах. Це, а також застосування цілого ряду методів, які використовують характерні властивості доплерівськи розширеної спектральної лінії випромінювання, дозволяє легше досягати високої монохроматичності випромінювання газових лазерів.

Разом з тим мала густина газів перешкоджає одержанню такої високої густини збуджених часток, що характерна для твердих тіл. Тому питома енергія випромінювання у газових лазерів істотно нижча, ніж у лазерів на основі конденсованих середовищ. Перехід до більш високих тисків і застосування нових методів збудження різко збільшив потужність газових лазерів. Специфіка газів проявляється і у різноманітті фізичних процесів, які приводять до створення інверсійної заселеності. До їх числа належать збудження при зіткненнях в електричному розряді, хімічне збудження, фотодисоціація, газодинамічні процеси, оптичне та електронно-променеове накачування.

В переважній більшості газових лазерів інверсія населеності створюється в електричному розряді. Це найбільш загальний метод одержання інверсії в газових лазерах, тому що електрони розряду збуджують газ у широкому інтервалі енергії, створюючи інверсію населеності рівнів енергії іонів, стійких і нестійких молекул. Газорозрядний метод застосовують для збудження лазерів як у

неперервному, так і в імпульсному режимах. Електричний розряд у газі може бути самостійним і несамостійним. В останньому випадку провідність газу забезпечується зовнішнім іонізуючим фактором, а енергія збудження вноситься джерелом електричного живлення розряду.

Одним з методів створення несамостійного розряду є застосування пучка електронів високої енергії. Такі пучки знайшли останнім часом застосування для безпосереднього створення інверсії заселеності в газових лазерах видимого і УФ діапазонів довжин хвиль. Причому використання газів у вимороженому (конденсованому) стані в принципі дозволяє створювати скануючі ультрафіолетові лазерні системи. Ця ідея була запропонована і експериментально підтверджена О.В. Богданкевичем.

Відомі також хімічні й термодинамічні методи створення інверсної заселеності в газових середовищах, однак ці методи застосовуються в основному в лазерах великої потужності ІЧ діапазону хвиль і не використовуються у мікротехнологіях.

Найважливіші застосування газових лазерів у мікротехнологіях зумовлені наступними відмінними рисами: висока однорідність пучка випромінювання, висока стабільність частоти випромінювання і його когерентність, мала, що наближається до дифракційної межі розбіжність випромінювання.

Зазначені властивості визначають застосування газових лазерів у першу чергу як джерела випромінювання для інтерференційних вимірювачів відстані і освітлювачів систем мікролітографії. Особливе значення мають лазери вакуумного і УФ діапазонів довжин хвиль. Короткохвильові лазери необхідні для застосувань, пов'язаних з збудженням електронних станів і фотоіонізації атомів і молекул. При цьому використовується відносно велика величина кванту енергії короткохвильових лазерів. Мала довжина хвилі випромінювання і можливість фокусування випромінювання на площу з характерним розміром меншим довжини хвилі також становлять інтерес для застосування в мікротехнологіях.

1.3.2. Основні типи газових лазерів

Газові лазери до теперішнього часу освоєні для багатьох промислових застосувань. Серійно випускаються наступні класи цих лазерів: лазери на нейтральних атомах, на іонізованих газах,

молекулярні газові лазери, на парах металів і ексимерні та ексиплексні лазери. Два останніх класи газових лазерів набули для лазерних мікротехнологій надзвичайно велике значення, тому будуть розглянуті окремо.

Газові лазери на нейтральних атомах

За способом збудження лазери на нейтральних газах розділяються на три групи:

- 1) лазери, із збудженням слабоіонізованим високочастотним розрядом або розрядом постійного струму;
- 2) лазери, із збудженням імпульсним розрядом у його післясвіченні;
- 3) лазери, із збудженням розрядом з коротким переднім фронтом.

Джерелом неперервного лазерного випромінювання в нейтральних газах найчастіше є слабоіонізована плазма позитивного стовпа тліючого розряду. Густина струму при тліючому розряді підтримується в межах 100-200 мА/см². Властивості плазми позитивного стовпа визначаються електричним полем, спрямованим по вісі трубки. У стаціонарному однорідному і нешаруватому позитивному стовпі напруженість повздовжнього електричного поля така, що число виникаючих електронів та іонів точно компенсує втрати заряджених часток при дифузії до стінок газорозрядної трубки. Температура плазми встановлюється на рівні, що забезпечує підтримку потоку позитивних іонів і заповнення втрат електронів на стінках. Теоретичний аналіз процесів, що відбуваються в позитивному стовпі розряду в чистих газах і газових сумішах, коли об'ємна іонізація і зіткнення електронів з атомами в метастабільному стані несуттєві, показує, що середня електронна температура визначається головним чином величиною добутку тиску газу (p) на внутрішній діаметр трубки D . При малих значеннях тиску електронна температура висока, при більших, навпаки, низька. Умови розряду в газі будуть незмінні, якщо підтримувати постійним значення p (при постійній концентрації електронів). У слабоіонізованій плазмі позитивного стовпу концентрація електронів прямо пропорційна густині струму.

Було використано імпульсний розряд з післясвіченням для одержання генерації на переходах нейтральних атомів. У результаті

лавинної іонізації густина струму при імпульсному розряді може досягати 300 А/см^2 . По закінченні імпульсного розряду виникає післясвічення, що супроводжує швидку термалізацію електронів, у якій переважають рекомбінаційні і дисоціативно-рекомбінаційні процеси, що відбуваються за участю іонів з великим часом життя і збуджених атомів. Як у чистих газах, так і в газових сумішах ці процеси приводять до імпульсної лазерної генерації з високим коефіцієнтом підсилення і великою піковою потужністю, але малою еквівалентною середньою потужністю.

Умови в імпульсному розряді або післясвіченні не можна охарактеризувати одним параметром p . Вони визначаються видом і тиском газу, напругою пробою, втратами енергії в розряді, опором зовнішнього ланцюга, а також формою фронту і спаду імпульсу струму.

Імпульсний розряд із крутим фронтом застосовується в основному для збудження лазерів на самообмежених переходах. Для одержання інверсної заселеності тривалість фронту розряду повинна бути порівнянна з часом життя верхнього лазерного рівня. Максимальна густина струму в імпульсі може досягати сотень і тисяч А/см^2 . Умови збудження атомів у такому розряді визначаються величиною потужності, яка розсіюється. Остання же залежить від тиску газу, напруги пробою, а також від форми і розташування електродів. Оскільки час пробою стовпа газу в повздовжньому напрямку досить великий, то при збудженні імпульсним розрядом з крутим фронтом багатоелектродні газорозрядні трубки мають певні переваги перед прямими двохелектродними.

Лазери на іонізованих газах

Широке практичне застосування знайшли неперервні УФ лазери на іонах інертних газів: аргоновий, криптоновий і ксеноновий. Кращі промислові зразки іонних лазерів на аргоні і криптоні з ресурсом роботи від декількох сотень до декількох тисяч годин забезпечують одержання лазерного випромінювання в УФ діапазоні потужністю до 1-2 Вт. Лазери збуджуються в неперервному дуговому розряді при відносно низькому тиску газу 0,1-1 мм рт. ст. Найбільші труднощі викликає виготовлення довговічних лазерних трубок.

Лазер на парах кадмію з $\lambda = 325,0 \text{ нм}$ є відносно простим у виготовленні, вимагає помірної потужності живлення і має тривалий

термін служби -2000 годин при потужності випромінювання на УФ переході кілька мВт. Збудження лазера здійснюється за допомогою неперервного розряду в гелії при тиску 1-2 мм рт. ст, до якого за допомогою катафорезу або іншим способом підмішуються пари кадмію при тиску близько 10^{-2} мм рт. ст.

Імпульсні іонні лазери мають тривалість випромінювання від декількох десятків наносекунд до декількох сотень мікросекунд і відносно прості у виготовленні. Пікова потужність випромінювання при цьому набагато нижче, ніж для згаданих вище молекулярних лазерів, у зв'язку з малою густиною активного середовища.

Механізми збудження УФ іонних лазерів досить різноманітні. Інверсна заселеність утвориться при "прямому" і ступінчатому збудженні верхніх робочих рівнів електронами, за рахунок рекомбінації іонів більш високої кратності іонізації, при передаванні енергії збудження від метастабільних атомів, при зіткненнях, що супроводжуються передаванням заряду (перезарядкою).

При "прямому" збудженні енергетичних рівнів іонів електронами з енергією вище граничної на декілька електрон-вольт заселяються в основному верхні робочі рівні. Нижні робочі рівні при цьому мають малий радіаційний час життя завдяки переходам в основний стан.

При ступінчатому збудженні відбувається попередня іонізація атома або його переведення в метастабільний стан, а потім збудження на верхній робочий рівень. Певний внесок при цьому можуть давати радіаційні процеси заселення з верхніх збуджених станів, а в деяких випадках і "пряме" збудження електронами.

Приведемо найбільш інтенсивні переходи УФ лазерів на двозарядних іонах інертних газів: неоновий лазер - 332,774 нм (0,1 Вт), 337,833 нм (0,04 Вт); аргоновий лазер - 333,616 нм (0,1 Вт), 363,786 нм (0,7 Вт), 351,113 нм (0,6 Вт) 351,415 нм (0,1 Вт); криптоновий лазер -350,742 нм (0,8 Вт), 356,420 нм (0,8 Вт), ксеноновий лазер - 378,099 нм.

Основним параметром, який визначає вихідні характеристики іонних лазерів, є густина розрядного струму. Повздовжній розряд постійного струму в газі зниженого тиску $p \sim 0,1 \dots 1$ мм рт. ст. є простим і практично єдиним способом накачування аргонного лазера. Для нього характерні значення струмів 5...500 А і густини струму 50...4000 А/см² при діаметрі розряду $D = 1 \dots 20$ мм. У більшості промислових іонних лазерів такі розряди локалізуються в

області $j < 100 \text{ А/см}^2$ у трубках із кварцовими капілярами. При збільшенні густини струму потужність випромінювання збільшується пропорційно струму в кубі, а швидкість зростання потужності знижується. У режимах, близьких до робочих, ця залежність носить приблизно квадратичний характер. Сильна залежність вихідної потужності від густини розрядного струму зумовлена механізмом створення інверсної населеності, заснованому на іонізації атомів Ar електронним ударом і наступним каскадним збудженням іонів також електронним ударом. Насичення і спад вихідної потужності досягається при густинах струму 600—1000 А/см². Практична реалізація таких режимів роботи пов'язана із значними труднощами, що вимагають створення спеціальних секційних трубок, а також особливих умов експлуатації таких лазерів (потужне водяне охолодження і т.п.). Подібні лазери добре описані, а їх вихідні потужності у видимому діапазоні ($\lambda = 488$ і $514,5$ нм) досягають декількох сотень Вт. Ці лазери працюють в області насичення, що обумовлено, в основному, дезбудженням електронами верхніх лазерних рівнів, перепоглинанням УФ резонансного випромінювання, 100%-й іонізації, витісненням газу та ін. Однак переважна більшість сучасних промислових іонних газових лазерів працюють в областях, далеких від насичення ($I = 20 \dots 50 \text{ А}$), а їх потужність у видимому діапазоні становить від сотень міліватів до десятків ватів.

Серед іонних газових лазерів, найбільший інтерес для мікротехнології представляє лазер на іонах Ar III. Генерація на основних лініях 351,1 нм і 363,8 нм зумовлена ступінчатою іонізацією іонів Ar у процесі $\text{Ar}^+ + e > \text{Ar}^{++} + 2e$, а потім ступінчатим збудженням рівнів двічі іонізованого Ar. Абсолютні значення вихідної потужності через порівняно мале підсилення дуже критичні до якості дзеркал і довжини активного середовища. Конструкція і метод накачування лазера на ArIII аналогічні лазеру на ArII і відрізняються тільки дзеркалами резонатора і граничними значеннями струму накачування. Відомі дугові лазери на ArIII, потужність яких у всіх УФ лініях досягає десятків Вт.

Когерентне випромінювання великої потужності видимого і УФ діапазонів, отримане від іонних лазерів, зробило ці лазери (особливо аргоновий) найбільш популярними лазерними джерелами при використанні у пристроях прямого друку в літографії. Перевага аргонового лазера полягає в тому, що атоми аргону випромінюють у видимому діапазоні десь між 454,5 і 514,5 нм і в діапазоні УФ між

351,1 і 363,8 нм. Довжина хвилі криптонового лазера у видимому діапазоні знаходиться між 413,1 і 799,3 нм, в ультрафіолеті між 337,4 і 356,4 нм і між 406,7 і 415,4 нм. Лазери на іонах можуть працювати в режимі багатьох ліній у діапазоні від 457,9 до 514,5 нм для аргонового лазера і від 647,1 до 676,4 нм для криптонового лазера. Обидва лазери також можуть працювати в режимі окремих ліній при використанні дисперсійних елементів всередині резонатора або корпусу лазера. Найбільш сильними лініями генерації аргонового лазера є 514 і 488 нм, а криптонового - $\lambda = 647,1$ нм. Лазер на аргоні здатний забезпечити потужність до 20 Вт для всіх ліній у видимому діапазоні, близько 10 Вт у лінії 514,5 нм і 7 Вт у лінії 488 нм. В УФ діапазоні аргоновий лазер може забезпечити близько 4 Вт (для ліній від 351 до 364 нм). Всі значення потужностей, наведені тут, зазначені для моди TEM₀₀ з характерним розміром пучка 1 мм і розбіжністю, яка є меншою ніж 1 мрад.

У більшості випадків, лазери на аргоні працюють у неперервному режимі. Також ці лазери можуть працювати і в імпульсному режимі за рахунок імпульсного розряду. Аргоновий лазер може працювати в режимі синхронізації мод для одержання імпульсів світла тривалістю близько 100 пс і частотою повторень рівною $c/2L$, де L - довжина лазерного резонатора і c - швидкість світла. Аргоновий лазер у режимі синхронізації мод звичайно використовується для накачування лазера на барвниках, що дає можливість одержувати субпікосекундні імпульси світла в видимому або УФ діапазоні для застосування в спектроскопії.

При використанні нелінійних оптичних кристалів, таких як KDP, ADP, або VVO, видимий аргоновий лазер може бути виконаний з подвоєнням частоти генерації, при цьому досягається генерація в неперервному режимі на довжині хвилі 257 нм. Ефективне подвоєння частоти вимагає узгодження фаз, що досягається або відповідною орієнтацією кристалу, або регулюванням його температури. Оскільки подвоєння частоти є нелінійним процесом і ефективність перетворення залежить від пікової потужності променя, що падає, то вихідна потужність II гармоніки від аргонового лазера, як правило, є значно меншою (близько 10 мВт при неперервній генерації). Зовсім недавно став комерційно доступним 100 мВт аргоновий лазер, що працює в УФ діапазоні на довжині хвилі 257 нм. У цьому лазері використався внутрішньорезонаторний пристрій подвоєння частоти генерації (Spectra Physics Inc., Mountain View, CA).

Найкращі характеристики із всіх серійних УФ-аргонових лазерів в останнє десятиліття мають лазери серії «INNOVA» фірми COHERENT INC., США. Ці лазери при довжині розрядної трубки 1,8 м і струмі накачування 50 А генерують 4 Вт випромінювання в спектральних лініях 351,1 і 363,8 нм. У модифікації із селективними дзеркалами лазер генерує 2,2 Вт на довжині хвилі 351,1 нм в основній моді.

Аргонові лазери УФ діапазону випускаються також деякими іншими закордонними фірмами, зокрема, Spectra-Physics (модель 2020-05), Continental Laser, США (моделі 3050, 4080, 4100, 4120), їхні параметри трохи гірші ніж у лазерів «INNOVA», що мають ресурс 2000 годин і розбіжність випромінювання 0,35 мрад. Серед УФ лазерів на іонах аргону, що виговляються в країнах СНД, слід зазначити лазер на базі серійно аргонового лазера ЛГ-106М-1. Крім того, там же випускаються моделі ЛГН-512 - ЛГН-514, які генерують до 700 мВт УФ випромінювання у всіх лініях, при ресурсі роботи 500 годин.

Молекулярні газові лазери

Для збудження молекулярних газових лазерів використовуються різні способи: електричний розряд, оптичне, хімічне і теплове накачування.

У данному розділі розглядаються тільки газові лазери в УФ і ВУФ діапазоні спектру. На переходах між стійкими електронними молекулярними станами отримана лазерна генерація на молекулах H_2 , D_2 , HD, CO, N_2 (у чистому виді N_2 і в суміші $N_2 + Ar$), N_2^+ , Br_2 , I_2 . У спектрах генерації звичайно спостерігається до декількох десятків лазерних ліній з фіксованою частотою і різною інтенсивністю.

Генерація на молекулах водню та молекулах D_2 і HD відбувається на двох системах переходів у вакуумній УФ області спектру в системі смуг Лаймана в спектральній області 130-164 нм (сумарна пікова потужність до 1 МВт) і системі смуг Вернера в діапазоні 116-130 нм (пікова потужність до 10 кВт).

Найбільш зручним у практичному відношенні є азотні лазери з газорозрядним збудженням, які генерують переважно на $\lambda = 337,1$ нм. Пікова потужність генерації звичайно становить 50-500 кВт, але може досягати 10-20 МВт. У режимі частотних повторень отримана середня потужність понад 1 Вт. Для збудження водневого і азотного

лазерів використовуються імпульсні газорозрядні системи з малою індуктивністю, що забезпечують високу густину потужності накачування активного середовища. При цьому досягається високий коефіцієнт підсилення на лазерних переходах і робота системи в режимі надсвічення. В зв'язку з тим, що радіаційний час життя верхнього робочого стану азотного лазера майже на два порядки більше, ніж H_2 - лазера, тому до системи збудження азотного лазера висуваються менш жорсткі вимоги відносно швидкості і питомої потужності збудження активного середовища. Збудження лазерів здійснюється звичайно при тиску газу 10 - 100 мм рт. ст. Тривалість імпульсу випромінювання H_2 -лазера становить не більше 1 нс, а азотного лазера звичайно 3-10 нс. ККД лазерів залежно від умов збудження лежить в інтервалі 0,01-1%.

1.3.3. Лазери на парах металів

Лазери на парах металів складають зараз один з найбільш значних і важливих класів лазерів. Насамперед потрібно відзначити, що у всіх лазерах на парах металів генерація здійснюється на переходах атомів або атомарних іонів. До теперішнього часу генерація газових лазерів здійснена на переходах атомів і атомарних іонів 48 хімічних елементів. Відомо значне число газових лазерів, що генерують на переходах атомів або атомарних іонів, але, які використовують у якості робочого середовища молекулярний газ або пару.

Природно виникає питання, які причини змушують переборювати значні труднощі, що виникають при роботі з парами металів. Одна з найбільш важливих причин, що стимулює досліджувати лазери на парах металів, пов'язана зі спробами створення лазерів з високим ККД генерації. Більшість існуючих зараз газових лазерів, що генерують у ближній ІЧ, видимій і УФ областях спектру, мають низький ККД. Найпоширеніші лазери, такі як лазер на атомах неону або іонах аргону, мають відносно високий ККД, який однак, не перевищує звичайно 0,1%. Це істотно обмежує можливості їхнього практичного застосування.

Фактори, що визначають ККД газових лазерів, на даний час відомі і проаналізовані. Величина ККД неперервної генерації визначається виразом $\eta = fh\nu/E_b = fh_{\text{пр.непер}}$, де $h\nu$ — енергія кванту лазерного переходу; E - енергія збудження верхнього робочого рівня;

f - фактор ефективності накачування описує частину енергії, витраченої на збудження активного середовища, що йде на збудження верхнього робочого рівня і проходить через канал генерації. Відношення $h\nu/E_B$ можна назвати "квантовим ККД переходу" для неперервної генерації. Ця величина залежить тільки від розташування робочих рівнів і являє собою той ККД генерації, що вийшов би, якби вдалося всю енергію, що вводиться в активне середовище, направити на збудження верхнього робочого рівня і пропустити через канал генерації. У більшості газових лазерів для генерації використовуються переходи між рівнями, розташованими порівняно високо над основним, у зв'язку із чим ККД переходу надзвичайно малий. Використання високорозміщених рівнів негативно позначається і на величині ККД, тому що в цьому випадку нижче робочих рівнів звичайно виявляється значне число інших рівнів, які й перехоплюють основну частину енергії, що вводиться в активне середовище. В атомах інертних газів всі рівні розташовані порівняно високо. Таким чином, обмеження величини ККД для них мають принциповий характер.

Створення лазерів з високим ККД хоча і важливе, але далеко не єдине завдання, де застосування пари металів може дати більші переваги. Оскільки метали становлять більшу частину всіх хімічних елементів, природно очікувати для них великої розмаїтості можливих механізмів утворення інверсії і великої розмаїтості параметрів лазерної генерації, зокрема одержання надзвичайно високих коефіцієнтів підсилення.

Лазери на парах міді

Лазери на парі міді забезпечують надзвичайно високі характеристики генерації у видимому діапазоні спектру і тому представляють найбільший інтерес. Основні характеристики генерації лазерів на парах міді наведені в табл.2.5. Вважається, що вони можуть бути ще більш суттєво покращені.

Одна з унікальних особливостей лазерів на парі міді - надзвичайно високий коефіцієнт підсилення. Ці лазери легко можуть працювати в режимі надсвічення, тобто без резонатора (з одним дзеркалом або без дзеркал). Ця особливість дає можливість використати їх як когерентні підсилювачі світла, які здатні за один прохід активного середовища на кілька порядків підсилувати

яскравість світлових пучків, що несуть зображення або будь-яку іншу оптичну інформацію. На цій основі з лазером на парі міді створено лазерний проєкційний мікроскоп, що дозволяє одержувати підсилені за яскравістю зображення мікрооб'єктів з більшим збільшенням і на великих екранах.

Надзвичайно високе підсилення та мала тривалість існування інверсії, що властиві цим лазерам, створюють певні труднощі при розробці лазерів з високою направленістю випромінювання. Оскільки за час існування інверсії випромінювання встигає лише кілька разів пробігти відстань між дзеркалами, тому застосування звичайних резонаторів не дає можливості одержати високу направленість. Вихід був знайдений шляхом застосування нестійких резонаторів з високим збільшенням. З такими резонаторами для лазера на парі міді вдалося одержати розбіжність випромінювання, близьку до дифракційної.

Зовнішній вигляд відпаяної трубки лазера на парі міді наведено на рис.1.4.

1.3.4. Ексимерні та ексиплексні лазери УФ діапазону спектру

Ексимерні (ексиплексні) лазери - відносно новий клас лазерів, в яких активним середовищем служать квазімолекули, що існують тільки в збудженому стані-ексимерні (ексиплексні) молекули. Ці молекули створюється високоенергетичними електронним та іонним пучками, або за допомогою електричного розряду, як самостійного, так і з попередньою іонізацією активного середовища. Переходячи в основний стан, ексимерні молекули випромінюють кванти УФ-ВУФ випромінювання. Параметри ексимерних лазерів у першу чергу визначаються типом активного газового середовища. Залежно від типу квазімолекули, ці лазери можна розділити на дві основні групи: на димерах інертних газів (Ar, Xe, Kr) і моногалогенідах інертних газів (XeF, XeCl, KrCl тощо).

Ексимерні лазери з'явилися як найбільш важливі джерела УФ діапазону для застосувань у мікрообробці, включаючи літографію, видозміну поверхні і мікрозборки як органічних, так і неорганічних матеріалів. Ексимерні і ексиплексні лазери мають багато привабливих характеристик при використанні їх як УФ-ВУФ джерел випромінювання: високу потужність, ефективність і енергію або середню потужність. На рис. 1.5 продемонстровані вихідні характеристики УФ джерел світла на базі цих лазерів і УФ лазерів

інших типів у порівнянні з некогерентним УФ джерелом на базі ртутної дугової лампи середнього тиску потужністю 1 кВт. Параметри вимірювалися на відстані 1 м від лампи.

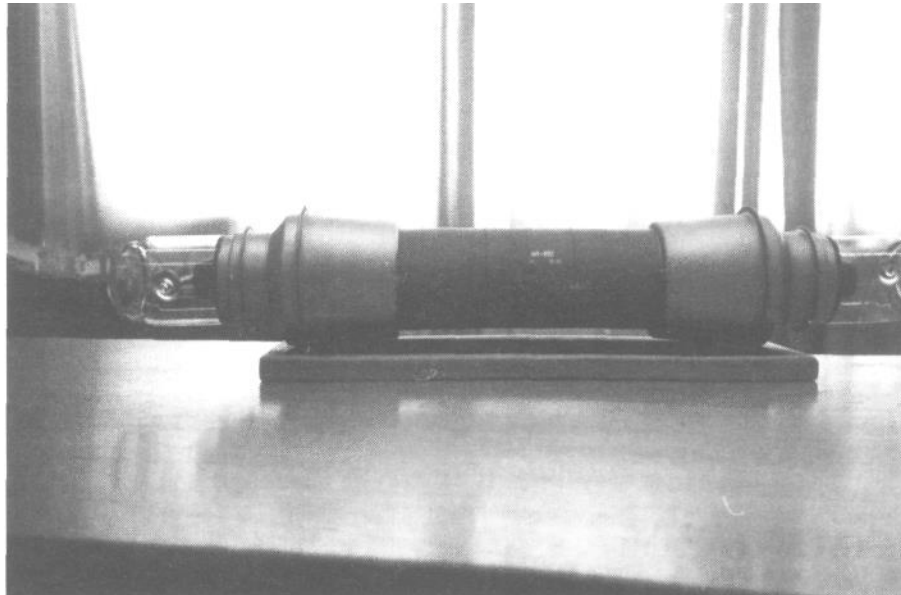


Рис. 1.4. Зовнішній вигляд лазерної трубки на парах міді.

Таблиця 1.5.

Основні параметри газорозрядних лазерів на парі міді.

Тип лазера	Середня потужність генерації, Вт	Частота повторення імпульсів, кГц	Тривалість імпульсів, нс	Довжини хвиль генерації, нм
CVL-1,5	1,5	8-16	10	510;530
CVL-3,0	3,0	8-16	10-15	510;530
CVL-10	10,0	8-16	10-15	510;530
CVL-20	18,0	8-16	10-20	510;530

Активний розвиток отримали ексимерні та ексиплексні лазери, при використанні їх у літографії. Існує ряд ґрунтовних оглядових статей з тематики розробок і використання ексимерних та ексиплексних лазерів. Тут ми приводимо лише деякі характеристики ексимерних та ексиплексних лазерів, які використовуються в тонкоплівкових технологіях і літографії.

Часові характеристики

Ексиплексні лазери, які одержали практичне застосування, збуджуються переважно поперечним розрядом з використанням УФ або рентгенівської передіонізації. Характерні тривалості імпульсу генерації становлять 10-20 нс при частоті повторення кілька сотень Герц. Стабільність амплітуди від імпульсу до імпульсу становить $\pm 3...5\%$, а часова нестабільність синхронізації - близько ± 2 нс. Вимога однорідності поперечного розряду в розрядній камері накладає обмеження на тривалість імпульсу накачування (порядку 10-100 нс). Ексиплексні лазери з тривалістю імпульсу в сотні наносекунд розроблені при використанні розподіленого резистивного баласту на розрядних електродах або ж при використанні індуктивного баласту та плазмових електродів.

Недавно стали доступними ексиплексні лазери з великою тривалістю імпульсу (до 300 нс). Також було повідомлено про мікросекундні ексиплексні лазери, що використовують радіочастотне накачування. Імпульси великої тривалості приводять до зниження максимальної пікової потужності. Це є важливим чинником, коли оптичне волокно використовується в якості передавального або системи, що доставляє випромінювання до зразка, і в тому випадку, коли УФ випромінювання великої потужності викликає небажані пошкодження або нелінійні процеси. На противагу цьому, були реалізовані пікосекундні KrF і ArF-лазери великої потужності.

Спектральні характеристики

Спектральна ширина генераційної смуги є важливим конструкційним параметром для літографії з високим розділенням через хроматичні аберації оптичних систем. Її спектральна ширина для ексиплексного лазера в режимі вільної генерації звичайно становить декілька десятків нанометра.

Типові спектри флуоресценції і вимушеного випромінювання від несинхронізованих ArF, KrF, XeCl і XeF-лазерів наведені на рис.1.6.

Спектральна ширина смуги ексиплексного лазера може бути зменшена по-різному: наприклад, за рахунок застосування внутрішньорезонаторних еталонів, призм, дифракційних ґраток, діафрагм і ін. Кварцова призма або набір кварцових призм

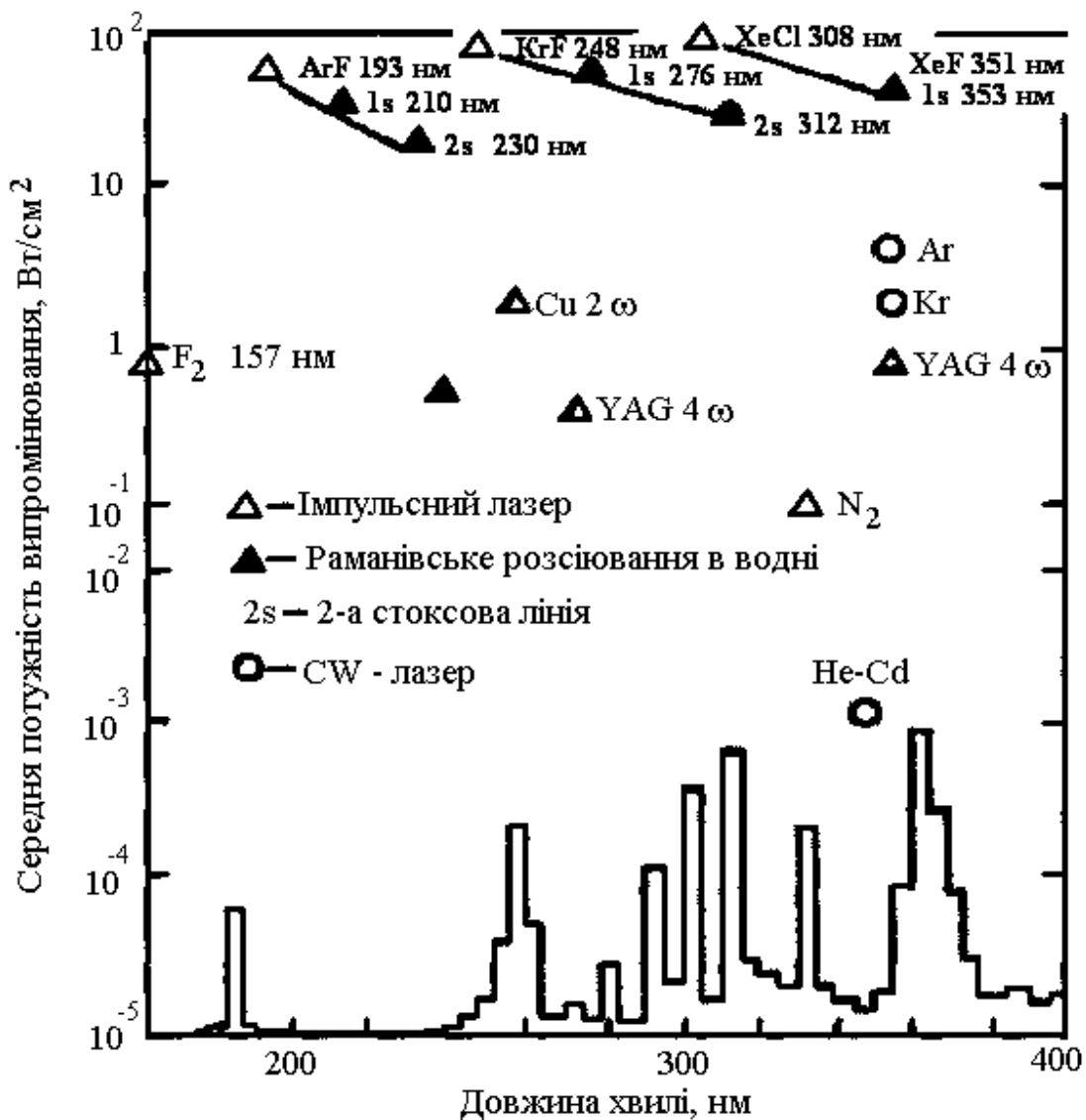


Рис. 1.5. Потужність випромінювання, що досягається від різних когерентних і некогерентних УФ джерел. Перша і друга стоксові лінії, що використовують вимушене раманівське розсіювання у водні, які отримуються ArF, KrF і XeCl - лазерами, позначені як 1s і 2s. Потужність випромінювання від дугової ртутної лампи (з робочим середовищем Hg-He) середнього тиску потужністю 1 кВт показана в нижній частині рисунку.

використовується для зменшення ширини генераційної смуги KrF і ArF-лазерів до значення 0,1 нм, з діапазоном перебудови близько 2 нм і вихідною енергією 30 мДж. Оскільки розділення призми залежить від розбіжності пучка, то використовують набір призм для розширення пучка в поєднанні з дисперсними призмами, що покращує роздільну здатність і зменшує ширину генераційної смуги.

Введення діафрагми всередину лазерного резонатора з метою обмеження числа поперечних мод дозволяє додатково зменшити ширину випромінювання такого лазера. Робота ексиплексного лазера зі зменшеною шириною генераційної смуги при використанні набору призм вимагає дуже точного настроювання. Внутрішньорезонаторні еталони забезпечують альтернативу зазначеному методу і є особливо важливими для досягнення значення ширини генерації до 10^{-3} нм. Про створення лазера із шириною випромінювання в 0,001 нм в K₂F₂ і <0,002 нм в XeCl при використанні трьох еталонів на різні спектральні діапазони було вперше повідомлено вже в 1980 р. Дифракційні ґратки забезпечують найбільш простий і перспективний спосіб звуження смуги випромінювання ексиплексних лазерів.

Просторові характеристики

Ексиплексні лазери звичайно працюють при високих значеннях числа Френеля (більше декількох тисяч). Таким чином, стійкий резонатор повинен генерувати багатомодовий пучок світла з великою розбіжністю. Малорозбіжна мода TEM₀₀ у стійкому резонаторі накладає вимогу на діаметр пучка менш ніж 1 мм при довжині резонатора 1 м. Це може бути досягнуте в ексиплексному лазері тільки при значних втратах енергії. Для одержання великої вихідної енергії з низькою розбіжністю в ексиплексних лазерах звичайно застосовують нестійкі резонатори. У нестійкому резонаторі використовується дифракційне вихідне дзеркало, що приводить до створення кільцевої моди в ближній зоні, і таким чином, формується потрібна гомогенізація пучка для досягнення його однорідності. Однорідність пучка може бути істотно збільшена шляхом деякого зменшення вихідної потужності. На даний час уже розроблені ексимерні лазери, що випускаються серійно і забезпечують при дифракційній розбіжності лазерного променя високу енергію в імпульсі і однорідний розподіл інтенсивності.

Параметри закордонних ексиплексних лазерів

Ексиплексні лазери складні в експлуатації. Це пов'язано з інтенсивним дрейфом їх вихідних параметрів у процесі роботи. При експлуатації лазера мають місце різноманітні процеси, що впливають на зміну енергії випромінювання. Виключити їх не завжди вдається,

тому найбільш ефективний спосіб стабілізації вихідних параметрів експлексних лазерів - це введення активних стабілізуючих систем зі зворотними зв'язками, які постійно контролюють вихідні параметри і регулюють роботу лазера. При дискретно-плавній стабілізації (дискретність досягається зміною газів, плавність - підвищенням енергії розряду) забезпечується довгострокова стабільність енергії випромінювання від імпульсу до імпульсу в межах $\pm 5\%$. У сучасних експлексних лазерах серії MSC (Magnetic Switch Control) фірми Lambda Physik для стабілізації вихідних параметрів використовують мікропроцесорну систему, що стежить, і забезпечує реалізацію дискретно-плавної стабілізації в автоматичному режимі.

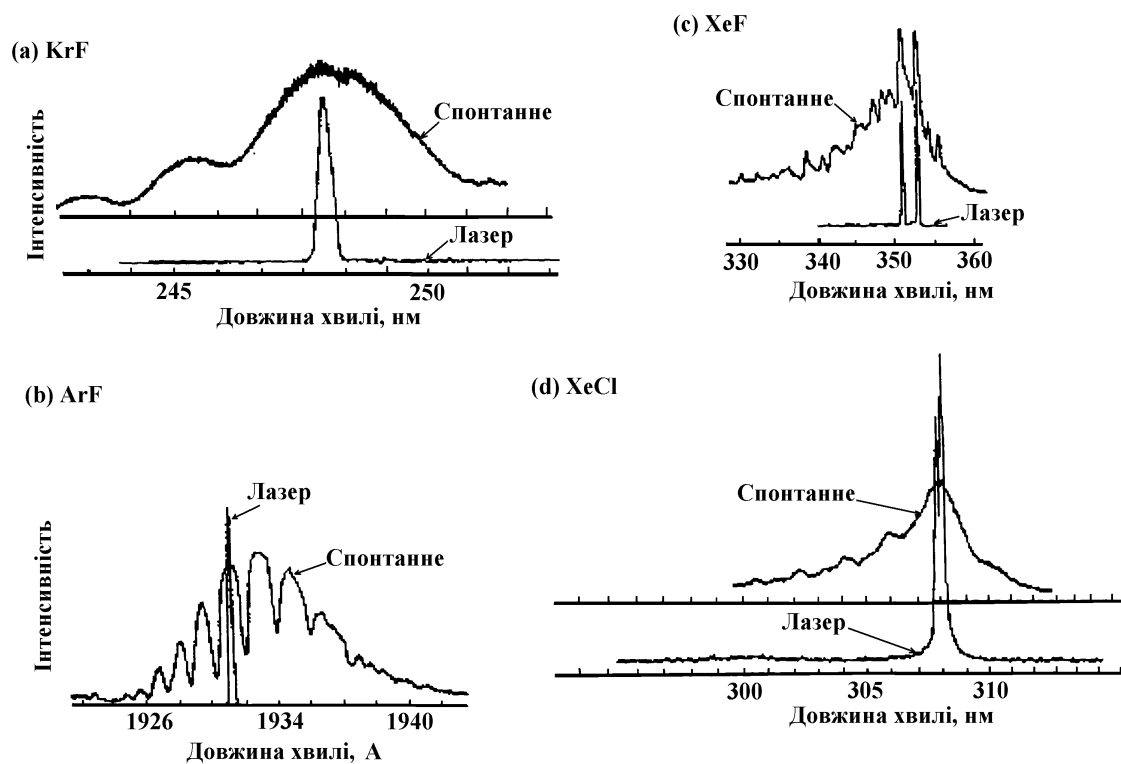


Рис. 1.6. Типові спектри флуоресценції і генерації на молекулах KrF (a), ArF (b), XeF (c) і XeCl (d). Структура в спектрі ArF обумовлена поглинанням випромінювання молекулами кисню в атмосфері.

Найвищі вихідні характеристики мають лазери на молекулах моногалогенідів інертних газів, які представляють найбільший практичний інтерес і є найбільш розробленими. Лазери на молекулах ArF, KrF, XeCl, XeF генерують випромінювання на довжинах хвиль 193, 248, 308, 351 нм відповідно. Більш низькі вихідні характеристики

отримані на молекулах KrCl і XeVg відповідно з випромінюванням поблизу $\lambda = 222$ і 282 нм.

Найбільша середня потужність генерації одержана для газорозрядних ексиплексних лазерів: в одномодовому лазері вона досягає 200 Вт і більше, при частоті повторення імпульсів понад 1 кГц.

У таблиці 1.6 наведено параметри деяких закордонних ексиплексних лазерів, що випускаються серійно і працюють із частотою повторення імпульсів, яка перевищує 500 Гц. Як впливає з цієї таблиці, найбільша частота повторення імпульсів 1200 Гц при середній потужності випромінювання 80 Вт у лазера фірми «Technolas Laser Technik» (Німеччина).

Таблиця 1.6.

Параметри деяких типів ексиплексних лазерів, розроблених в Західній Європі і Америці.

Фірма, держава	Модель лазера	Ексимерна молекула	Частота генерації, нм	Енергія імпульсу, мДж	Частота повторення імпульсів, Гц	Середня потужність, Вт	Розбіжність пучка, мРад
„Technolas Laser Technik”, ФРН	EX12	ArF	193	1000	1200	80	0,4÷0,6
		KrF	248	1000	1200	80	0,4÷0,6
		XeCl	308	1000	1200	80	0,4÷0,6
		XeF	351	1000	1200	80	0,4÷0,6
“Lambda Physik”, ФРН	EMG1051	ArF	193	15	500	5	1,5÷3,0
		KrF	248	30	750	20	1,5÷3,0
		XeCl	308	15	750	10	1,5÷3,0
		XeF	351	15	750	9	1,5÷3,0
	EMS 160T	ArF	193	100	250	15	0,2
		KrF	248	250	250	60	0,2
		XeCl	308	140	250	12	0,2
		XeF	351	70	250	12	0,2
XMR Inc., USA	5105	ArF	248	300	500	150	5
	5100	KrF	308	350	600	200	5
	5101	XeCl	308	500	400	200	5
	XCV-150	XeF	351	400	600	250	5

Роботи зі створення нових типів ексиплексних лазерів ведуться численними закордонними фірмами і підприємствами. У таблиці 1.7 наведені параметри ексиплексних лазерів. Очікується, що в найближчі роки будуть створені ексиплексні лазери з енергією випромінювання 2-5 Дж/імпульс, частотою повторення імпульсів понад 1 кГц і середньою потужністю 100 Вт на всіх робочих газах, зазначених у табл. 1.6.

Таблиця 1.7.

Характеристики електророзрядних ексимерних лазерів.

Робоча молекула	Енергія Імпульсу, Дж	Робоча частота, Гц	Середня потужність, Вт	Розбіжність пучка, мРад
F ₂	1,0 (EMG 200)	100 (EMG 102)	25 (EMG 200)	0,2 (EMG 150)
ArF	0,5 (EMG 200E)	250 (EMG 203 MSC)	40 (EMG 203 MSC)	-
KrF	1,5 (TE 290)	750 (EXC 410)	100 (EMG 203 MSC)	- (EMG)
XeCl	1,5 (TE 290X)	1000 (EXC 410)	120 (EMG 103E)	- (EMG 150ET)
XeF	0,4 (401XR)	200 (EMG 103E)	15-40 (EMG 103E)	-

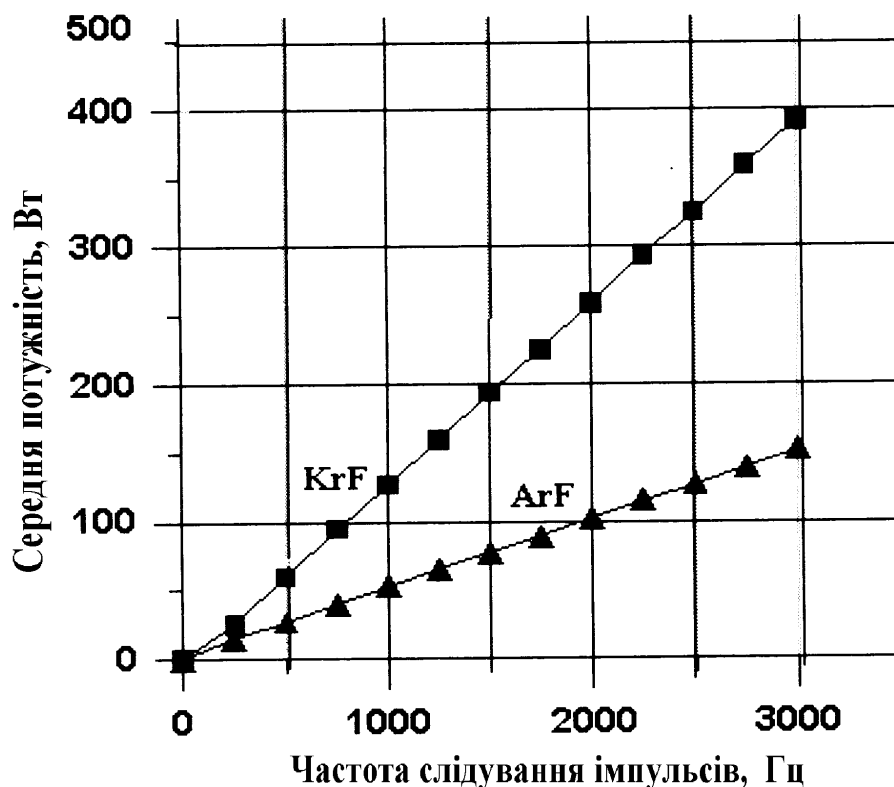


Рис. 1.7. Характеристики ексимерних технологічних лазерів, розроблених в Росії (м.Троїцьк).

Ексимерні лазери, які розроблені в Росії, на даний час теж забезпечують високі вихідні характеристики в УФ діапазоні спектру і застосовуються в літографії. У табл. 1.8 і на рис. 1.7 наведені їх основні характеристики (ТРИНИТИ, м. Троїцьк).

Тут наведені результати експериментального дослідження потужного, електророзрядного KrF-лазера з УФ передіонізацією. Збільшення середньої потужності в лазері спостерігається при збільшенні частоти проходження імпульсів аж до 620 Гц, при якій досягається максимальна для розглянутого класу лазерів, середня потужність випромінювання 630 Вт. Отримані результати демонструють реальні перспективи створення серійного KrF-лазера з рівнем стабілізованої середньої потужності 300-500 Вт.

При рівні стабілізованої середньої потужності 300 Вт лазер міг працювати неперервно, без зміни газової суміші, протягом 8 годин (12×10^6 імпульсів), при цьому стабільність генерації від імпульсу до імпульсу становила величину $\sim 2\%$. Отримані параметри потужного, електророзрядного ArF лазера демонструють реальні перспективи створення серійного ArF лазера з рівнем стабілізованої середньої потужності 150-300 Вт.

Таблиця 1.8.
Параметри ексиплексних лазерів, розроблених в Росії.

Довжина хвилі, нм	248	193
Середня потужність, Вт	400	150
Частота повторення імпульсів, Гц	3000	3000
Енергія імпульсу, мДж	133	50
Стабільність енергії імпульсу, %	± 1	$\pm 1,5$

1.4. Характеристики ультрафіолетових ексиплексних та азотних лазерів, розроблених в Ужгородському національному університеті

На першому етапі розробки та дослідження лазерних джерел випромінювання $\lambda = 308$ нм XeCl(B-X) та 222 нм KrCl(B-X) була проведена детальна оптимізація їх вихідних характеристик з метою вибору оптимальних умов для проведення діагностики плазми поперечного об'ємного розряду. Паралельно нами проводилась також оптимізація і найбільш широкоживаного лазера на $\lambda = 337,1$ нм N₂(C-B), який також використовується в ряді лазерних мікротехнологій.

Наші експерименти проводились на джерелах випромінювання з довжиною активного середовища 18 см і автоматичною іскровою

передіонізацією розрядного проміжку.

Попереднє випробування даного джерела вимушеного випромінювання проводилось на суміші He-N₂ і чистому N₂ шляхом оптимізації генерації на $\lambda=337,1$ нм N₂(C-B). Дослідження показали, що в чистому азоті при тисках P=9-12 кПа і U_{зар.}=20-24 кВ енергія в імпульсі генерації складала 1,2 мДж, а в N₂- лазері на суміші P(He)-P(N₂)=76-9 кПа - 1,6 мДж. Тривалість імпульсів генерації- 7 нс. Поперечний переріз лазерного променя складав 0,4x2,0 см² з використанням резонатора "глухе дзеркало-кварцова пластина".

Основні результати оптимізації імпульсно-періодичного лазера на $\lambda=337,1$ нм N₂ з імпульсною коронною передіонізацією і механічною системою прокачування робочої суміші представлено на рис. 1.8. Поріг появи генерації за зарядною напругою був рівним 12 кВ. Найбільш високі вихідні характеристики отримано для суміші He-N₂-SF₆ (рис. 1.8.а), середня потужність для якої в два рази переважала відповідні результати для генерації в чистому азоті. Компонентний склад He-N₂=10-1 був оптимальним для подвійних сумішей. Тривалість генерації складала - 8 нс (рис. 1.8 б). Дослідження середньої потужності генерації в залежності від частоти повторення імпульсів показало, що даний лазер ефективно працює при f=1-25 Гц, а при збільшенні частоти до 30-40 Гц вона різко зменшується. Це зумовлено перегріванням робочого середовища N₂- лазера. Основною причиною зростання енергії генерації на $\lambda=337,1$ нм N₂(C-B) в ПОР на суміші N₂-SF₆ є збільшення відношення E/N на початковій стадії розряду. Так відомо, що при зростанні вмісту молекул SF₆ в суміші N₂-SF₆ до 30% було зафіксовано збільшення величини відношення E/N з 75 до 106 В/см·Тор.

Таким чином, створений імпульсно-періодичний N₂-лазер з механічним прокачуванням робочої суміші працює в межах частот f≤25-30 Гц, має середню потужність генерації 12 мВт і може застосовуватись в системах "генератор-підсилювач" як генератор або як самостійне джерело лазерного УФ – випромінювання для застосувань в мікроелектроніці, фотохімії тощо. Заміна молекул елегазу на більш агресивні молекули HCl, які використовуються в робочих середовищах RCl*- лазерів, приводила до виходу з ладу (заклинення) підшипників вентилятора і поглинання парами масла (з системи змащування підшипників) молекул хлориду водню. Даний ефект викликав швидку деградацію активного середовища

електророзрядних ексиплексних лазерів, тому для $f \leq 50-70$ Гц більш оптимальним є застосування електричного прокачування.

Після цих експериментів, а також одержання однорідного ПОР в чистих буферних газах (He, Ne) при $P=100-300$ кПа, була проведена оптимізація енергетичних і часових характеристик ХеСІ- лазера. З цією метою досліджувались залежності $E_{ген.}$ від тиску і складу робочих сумішей та напруги заряду робочого конденсатора ГН. Дослідження залежності енергії генерації ХеСІ від парціального тиску НСІ та Хе в сумішах показали, що для даного лазера оптимальний тиск НСІ знаходиться в межах (0,25-0,4) кПа, а ксенону (4-5) кПа. На рис. 1.9 наведено розподіл енергії генерації ХеСІ - лазера в центрі розрядного проміжку.

Типові залежності величини $E_{ген.}$ для ХеСІ- і N₂- лазерів від тиску буферних газів (рис. 1.10) показали, що при оптимальному тиску буферного газу - Ne, енергія генерації ХеСІ - лазера становить 14 мДж і, в порівнянні з сумішами на основі буферного газу - He, зростає в два рази.

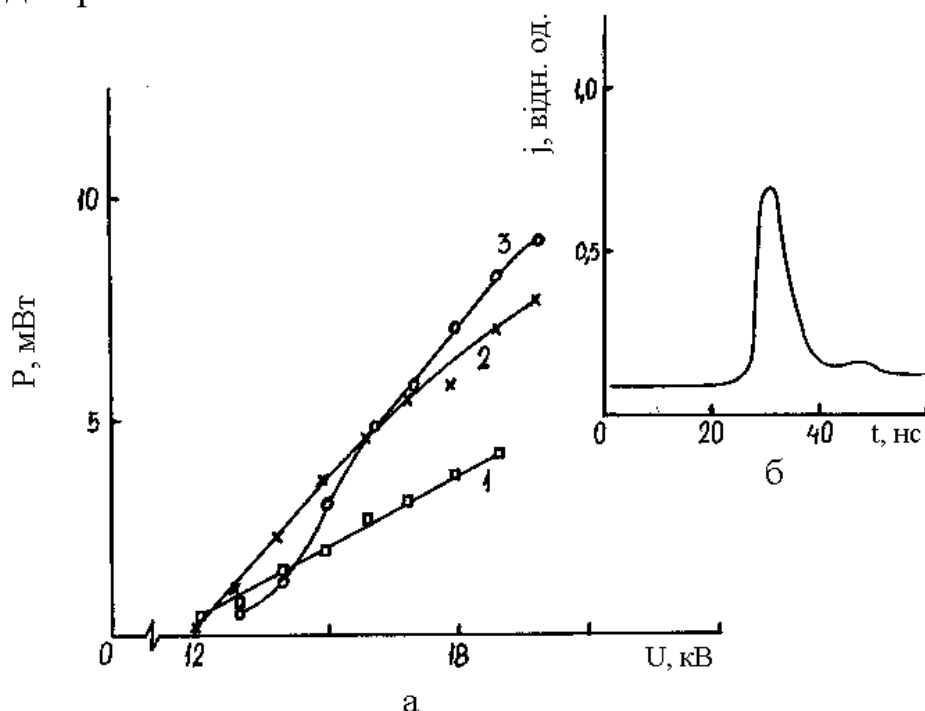


Рис. 1.8. Залежність середньої потужності лазерної генерації на $\lambda=337,1$ нм N₂ від величини зарядної напруги при $f = 10$ Гц (а): $P(N_2)=10,6$ (1); $P(He)-P(N_2)=60-6$ (2); $P(He)-P(N_2)-P(SF_6) = 17,3-4-0,13$ кПа (3); осцилограма імпульсу генерації (б).

Ширина розрядної області, при цьому, збільшувалась з 0,5 см до 0,7 см. Оптимальна величина тиску He для даних умов накачування знаходилась в межах 200-230 кПа.

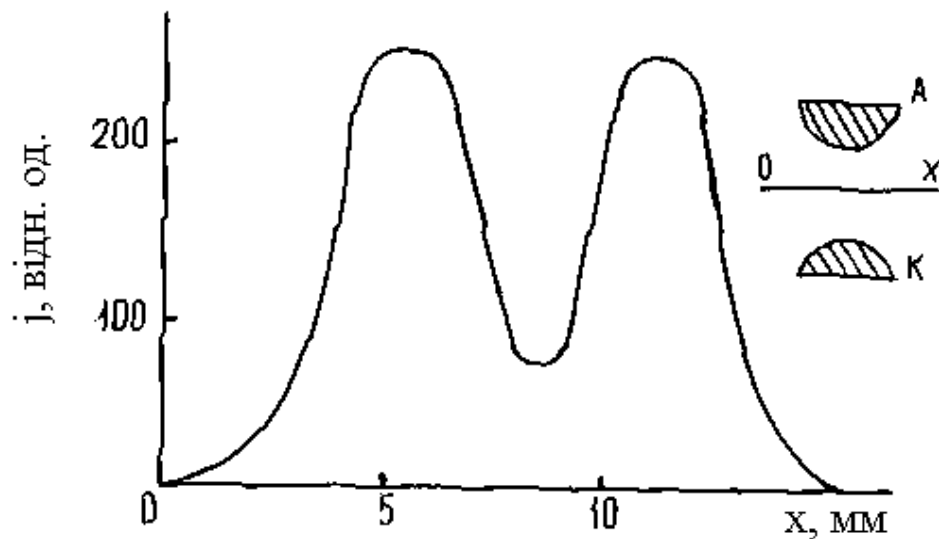


Рис. 1.9. Розподіл енергії генерації на $\lambda=308$ нм XeCl^* в ПОР на суміші $\text{P}(\text{Ne})$ - $\text{P}(\text{Xe})$ - $\text{P}(\text{HCl})=266$ - $5,3$ - $0,4$ кПа, одержаний в центрі розрядного проміжку (по лінії OX) на віддалі 7 см від вихідного дзеркала резонатора .

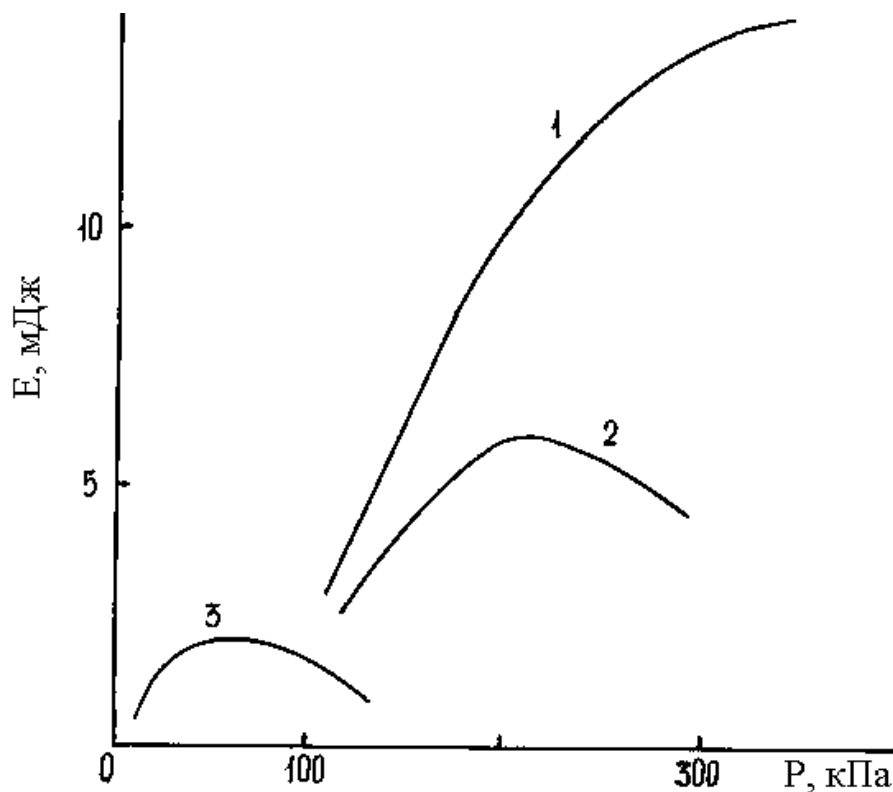


Рис. 1.10. Залежність енергії генерації XeCl^* і N_2 - лазерів від тиску буферних газів при $U_{\text{зар.}}=24$ кВ в ПОР на сумішах: $\text{P}(\text{Ne})$ - $\text{P}(\text{Xe})$ - $\text{P}(\text{HCl})=\text{P}(\text{Ne})$ - 4 - $0,4$ (1); $\text{P}(\text{He})$ 0 - $\text{P}(\text{Xe})$ - $\text{P}(\text{HCl}) = \text{P}(\text{He})$ - 4 - $0,4$ (2); $\text{P}(\text{He})$ - $\text{P}(\text{N}_2) = \text{P}(\text{He})$ - 4 кПа (3).

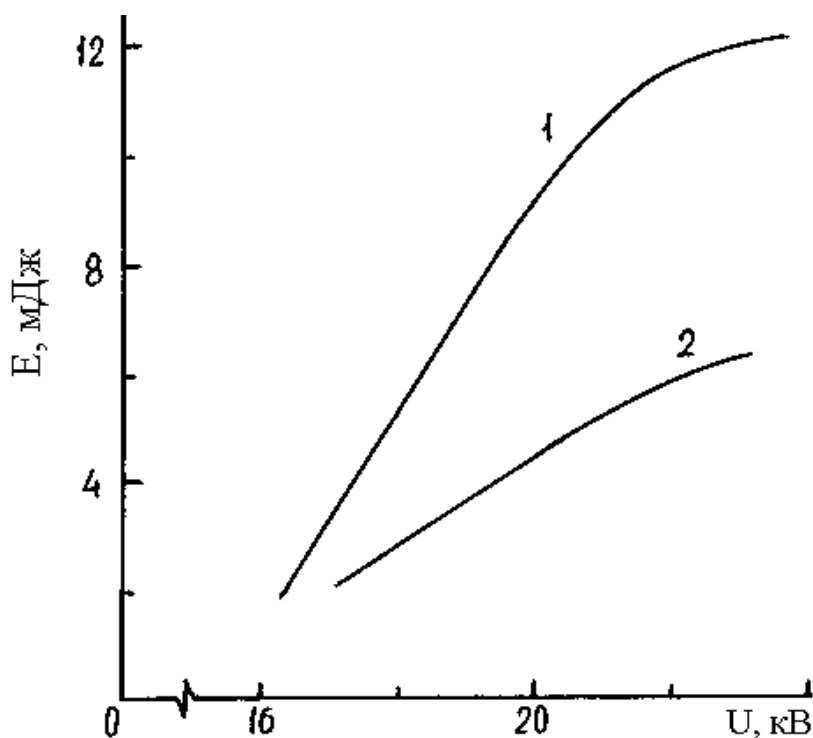
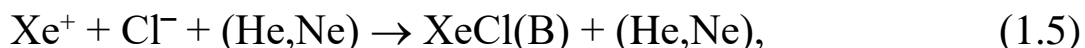
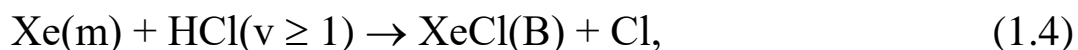


Рис. 1.11. Залежність енергії генерації від величини зарядної напруги в HeCl^* -лазері на сумішах: $\text{P}(\text{Ne})\text{-P}(\text{Xe})\text{-P}(\text{HCl})=266\text{-}4\text{-}0,4$ (1); $\text{P}(\text{Ne})\text{-P}(\text{Xe})\text{-P}(\text{HCl})=133\text{-}4\text{-}0,4$ кПа (2).

Для буферного газу - Ne характерним було насичення росту $E_{\text{ген}}$ при тисках неону 250-300 кПа, але чітко виділеного максимуму на залежності $E_{\text{ген}}=f([\text{Ne}])$ не спостерігалось. Тому величина $E_{\text{ген}}$ для HeCl^* - лазера в даному середовищі була обмежена в значній мірі конструктивними можливостями роботи вакуумної та газозмішувальної системи при високих тисках. Залежності величини $E_{\text{ген}}$ для HeCl^* - лазера від величини зарядної напруги мали характер, близький до лінійного, і лише в середовищах на основі неону при $U_{\text{зар.}} \geq 22$ кВ спостерігалось насичення росту $E_{\text{ген}}$ при збільшенні величини $U_{\text{зар.}}$ (рис. 1.11).

Поріг появи генерації HeCl^* - лазера з малою довжиною активного середовища досить значний і складав за величиною зарядної напруги 15-16 кВ. Різниця в величині енергій генерації $\text{HeCl}(\text{В-X})$ в середовищах, розчинених гелієм або неоном, пов'язана з зміною об'єму плазми ПОР, різним питомим опором розряду, а також різними процесами, що ведуть до утворення $\text{Xe}(m)$, іонів Xe^+ , Xe^{+2} , Cl^- , які є вихідними в механізмі генерації $\text{HeCl}(\text{В-X})$ при накачуванні ПОР:



Типові імпульсні характеристики поперечного розряду з іскровою УФ-передіонізацією і генерації лазера на $\lambda=308$ нм, на прикладі суміші Ne-Xe-HCl, наведені на рис. 1.12. Час, за який відбувається заряд робочої ємності до пробивної напруги, складав 70-80 нс. Струм, напруга і енергетичний внесок в плазму носять коливальний характер і характеризувались трьома максимумами з амплітудами, які зменшуються в часі. Імпульс генерації на $\lambda=308$ нм XeCl(B-X) спостерігався лише від першого максимуму енергетичного внеску. Питомий енергетичний внесок в плазму досягав 10 МВт/см^3 , а повний внесок при $U_{\text{зар.}}=20$ кВ складав 5 Дж. Коефіцієнт корисної дії, обрахований від величини енергії, яка запасається в основному конденсаторі ГІН, був рівним 0,3%. Тривалість імпульсів генерації в неонвмісних середовищах на половині висоті осцилограми складала 20 нс, а в гелійвмісних середовищах -14 нс. Тривалість спонтанного випромінювання на $\lambda = 308$ нм XeCl дорівнювала 80 нс.

Результати оптимізації вихідних характеристик XeCl*- лазера показали, що подальше зростання його параметрів можливе при збільшенні апертури розряду до $2 \times 2 \text{ см}^2$ і зростанні однорідності лазерного випромінювання по апертурі, збільшенні ККД ГІН-а, удосконаленні елементів резонатора. Ці умови можуть бути реалізовані при заміні елементної бази макета. Збільшення апертури випромінювання до $2 \times 2 \text{ см}^2$ в даному лазері можливе при застосуванні профільованих електродів з робочою поверхнею $2 \times 18 \text{ см}^2$.

Малі значення ККД зумовлені втратами енергії в ГІН і відсутністю ефективних імпульсних конденсаторів. В ГІН бажано використання одного малоіндуктивного конденсатора з смуговими виводами довжиною -18 см, ємністю 30 нФ, розрахованого на роботу при напругах до 40-50 кВ. Необхідні також два подібні імпульсні конденсатори в фторопластовому корпусі ємністю по 10-15 нФ для встановлення всередині розрядної камери.

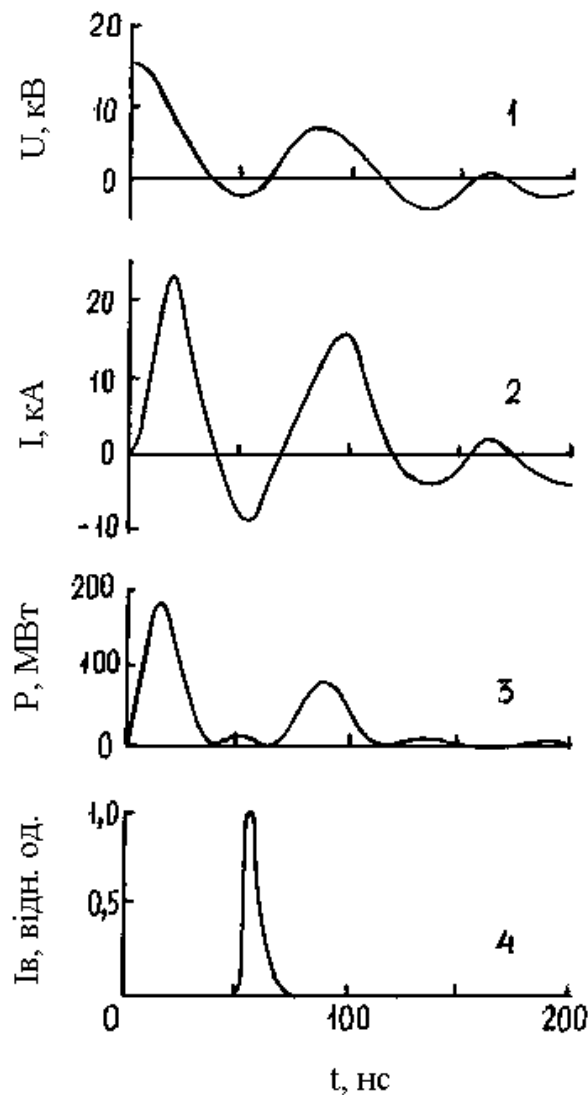


Рис. 1.12. Напряга на електродах (1), струм ПОР (2), потужність, що вноситься в розряд (3) та імпульс лазерного випромінювання (4) ПОР на суміші $P(Ne)-P(Xe)-P(HCl) = 266-4-0,4$ кПа при $U_{зар.}=20$ кВ.

Вся оптика, яка використовується в резонаторі $HeCl^*$ - лазера, повинна мати просвітляючі покриття на $\lambda_{ген.}$. Нами розроблено схему складеного в довжину резонатора, який покращує направленість та однорідність лазерного променя. Даний резонатор перетворює промінь з апертурою 1×1 см² в промінь з квадратною апертурою $(1/2 \times 1/2$ см²), що покращує можливості вводу такого випромінювання в світлопроводи діаметром до 1 см і робить його доступним для застосувань в мікротехнологіях, біології та медицині.

Для збільшення вихідних характеристик електророзрядних лазерів та розширення класу молекул з застосуванням аналогічної же приладової бази наступний етап досліджень було виконано на

джерелі вимушеного випромінювання з довжиною активного середовища 54 см при міжелектродній віддалі $d=2$ см. Експерименти проводились при основній робочій ємності 40 нФ і ємності системи передіонізації та загострення - 32 нФ. Використовували плоско-паралельний резонатор з "глухим" алюмінієвим дзеркалом. Частота повторення імпульсів знаходилась в межах 1-7 Гц.

Електричні характеристики (струм, напруга, енергетичний внесок в плазму) ПОР були подібними до відповідних характеристик розряду накачування ХеСІ- лазера з короткою довжиною активного середовища. Тривалість імпульсів генерації ХеСІ(В-Х) в гелієвих та неонових сумішах слабо залежала від величини загального тиску сумішей і складала по основі 28 і 63 нс. Одним з найбільш важливих факторів, що впливають на вихідні характеристики експлексного лазера, є склад робочої суміші. Він може сильно змінюватись в залежності від конструкції лазерного джерела випромінювання, що пов'язано з ефективністю передіонізації, індуктивністю розрядного кола, опором плазми та іншими параметрами. Тому для ХеСІ*- лазера була приведена детальна оптимізація вихідної енергії генерації по тиску і складу робочої суміші, а також величини зарядної напруги. Носієм хлору використовували молекули НСІ. Варіації парціального тиску НСІ і Хе показали, що вихідна енергія досить сильно залежить від парціального тиску НСІ і в меншій мірі від парціального тиску Хе. Оптимальна величина енергії генерації ХеСІ- лазера спостерігалась при парціальних тисках НСІ в межах 0,4-0,5 кПа і відношенні парціальних тисків $P(\text{Хе})-P(\text{НСІ})=2-1$. Максимальна енергія генерації в неонвмісних середовищах переважала енергію генерації в гелієвих сумішах майже в 2,5 рази (рис. 1.13), що пов'язано з різними умовами утворення ХеСІ* в даних середовищах. Як впливає з рис. 1.13, при зростанні тиску буферних газів (Не або Не) і фіксованій зарядній напрузі енергія генерації спочатку збільшується, досягає максимуму, а потім починає зменшуватись. З підвищенням величини зарядної напруги максимум на залежностях $E_{\text{ген.}} = f(P)$ зміщувався в область вищих тисків робочої суміші.

При виборі оптимальних газових сумішей представляє інтерес і дослідження залежностей $E_{\text{ген.}}$ від величини зарядної напруги при різних тисках буферного газу. Подібні залежності для ХеСІ*- лазера наведені на рис. 1.14., а для робочої суміші, яка є оптимальною для лазера на $\lambda=222$ нм КrСІ - на рис. 1.15. В усіх випадках енергія генерації зростала при збільшенні зарядної напруги. З ростом тиску

буферного газу для подібних залежностей збільшувався кут нахилу. Максимальна енергія лазерної генерації на $\lambda=308$ нм ХеСІ досягала 100 мДж в суміші Р(Не)-Р(Хе)-Р(НСІ)=300-8-0,4 кПа, а на $\lambda =222$ нм КгСІ -10 мДж в суміші Р(Не)-Р(Не)-Р(Кг)-Р(НСІ)=9-250-20-0,4 кПа при величині $U_{зар.}=25$ кВ (рис. 1.17).

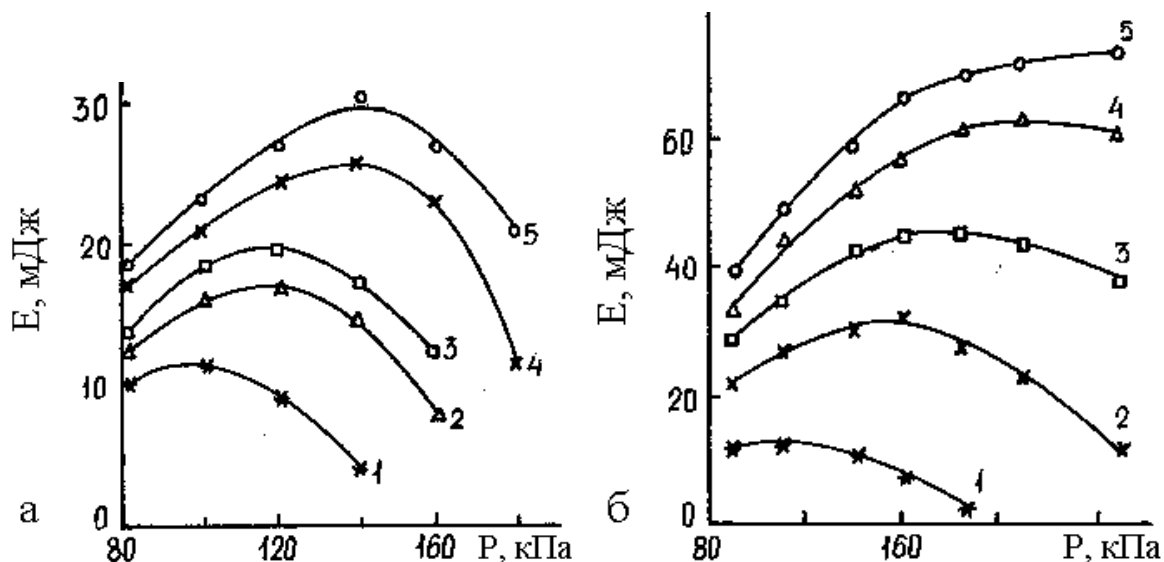


Рис. 1.13. Залежність енергії генерації ХеСІ*- лазера від тиску буферного газу для розряду в суміші Р(Не)-Р(Хе)-Р(НСІ) = Р(Не)-8-0,4 кПа (а) при напругах живлення 18(1), 20(2), 21(3), 23(4), 25(4) кВ та суміші Р(Не)-Р(Хе)-Р(НСІ) = Р(Не)-8-0,4 кПа (б) при $U_{зар.}=13(1), 16(2), 19(3), 22(4)$ і 25(5) кВ.

Залежності $E_{ген.} = f(U)$ для ХеСІ* і КгСІ*- лазерів значно відрізнялись між собою як по формі, так і за пороговою величиною $U_{зар.}$. Енергія генерації КгСІ* була на порядок меншою, ніж ХеСІ*- лазера (див. рис. 1.14 і 1.15). Тривалість імпульсів генерації КгСІ* була близькою до відповідних даних для ХеСІ*- лазера. Оптимальним буферним газом для КгСІ- лазера була суміш Не-Не. Для одержання більш повної картини вибору оптимальних сумішей ХеСІ- лазера, необхідно також враховувати ефективність перетворення енергії накачування ПОР в енергію лазерного випромінювання.

Залежності величин E/U^2 , які пропорційні ККД лазерного джерела випромінювання, від величини зарядної напруги при різних тисках буферних газів (рис. 1.16) показали, що оптимальним є використання наступних робочих сумішей: Р(Не)-Р(Хе)-Р(НСІ) =

212-8-0,4 кПа і P(He)-P(Xe)-P(HCl) = 142-8-0,4 кПа при $U_{зар.}=20-25$ кВ, а ККД ХеСІ*- лазера дорівнював 0,6 %.

Для оптимальних складів сумішей і $U_{зар.} = 25$ кВ розбіжність випромінювання ХеСІ*- лазера на суміші He-Xe-HCl складала $3,2 \times 0,4$ мРад, а для Ne-Xe-HCl - $5,4 \times 0,6$ мРад. Ресурс роботи ХеСІ*- лазера на одній суміші залежав від домішок атмосферних газів в робочому середовищі, матеріалу електродів ПОР та від якості пасивування внутрішніх поверхонь розрядної камери.

При застосуванні пасивування та максимально чистих газів результати вимірювання ресурсу роботи ХеСІ*- лазера в оптимальних середовищах наведені на рис. 1.17. Зменшення енергії генерації на $\lambda=308$ нм ХеСІ за $1,5 \cdot 10^5$ імпульсів складало 15% для суміші Ne-Xe-HCl і 10% для суміші He-Xe-HCl. Ресурс роботи даного лазерного джерела був досить високим що дозволяє його використати в мікроелектроніці. Це вказує на оптимальний підбір матеріалів розрядної камери ексимерного лазера, здатних до тривалого застосування в агресивному середовищі (кислоти-HCl). Подальше суттєве збільшення ресурсу роботи ХеСІ- лазера можливо при застосуванні малих домішок молекул водню.

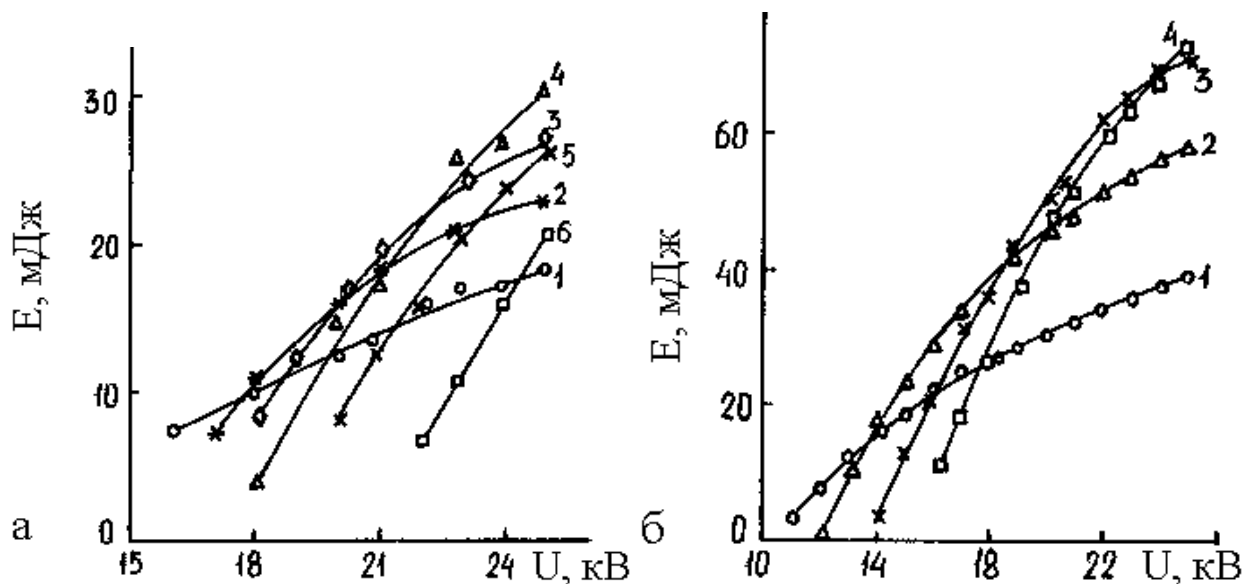


Рис. 1.14. Залежність енергії генерації ХеСІ*- лазера від величини зарядної напруги в ПОР на суміші P(He)-P(Xe)-P(HCl)=P(He)-8-0,4 кПа при різних тисках He (а): 81 (1); 100 (2); 121 (3); 142 (4); 162 (5); 182 (6) кПа та в сумішах P(He)-P(Xe)-P(HCl)=P(He)-8-0,4 кПа при тисках He (б): 91 (1); 142 (2); 212 (3); 253 (4) кПа.

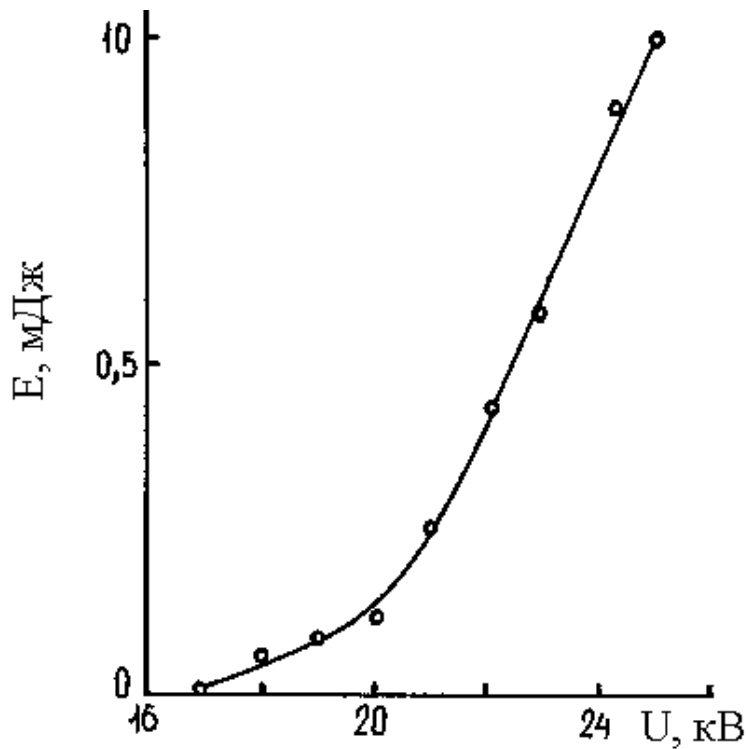


Рис. 1.15. Залежність енергії генерації на $\lambda=222$ нм KrCl^* від величини зарядної напруги в ПОР на суміші $\text{P}(\text{He})\text{-P}(\text{Ne})\text{-P}(\text{Kr})\text{-P}(\text{HCl})=9\text{-}250\text{-}20\text{-}0,4$ кПа.

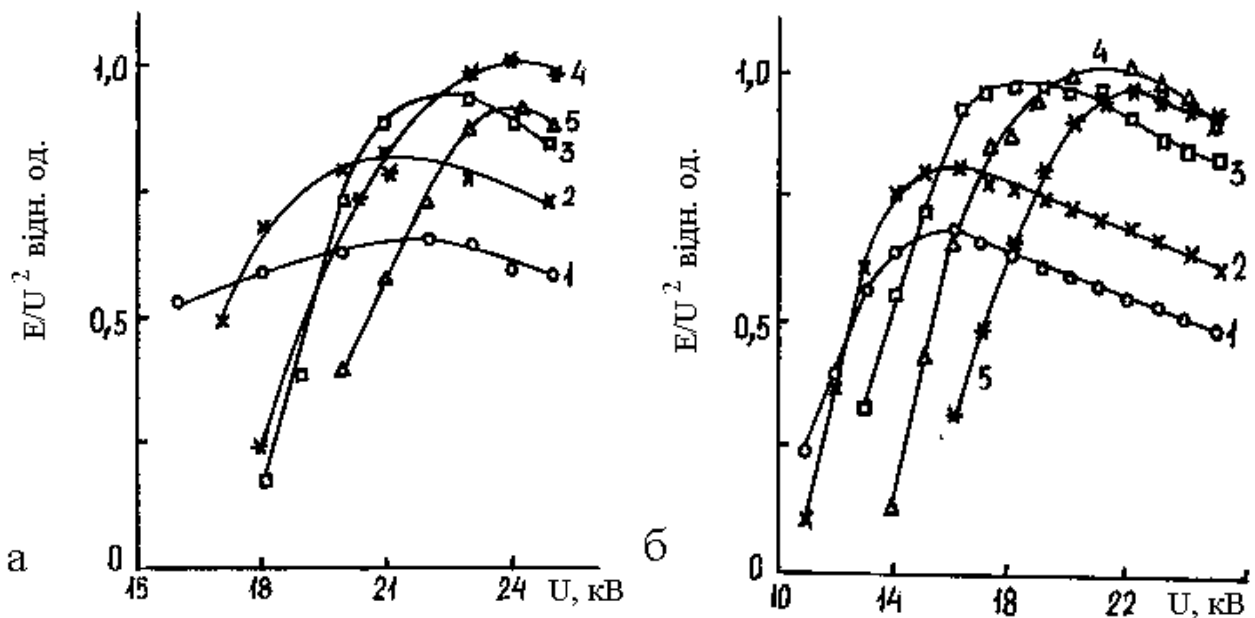


Рис. 1.16. Залежності величини E/U^2 від напруги для ПОР на сумішах $\text{P}(\text{He,Ne})\text{-P}(\text{Xe})\text{-P}(\text{HCl})=\text{P}(\text{He,Ne})\text{-}8\text{-}0,4$ кПа при тисках He (а): 81 (1); 100 (2); 121 (3); 142(4); 162 (5) та при тисках Ne (б): 91 (1); 111 (2); 162 (3); 212 кПа (5).

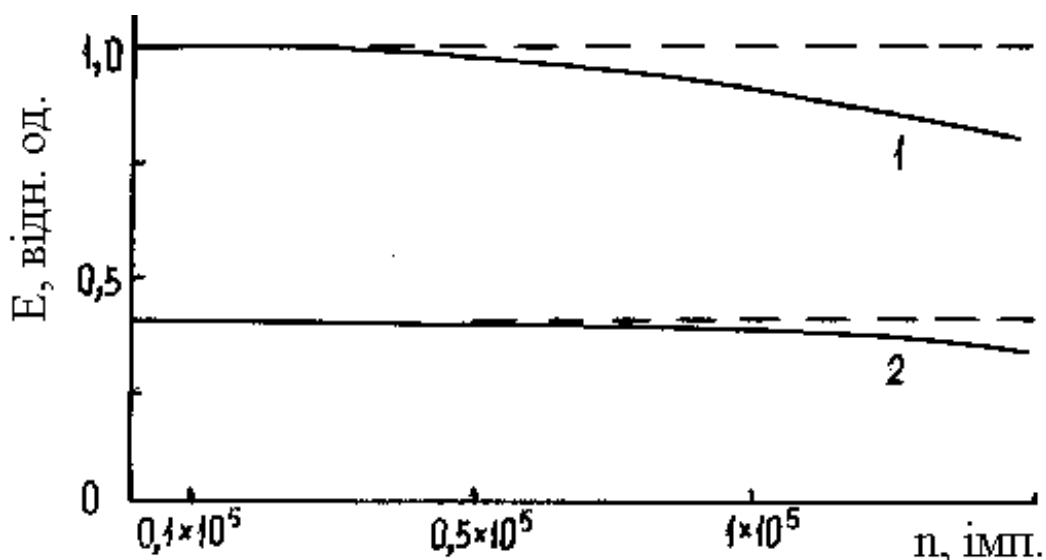


Рис. 1.17. Залежність енергії лазерної генерації на $\lambda = 308$ нм ХеСІ(В-Х) від числа розрядних імпульсів: Р(Не)-Р(Хе)-Р(НСІ)=212-8-0,4 (1); Р(Не)-Р(Хе)-Р(НСІ)=142-8-0,4 кПа (2).

1.5. Напівпровідникові лазери з інжекційною і електронно-променевою накачкою

До напівпровідникових належать лазери, у яких використовуються оптичні переходи за участю вільних носіїв струму в кристалах, тобто за участю станів в електронних зонах. За способом накачування напівпровідникові лазери поділяються на інжекційні, з оптичним накачуванням, з накачуванням пучком швидких електронів і з накачуванням пробоем в електричному полі. Найцікавішими для застосування в лазерних мікротехнологіях є лазери з інжекційним і електронно-променевим накачуванням.

1.5.1. Основні характеристики інжекційних лазерів

Як правило в напівпровідникових лазерах використовуються плоскі резонатори, утворені паралельними гранями кристалу. В резонаторі типу Фабри-Перо довжиною L із дзеркалами, що мають коефіцієнти відбивання R_1 і R_2 , необхідний для підтримки генерації коефіцієнт підсилення дорівнює :

$$g_{\text{пор}} = \alpha + (1/L) \ln (R_1 R_2)^{-1/2} \quad (1.7)$$

де α - коефіцієнт розподілених оптичних втрат у резонаторі (коефіцієнт внутрішніх втрат). Повздовжні типи коливань такого резонатора відповідають довжинам хвиль l_g , між якими спектральна віддаль складає:

$$D_g \lambda = \lambda^2 / 2n^* L \quad (1.8)$$

де $n^* = n - 1 \cdot (dn/dl)$, тут (n - коефіцієнт заломлення).

Однієї з перспективних конструкцій інжекційного лазера є лазер з розподіленим зворотним зв'язком, який створювався дифракційною ґраткою, що виконана за допомогою інтегральної технології безпосередньо на напівпровідниковому кристалі. У резонаторі з розподіленим зворотним зв'язком (РЗЗ) граничний рівень підсилення визначається величиною зворотного розсіювання для випромінювання, що поширюється по нормалі до періодичних збуджень середовища. Для лазера з дифракційною ґраткою, виготовленою на поверхні лазерного діода, резонанси відбивання мають місце на довжинах хвиль $\lambda = 2 n L l q$, де q - ціле число; L - період варіацій, що зумовлюють РЗЗ.

На даний час одержав поширення ряд діодних структур, придатних для використання в лазерах. Зупинимося коротко на деяких з них.

1. Сильно леговані р-п-переходи (які називають іноді гомоструктурами на відміну від гетероструктур) виготовляються або дифузією, або епітаксіальним нарощуванням. Наприклад, на арсеніді галію дифузійні лазери були створені дифузією цинку (акцептора) у монокристали, леговані телуrom (донор), причому генерація спостерігалася тільки при досить високих концентраціях обох домішок, не менш ніж $(2-5)10^{17} \text{ см}^{-3}$. Епітаксіальні гомоструктури виготовляються нарощуванням легованих шарів на підкладках із протилежним типом провідності. У цьому випадку також необхідний високий рівень легування.

Для лазерів, що працюють при кімнатній температурі, переважно використовуються р-п-переходи з концентраціями домішок обох типів на рівні більше 10^{18} см^{-3} . Типові значення коефіцієнта α в гомоструктурах на основі арсеніду галію становлять $5-10 \text{ см}^{-1}$ при низьких температурах і $50-100 \text{ см}^{-1}$ при 300 К. Граничні густини струму при криогенних температурах становлять не більше 1 кА/см^2 , а при кімнатній температурі зростають до $20 - 50 \text{ кА/см}^2$.

2. Однобічні гетероструктури (ОГС) є комбінацією р-n-переходу і гетеропереходу (звичайно р-р⁺-типу), розташованого поблизу р-n-переходу (на відстані, що не перевищує довжину дифузії носіїв струму, що інжектуються). ОГС створюються гетероепітаксіальним нарощуванням з наступною дифузією домішки в підкладку для створення р-n-переходу. Наприклад, в ОГС на основі арсеніду галію на підкладку з електронною провідністю нарощується р-шар $Al_xGa_{1-x}As$ з більш широкою забороненою зоною, ніж в GaAs. Акцептори, що дифундують із цього шару в підкладку, створюють активний р-шар в GaAs. При товщині цього шару близько 2 мкм р-р⁺-гетероперехід ефективно впливає на розподіл інжектованих електронів, перешкоджаючи їхньому дифузійному розтіканню від р-n-переходу. Таким чином, потенційний бар'єр у р-р⁺-гетеропереході обмежує об'єм активної області (ефект "електронного обмеження"). У результаті для досягнення необхідного рівня об'ємної швидкості накачування потрібна менша густина струму. Завдяки цьому, в ОГС на GaAs вдалося знизити граничну густину струму при 300 К до 5 - 10 кА/см².

3. Двохсторонні гетероструктури (ДГС) і їх більш складні модифікації дозволили знизити граничну густину струму при 300 К до значень нижче 1 кА/см² шляхом використання ефектів "електронного" (як і в ОГС) та "оптичного" обмежень. ДГС містить два гетеропереходи: один, який інжектує, інший - що обмежує дифузійне розтікання носіїв струму. Активна область розміщена між гетеропереходами. Наприклад, у ДГС на основі системи твердих розчинів $Al_xGa_{1-x}As$ властивості гетероструктури визначають наступні р-шари: р $Al_xGa_{1-x}As$ ($E_g \gg 1,8$ еВ); р Ga_xAs ($E_g \gg 1,4$ еВ) і n-шари $Al_xGa_{1-x}As$ ($E_g \gg 1,8$ еВ).

Додатковий ефект, що дозволяє понизити поріг генерації в порівнянні з ОГС, полягає в тому, що ДГС має оптичний хвилевід, що втримує випромінювання в активному шарі, навіть якщо його товщина зменшується до часток мікрона. Хвилевід випромінювання, яке поширюється уздовж гетероструктури, утворюється вузькозонним прошарком, що має більш високе значення коефіцієнта заломлення, ніж прилягаючі широкозонні шари. Якщо структура оптично симетрична (що не можна сказати про ОГС), то хвилевідний ефект має місце при будь-якій товщині вузькозонного шару. Локалізацію потоку активним шаром іноді називають ефектом "оптичного обмеження", що має місце в гомоструктурах, але

виражений набагато слабше. Завдяки ефектам електронного і оптичного обмеження робочий об'єм активного середовища на одиницю площі гетеропереходу, що інжектує, може бути зменшений з відповідним зниженням граничної густини струму.

Модифікацією ДГС є гетероструктури з роздільним обмеженням, де число шарів збільшено до п'яти, наприклад, для р-шарів: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($E_g \gg 1,8$ еВ); $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ ($E_g \gg 1,5$ еВ); GaAs ($E_g \gg 1,4$ еВ); і для n-шарів: $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ ($E_g \gg 1,5$ еВ); $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($E_g \gg 1,8$ еВ). Електронне обмеження виконують гетеропереходи на границях шару GaAs , а оптичне обмеження - гетеропереходи між $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ і $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Додаткові шари $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ не вносять втрат, тому що прозорі для випромінювання, яке генерується в GaAs . Перевага таких діодів полягає в можливості незалежно оптимізувати електронну і оптичну структуру лазера. До гетероструктур варто віднести і лазери, що працюють на контактні метал-напівпровідник, які мають поки що обмежене застосування. Характеристики інжекційних лазерів приведені в табл. 1.9. Незважаючи на бурхливий прогрес технології, з аналізу їхніх параметрів і тенденцій їх зміни видно, що найближчим часом застосування інжекційних напівпровідникових лазерів як технологічних джерел в мікроелектроніці буде суттєво обмежене.

Таблиця 1.9.

Деякі характеристики інжекційних напівпровідникових лазерів.

Робоча речовина	Тип структури	Т, °К	I _{пор} , кА/см ²	λ, мкм	Потужність випромінювання, Вт	
					неперервна	імпульсна
GaAs	Д,	4-20	0,84	0,1	12	-
	Д,Е,	77-90	0,85	0,5	3-4	5-100
	ОГС	300	0,90	5-10	-	11
	ДГС	300	0,89	1	0,2	9
		400	0,92	7,5	-	-
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	ОГС	77	0,66	-	0,05	-
	ДГС	300	0,77	2-3	-	-
InAs	Д	4-20	3,2	1	0,05	0,1
	Е	77	3,1	2-4	-	0,2
InSb	Е	4,2	5,2	0,5	-	-
PbS	Д	4,2	4,3	0,35	-	-
$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$	Д	12	9-11	0,05-0,04	0,05	0,1

1.5.2. Напівпровідникові лазери з електронною накачкою

Напівпровідникові лазери з електронним накачуванням (НЛЕН), створені в 1964 р. Н. Г. Басовим, О. В. Богданкевичем і А. Г. Девятковим. Вони дозволяють одержувати генерацію в набагато більш широкому спектральному діапазоні, ніж інжекційні лазери. Особливо ефективні такі лазери в області коротких довжин хвиль, де створення інжекційних лазерів зустрічається зі складними проблемами. У робочому середовищі НЛЕН інверсна населеність створюється шляхом лавинного утворення вторинних, третинних і т.д. електронно-диркових пар в напівпровіднику, який збуджується первинним електронним пучком з енергією від десятків до сотень кілоелектрон-вольт (з боку низьких енергій обмеження пов'язане зі шкідливими поверхневими явищами, які зумовлені виникненням радіаційних дефектів у кристалі). Цей спосіб не вимагає високої електропровідності кристалу, наявності р-n-переходів і може бути застосований до напівпровідників з будь-якою шириною забороненої зони. Ці лазери мають більшу вихідну потужність генерації (до 10^6 Вт) у порівнянні з інжекційними лазерами, що пояснюється можливістю накачування великого об'єму напівпровідника. Іншими важливими, із практичної точки зору, особливостями таких лазерів є: відносно висока ефективність перетворення електричної енергії збудження в когерентне випромінювання (до 30%), широка смуга частот прямої модуляції випромінювання (10^9 - 10^{10} Гц), можливість перебудови довжини хвилі випромінювання. Остання властивість, з врахуванням багатого вибору придатних для напівпровідникових лазерів сполук, дозволяє неперервно перекривати спектральний діапазон довжин хвиль від 0,32 до 32 мкм.

Відомі два принципово різні типи НЛЕН: з поперечним і повздовжнім накачуванням. У лазерах з поперечним накачуванням електронний пучок може сканувати поверхню пластини, а в перпендикулярному напрямку промінь, що генерується при цьому, прокреслює рядок. У випадку напівпровідникового лазера з повздовжнім електронним накачуванням при растровому розгортанні і відповідній модуляції електронного пучка, лазерний промінь відтворює зображення. Завдяки великій інтенсивності генерації і направленості лазерного променя зображення може бути спроектоване на великий екран (до ~ 100 м²). Такий пристрій застосовний у системах наочного відображення даних і в

проекційному телебаченні. Істотною перевагою такого телевізора в порівнянні з іншими схемами проекційних пристроїв є високий коефіцієнт перетворення електричної енергії у світло. Телевізор на основі напівпровідникових лазерів на 1 Вт світла буде споживати від мережі близько 100 Вт електроенергії, у той же час інші типи проекційних телевізійних систем споживають декілька кіловат на 1Вт світла.

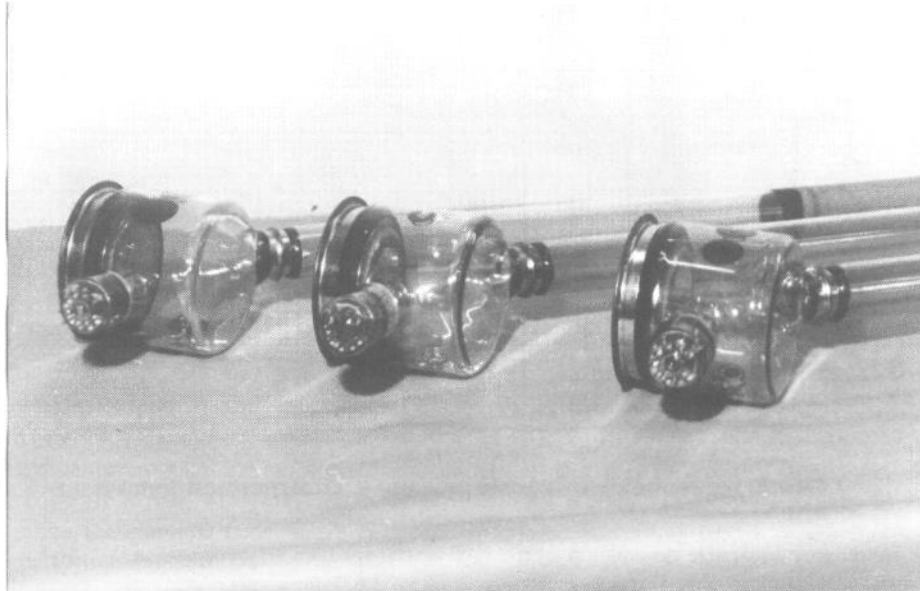


Рис. 1.18. Зовнішній вигляд квантоскопів типу "лазерне дзеркало".

Особливості напівпровідникових лазерів з електронною накачкою

У напівпровідникових лазерах всіх типів як робочі використовуються переходи при випромінювальній рекомбінації електронів і дірок зі станів, що лежать поблизу країв відповідних зон. У лазерах з електронно-променевим накачуванням можливий спектр таких переходів значно ширший, ніж у напівпровідникових лазерах інших типів, оскільки при такому способі одержання інверсії немає необхідності легувати матеріал активної області і створювати р-п-переходи, що не завжди вдається зробити в напівпровідникових матеріалах із широкою забороненою зоною.

В інжекційних напівпровідникових лазерах надлишкові електрони і дірки в кристалі утворюються в результаті легування, а прикладене електричне поле приводить тільки до їхнього просторового перерозподілу, при цьому температура носіїв мало відрізняється від температури решітки.

У лазерах з накачуванням електронним пучком нерівноважні електрони і дірки утворюються при іонізації атомів решітки швидкими первинними електронами. Вторинні електрони, що утворилися, знаходяться в стані, який дозволяє їм здійснити подальшу іонізацію кристалу, утворюючи третинні частки, і т.д. Процес розвитку і загасання цієї лавини забирає час порядку 10^{-13} - 10^{-12} с.

Особливості утворення електрон-діркових пар пучком прискорених електронів приводять до істотної неоднорідності в розподілі концентрації нерівноважних носіїв в активній області лазера, що у свою чергу приводить до неоднорідного розподілу коефіцієнта підсилення.

Оскільки при розумній енергії електронного пучка характерний розмір неоднорідності в розподілі коефіцієнта підсилення виявляється порівнянним один до одного за величиною з довжиною хвилі генерації і залежить від енергії електронного пучка, то має місце досить сильний вплив енергії прискорених електронів на умови поширення електромагнітних світлових хвиль в активній області лазера і, як наслідок, на його граничні характеристики і ККД.

Через специфіку збудження в напівпровідникових лазерах з електронним накачуванням границя активної області в глибині напівпровідника не є різкою. Крім того, при гострому фокусуванні електронного пучка в лазерах з повздовжнім накачуванням, практично неможливо забезпечити однорідний розподіл густини струму по перетину пучка, що приводить до неоднорідності збудження і радіальної неоднорідності розподілу коефіцієнта підсилення в активній області.

Як уже було сказано вище, до найпоширеніших варто віднести лазери з поперечним і повздовжнім накачуванням (рис.1.19 *а,б*). У напівпровідникових лазерах з поперечним накачуванням сильний вплив на поріг генерації чинить неоднорідний розподіл підсилення, пов'язаний з неоднорідним розподілом нерівноважних носіїв за глибиною проникнення електронів у кристал.

Порогова густина струму в напівпровідникових лазерах з повздовжнім накачуванням різко зростає зі збільшенням діаметра збудженої області і зменшенням енергії збудження електронного пучка. Це пов'язано з ефектом підсилення спонтанного випромінювання, що поширюється поперек осі резонатора і приводить до насичення інверсії рівнів.

Зменшення апертури електронного пучка на кристалі приводить також до різкого зростання дифракційних втрат і відповідно до граничної густини струму. При такій залежності граничної густини струму існує оптимальне значення діаметру електронного пучка, при якому досягається найбільш ефективна робота квантоскопу.

При енергії електронного пучка порядку 40-50 кеВ характерна глибина проникнення електронів у напівпровідниковий кристал становить декілька мікрометрів, а при енергії 200-300 кеВ ця величина становить уже ~ 100 мкм. Цим параметром і визначається характерний розмір активної області, тобто довжина резонатора і, отже, граничні умови.

Оскільки довжина резонатора звичайно вибирається трохи більшою, ніж характерна глибина проникнення електронів у кристал (що визначається технологічними умовами обробки заготовок резонатора і оптимальним використанням енергії накачки), а профіль збудження, обумовлений формою іонізаційної кривої, не є різким, у резонаторі утвориться пасивна область, оптичні характеристики якої залежать від рівня накачування.

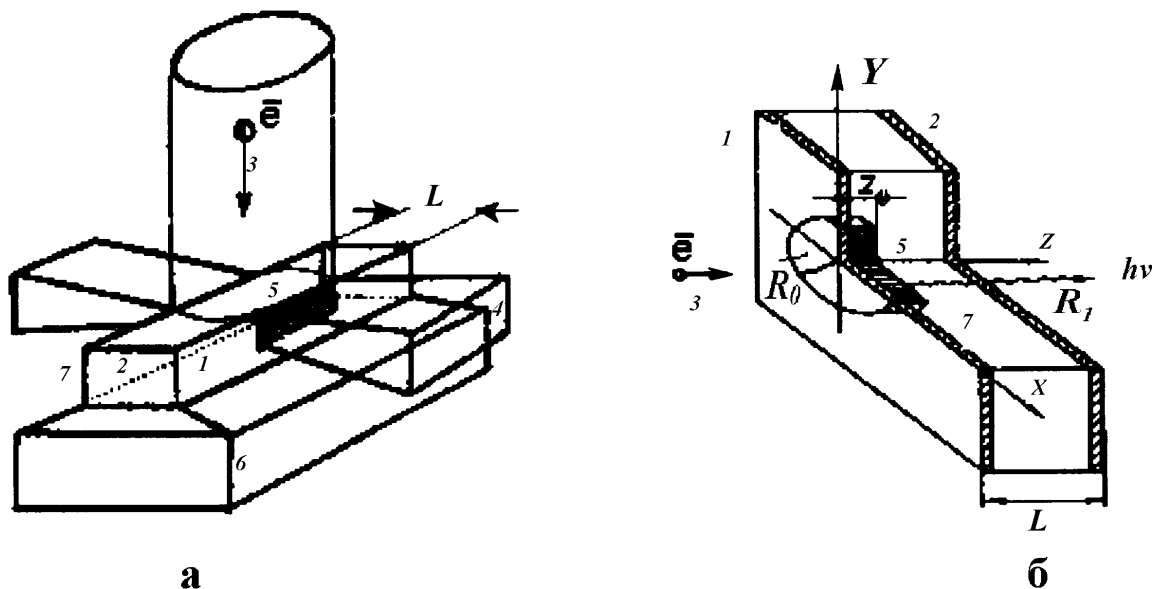


Рис. 1.19. Схеми лазера з поперечною (а) і повздовжньою (б) накачкою: 1, 2 - протилежні грані кристалу 7, що служать дзеркалами резонатора; 3 - пучок електронів; 4 - світло; 5 - активна область; б - тримач.

Наявність пасивної області спотворює розподіл оптичного поля в резонаторі і приводить до додаткових втрат енергії накачування через резонансне поглинання світла і до втрат на вільних носіях, концентрація яких у пасивній області звичайно менша величини інверсії n_0 . Із цієї причини в лазерах з повздовжнім накачуванням недоцільно робити довжину резонатора багато більшою характерної глибини проникнення електронів у кристал.

Звичайно при енергії електронного пучка 30-60 кеВ і його апертурі 10-30 мкм спектр лазерної генерації складається з декількох повздовжніх і поперечних мод, а його розбіжність у кілька разів перевищує дифракційну межу для основної моди, становлячи 5-10°. Досить детально кутові розподіли випромінювання скануючих лазерів з повздовжнім накачуванням були експериментально досліджені і показано, що під дією неоднорідного по радіусу електронного пучка накачування в лазері виникає конфокальний резонатор, стійкий або нестійкий залежно від режиму накачування, радіусу фокусування пучка і довжини резонатора. У скануючих лазерах конфокальний резонатор виявляється в ряді випадків несиметричним у результаті виникнення оптичного клина через несиметричний температурний профіль кристалу щодо напрямку сканування. Оскільки неплоске дзеркало виникає завжди тільки з опроміненого боку резонатора, то кутова діаграма в прямих і відбивних квантоскопах виявляється різною. У відбивних трубках втрати вищих поперечних мод і їхніх порогів розрізняються сильніше, і при використанні зовнішнього коректора хвильового фронту можна одержати більш вузьку діаграму направленості.

Однієї з можливостей збільшення різниці в порогах збудження вищих типів коливань є використання нестійких резонаторів. Для матричного лазера з повздовжнім накачуванням на рис. 1.20 приведений розподіл інтенсивності оптичного поля в дальній зоні. Крива 1 відповідає плоскому резонатору, крива 2-нестійкому резонатору з коректором хвильового фронту.

Як впливає з рис. 1.20, у випадку нестійкого резонатора діаграма направленості істотно вужча, ніж у випадку плоскопаралельного резонатора, однак поріг генерації у випадку нестійкого резонатора вищий через більш високий рівень втрат. У результаті яскравість такого лазера збільшується дуже мало.

На сьогоднішній день отримані наступні основні параметри квантоскопів:

- роздільна здатність - до 3000 TV ліній;
- потужність світлового випромінювання:
в синій області (480 нм) - до 5 Вт;
у червоній області (630-700 нм) - до 25 Вт;
у зеленій (525-535 нм) і жовтій (575-585 нм) областях - до 15 Вт;
- максимальний діаметр лазерної мішені - 100 мм;
- енергетичний ККД квантоскопів становить 12-15 %
(на окремих зразках при азотному охолодженні досягався ККД до 20% у червоній і зеленій областях і близько 5 – 8 % у синій області спектру);
- термін служби квантоскопів близько 1000 годин (за критерієм падіння потужності випромінювання на 30%) і більше 5000 годин при 50 % - му падінні потужності випромінювання.

Зазначені параметри досягаються при прискорювальних напругах електронного потоку 60-65 кВ (для спрощення конструкції систем охолодження напруга прикладається до катода квантоскопу) і при температурі лазерної мішені 80-150 К.

Пікове значення густини потужності в плямі фокусування може досягати 10^6 - 10^7 Вт/см² (на кожний піксель) при тривалості імпульсу підсвітки 80 нс. Ця обставина дозволяє використати лазерні проекційні трубки в растровій мікроскопії в якості мікрозондового пристрою. При цьому двокоординатна розгортка променя дозволяє використати як растровий, так і векторний методи побудови зображень.

Просторова когерентність лазерних пучків (сталість або повільна зміна фази хвильового фронту в площині джерела) приводить до того, що закони фокусування лазерних і не лазерних пучків виявляються різними. Так, зокрема, уже у випадку гаусових променів площа фокусування (площа мінімального радіуса каустики) не збігається зі сполученою площиною, а сам радіус перетяжки не визначається законами проективного перетворення геометричної оптики. Покращення роздільної здатності в системах на звичайних проекційних кінескопах може бути досягнуто лише ціною зменшення розміру електронної плями або збільшення діаметра трубки. Перша обставина приводить до зменшення сумарного світлового потоку, а друга - до різкого ускладнення і подорожчання оптики, яка проектує. При роботі квантоскопу навіть наявність п'яти і більше поперечних мод у випромінюванні дозволяє одержувати при оптимальних умовах у кілька разів більш гостре фокусування, ніж у

випадку некогерентного джерела, і роздільну здатність близьку до дифракційної.

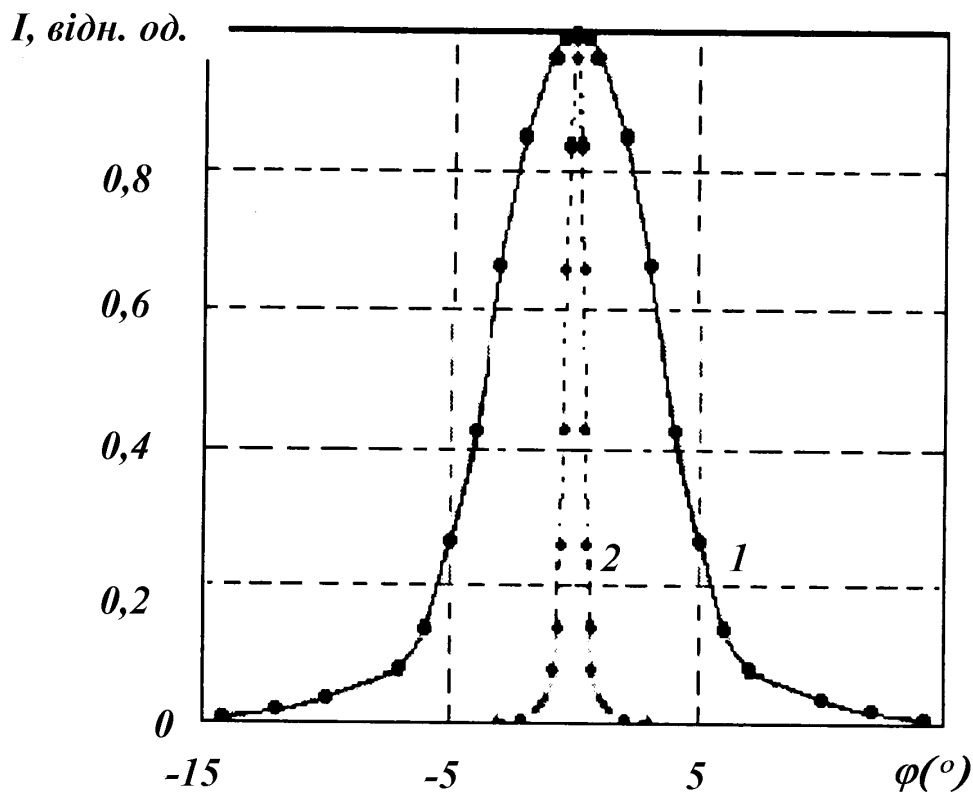


Рис. 1.20. Кутова діаграма направленості випромінювання матричного лазера з плоским резонатором (1) і нестійким резонатором з коректором хвильового фронту (2) при діаметрі активної області 5 мм.

Для лазерних проекційних трубок діаметр електронної плями визначає граничну потужність випромінювання, що залежить від оптичної міцності монокристалу з якого зроблений активний елемент лазера, і один по одному величину рівну 1 МВт на 1 см² випромінюючої поверхні залежно від типу кристалу і його якості. Потужність випромінювання квантоскопів істотно залежить від швидкості сканування електронного променя по лазерній мішені, діаметра електронного пучка накачування і його повного струму. Чим вище швидкість сканування електронного променя по рядку, тим більша потужність випромінювання квантоскопу. Це пов'язано з тим, що при підвищенні швидкості сканування зменшується локальне перегрівання кристалу в точці збудження лазерної мішені електронним променем, тому що виділення тепла в цих умовах відбувається адіабатично. Обмеження на максимальну швидкість

сканування пов'язані із часом утворення інверсної заселеності, яка визначається часом життя нерівноважних носіїв і для напівпровідників $A^{II}B^{VI}$ становить 1 - 2 нс. Це значення істотно менше, ніж час післясвічення люмінофорів у звичайних проекційних кінескопах. Також варто додати, що в скануючих лазерах виявляється істотним просвітлення пасивної області резонатора через тепловий зсув E_g . Так було показано, що ефективність генерації залежить від швидкості сканування і максимальна при такій швидкості сканування, коли час комутації становить -20 нс. За цей час у результаті нагріву активної області відбувається зсув лінії підсилення в довгохвильову сторону, що зменшує резонансні втрати і, отже, зменшує поріг генерації. При менших швидкостях сканування перегрів активної області приводить до росту порогу генерації, а при більших швидкостях поріг знову зростає через те, що тепловий зсув E_g ще невеликий і не виводить лінію генерації з резонансного поглинання в пасивній області, а концентрація носіїв не встигає досягти свого рівноважного значення.

Застосування відомих способів дозволяє істотно знизити розбіжність випромінювання квантоскопів. Це відкриває можливість використання нелінійної оптики для перетворення частоти квантоскопів. Наявні в цей час напівпровідникові сполуки забезпечують одержання генерації при збудженні електронним пучком у діапазоні УФ хвиль аж до 340 нм. Друга гармоніка цього випромінювання (170 нм), з врахуванням параметрів квантоскопів може мати середню потужність 0,1-0,5 Вт.

ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ

1. Які фізичні принципи створення інверсії в лазерних джерелах випромінювання Ви знаєте?
2. Охарактеризувати найважливіші параметри випромінювання лазерних джерел у плані їх застосування в мікротехнологічних процесах.
3. Які існують вимоги до оптичних систем технологічного та контрольно-вимірювального обладнання?
4. Які існують джерела похибок оптичних проекційних систем та шляхи їх усунення?
5. Якими є вимоги до лазерних джерел в системах пантографії?

6. Зробіть рекомендації по вибору лазерних джерел контрольно-вимірювальних систем і лазерографії.
7. В чому полягають особливості параметрів твердотілих лазерів і способів розширення їх спектрального діапазону?
8. Охарактеризуйте основні типи газових лазерів, їх часові, спектральні і просторові характеристики.
9. Які параметри напівпровідникових лазерів, способи і основні механізми створення в них інверсної заселеності Ви знаєте?
10. В чому полягають особливості конструкції лазерних джерел випромінювання.

ЛІТЕРАТУРА

1. Альтудинов Ю.К., Гарицын А.Г. Лазерные микротехнологии и их применения в электронике. -М.: Радио и связь, 2001. - 624 с.
2. Григорьянц А.Г. Лазерная техника и технология. -М.: Высшая школа, 1988. (кн. 1-7).
3. Тарасенко В.Ф., Пойзнер Б.Н. Импульсные лазеры на плотных газах: физика процессов и экспериментальная техника. –Томск: изд. Томск. унив., 1992. – 142 с.
4. Шуаїбов О.К., Шевера І.В., Шимон Л.Л., Соснін Е.А. Сучасні джерела ультрафіолетового випромінювання: розробка та застосування. –Ужгород-Томськ: «Говерла». 2006. -223 с.

2. ЛАЗЕРНОСТИМУЛЬОВАНЕ ОСАДЖЕННЯ ПЛІВОК І МІКРОСТРУКТУР

2.1. ВАКУУМНЕ ОСАДЖЕННЯ ПЛІВОК ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРНОЇ АБЛЯЦІЇ

- 2.1.1. Лазерне імпульсне осадження металів
- 2.1.2. Імпульсне лазерне осадження діелектриків
- 2.1.3. Імпульсне лазерне осадження складних напівпровідників і композитних сполук

2.2. МЕТОДИ ФОТОЕПІТАКСІАЛЬНОГО НАРОЩУВАННЯ ПЛІВОК

- 2.2.1. Способи фотоепітаксіального нарощування
- 2.2.2. Лазерна епітаксія германію і кремнію
- 2.2.3. Фотоепітаксія напівпровідникових сполук групи $A^{III} - B^V$

В даній частині описані основні процеси, які відбуваються на мішені при дії лазерного випромінювання. Приведені методи фотоепітаксіального нарощування плівок германію, кремнію та складних напівпровідникових сполук групи $A^{III} - B^V$.

2.1. Вакуумне осадження плівок за допомогою лазерної абляції

Імпульсне лазерне осадження (ІЛО) як технологічний метод нанесення тонких плівок вперше почали досліджувати наприкінці 70-х - початку 80-х років. Потім в 90-і роки цю технологію почали інтенсивно досліджувати на Заході. В останні роки інтерес до ІЛО, названому також лазерним вакуумним осадженням (напилюванням), продовжує збільшуватися. Це пояснюється можливістю здійснювати осадження практично будь-якого матеріалу, починаючи із чистих елементів і кінчаючи багатокомпонентними сполуками, при цьому стехіометрія матеріалу мішені досить точно відтворюється в плівці.

2.1.1. Імпульсне лазерне осадження металів

Метали були одні з перших матеріалів, осаджених з допомогою ІЛО. Уже в 1978 р. були виконані роботи з осадження плівок 34 різних елементарних металів методом ІЛО.

Однак надалі (кінець 80-х - початок 90-х років) використання ІЛО стосовно до металів не отримало значного розвитку, що пов'язано з інтенсивним розвитком у ці роки інших вакуумних методів напилювання. У наступні роки, незважаючи на жорстку

конкуренцію з боку традиційних методів осадження, число публікацій, за результатами використання унікальних можливостей ІЛО для формування металевих плівок високої якості, різко зростає. На початку 90-х років у США опублікований ряд робіт, а в 1994 р. вийшла перша книга з імпульсного лазерного осадження.

Параметри осадження при використанні методу ІЛО істотно відрізняються від інших методів, які базуються на термічному випаровуванні. Густа високотемпературна плазма, яка утворюється при взаємодії лазерного випромінювання з речовиною, розширюється переважно в напрямку, перпендикулярному до поверхні мішені. Кінетичні енергії часток, які емітуються, становлять 10-100 еВ і є на 1-2 порядки більшими в порівнянні з тепловим випаровуванням. Їх розподіл за швидкостями - набагато ширше ідеального максвеллівського. З одного боку, ці властивості лазерної плазми пов'язані з високими швидкостями випаровування з поверхні мішені і взаємодією лазерного випромінювання з парою металу. З іншого боку, специфіка процесу взаємодії лазерного випромінювання з речовиною визначає величезні миттєві швидкості осадження пари на підкладках.

Оптичні властивості металів істотно відрізняються від оптичних властивостей матеріалів із забороненою зоною. У таблиці 2.1 приведено коефіцієнти поглинання і відбивання деяких металів на частотах випромінювання найпоширеніших лазерів.

Таблиця 2.1.

Оптичні властивості металів для ІЧ і УФ діапазонів випромінювання.

Метал	Коефіцієнт поглинання $a, \times 10^4 \text{ см}^{-1}$		Коефіцієнт відбивання R						
			$\lambda=1,06$	$\lambda=0,248$	$\lambda=1,06$	$\lambda=0,248$	$\lambda=0,14$	$\lambda=0,37$	$\lambda=0,36$
Au	79,06	62,1	0,98	0,25	-	-	-	-	-
Ni	62,1	76,5	0,74	-	0,55	-	-	-	-
Fe	52,4	119,8	0,64	-	-	0,63	-	-	-
Cu	81,8	71,2	0,99	-	-	-	0,5	-	-
Ta	52,2	79,1	0,8	-	-	-	-	-	0,52

При використанні абляції для випаровування металів процес можна розділити на взаємодію лазерного випромінювання з об'ємною

металевою мішенню і взаємодію лазерного випромінювання з парою металу, яка випаровується з поверхні мішені.

Значення граничної густини потужності лазерного випромінювання I_1 , можна оцінити за формулою:

$$2I_1 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{T_{пл}}{A\sqrt{\alpha\tau}} k, \quad (2.1)$$

де - $T_{пл}$ - температура плавлення; k - коефіцієнт теплопровідності, $A = 1-R$ - поглинаюча здатність матеріалу (R - коефіцієнт відбивання металу); α - коефіцієнт температуропровідності, τ - тривалість імпульсу. У табл. 2.2 приведені розрахункові значення граничної густини потужності q_1 лазерного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 1,06$ мкм ($t_i = 10^{-8}$ с, $A=1$) для різних металів, а також відповідні експериментальні дані.

Таблиця 2.2.
Гранична густина потужності лазерного випромінювання.

Густина Потужності, 10^7 Вт /см ²	Метал								
	C	Ni	Co	Cb	Pb	Al	Au	Ta	W
Розрахунок	-	2,4	4,6	1,3	0,8	4,6	1,6	3,0	6,4
Експеримент	8	-	8	1	1	10	-	-	-

В області густин потужності лазерного випромінювання 10^8 .- 10^9 Вт/см² уже можливе утворення плазми, причому плазма, як і частки конденсату, може поглинати і розсіювати лазерне випромінювання. Найбільш ефективним механізмом поглинання лазерного випромінювання в плазмі є процес, зворотний гальмівному випромінюванню електронів, що припускає поглинання фотонів лазерного випромінювання на вільних електронах плазми.

Схематично процес взаємодії лазерного випромінювання із твердою мішенню можна представити у вигляді декількох областей (рис. 2.1): *A* - незруйнована мішень; *B* - шар мішені, що випаровується лазерним імпульсом; *C* - згусток щільної плазми, що поглинає лазерне випромінювання; *D* - плазма, що швидко розширюється, прозора для лазерного випромінювання.

Найважливішим параметром, що впливає на властивості осаджених плівок, є енергетичний спектр часток, що конденсуються. Для ІЛО характерні високі (100 еВ) енергії часток і присутність іонної компоненти в плазмовому потоці, яка конденсується. Вимірюванню енергетичних розподілів часток лазерної плазми металів (наприклад рис. 2.2) присвячена значна кількість експериментальних робіт.

Аналогічні дані для іонів алюмінію ($\lambda = 1,06$ мкм, $t = 20$ нс) наведені на рис. 2.3. По мірі збільшення густини потужності лазерного випромінювання на мішені середня енергія іонів зростає за рахунок появи в спектрі додаткових піків, характерних для іонів високої зарядності. У той же час при збільшенні густини потужності з'являється хвіст в енергетичному розподілі іонів з енергіями в сотні електрон-вольтів.

Бомбардування поверхні плівки, товщина якої збільшується, високоенергетичними частинками змушують у деяких випадках говорити про іонно-стимульоване осадження при використанні ІЛО.

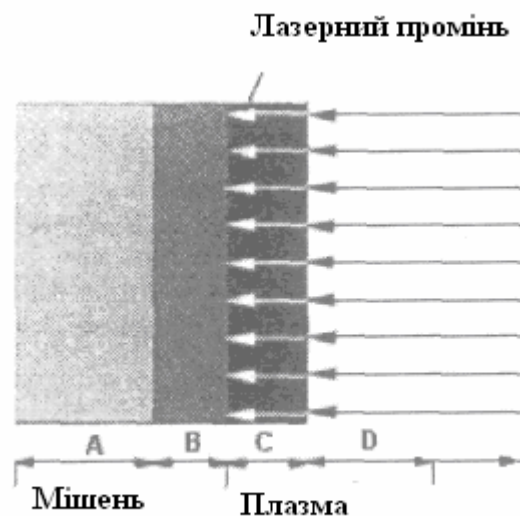


Рис. 2.1. Процес взаємодії лазерного випромінювання із твердою мішенню.

На рис. 2.2 представлені характерні розподіли за енергіями іонів заліза різної зарядності для значень густини енергії, яка використовується при ІЛО ($\lambda \sim 0,532$ мкм, $t = 4$ нс).

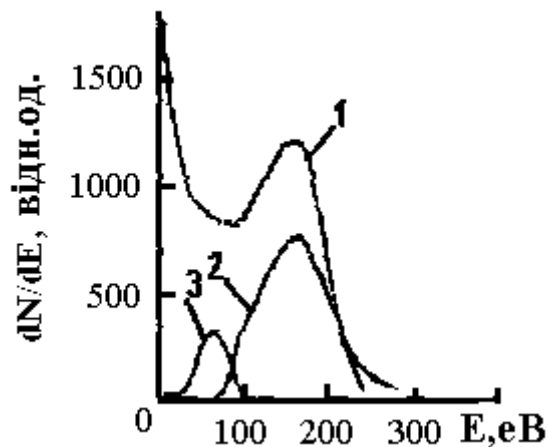


Рис. 2.2. Типові розподіли за енергіями іонів заліза в лазерному факелі: F^+ - крива 1 (70 Дж/см^2), F^{2+} - крива 2 (70 Дж/см^2), F^+ - крива 3 ($0,6 \text{ Дж/см}^2$).

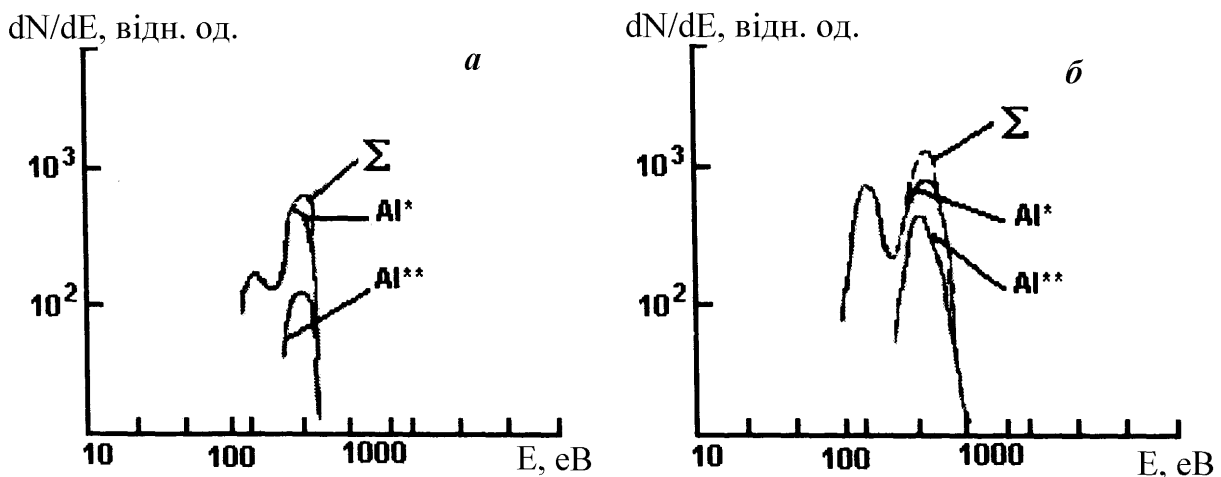


Рис. 2.3. Розподіли за енергіями іонів алюмінію для різних значень густини потужності випромінювання ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, $\tau = 20 \text{ нс}$) 10^9 Вт/см^2 (а); $4 \times 10^9 \text{ Вт/см}^2$ (б).

Для практичного застосування ІЛО важливо знати напрямок розльоту лазерного факелу і кутові розподіли, а також їх залежність від різних параметрів лазерного впливу (довжини хвилі, густини потужності, тривалості імпульсу, діаметру плями фокусування), стану мішені (матеріалу і топографії поверхні) та наявності газів у камері осадження.

На рис. 2.4 представлені кутові діаграми розльоту нейтральних атомів кобальту при дії лазерного випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 1,06$ мкм при різних густинах потужності генерації. Для густини потужності I в інтервалі $1,9 \cdot 10^8 \dots 7 \cdot 10^8$ Вт/см² кутові розподіли тим більше витягнуті вздовж нормалі до зразка, чим більше густина потужності, яка характеризує вплив газодинамічного механізму прискорення в плазмі.

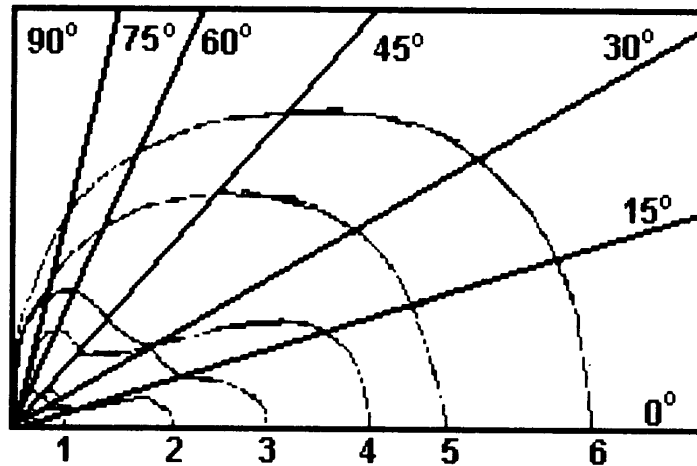


Рис. 2.4. Кутові діаграми розльоту нейтральних атомів кобальту при дії лазерного випромінювання ($\lambda = 1,06$ мкм) з різною густиною потужності 1 - $1,9 \times 10^8$; 2 - $2,4 \times 10^8$; 3 - $5,3 \times 10^8$; 4 - 7×10^8 ; 5 - $1,6 \times 10^9$; 6 - 4×10^9 Вт/см².

Особливості структури і фазоутворення в лазерноосаджених шарах металів

При використанні ІЛО в ряді випадків спостерігається ріст епітаксціальних або сильно орієнтованих плівок металів. Слід зазначити, що повідомлення про епітаксціальний ріст платини на підкладці магнію при температурі $T > 250^\circ\text{C}$. Іншим прикладом є орієнтований у напрямку (100) ріст плівки з міді на поверхні кремнію.

Деякі автори стверджують, що вирощені за допомогою ІЛО плівки заліза і срібла мають збільшену (у порівнянні з об'ємним матеріалом) міжплощинну віддаць в напрямку (110), причому ефект зростає із збільшенням густини потужності лазерного випромінювання.

В ряді робіт досліджувалося фазоутворення в лазерно-осаджених плівках Ta-Si. Плівки формували співосадженням з елементарних мішеней Ta і Si, склад варіювався в межах $0,25 < \text{Ta/Si} < 4$. У всіх зразках авторами ідентифіковано три і більше фаз, що суперечить рівноважній фазовій діаграмі. У той же час, якщо склад плівки відповідає стехіометричному, то росте переважно одна фаза (наприклад, $\text{Ta}_{4,5}\text{Si}$, Ta_5Si_3 , TaSi_2). В силу нерівноважності процесу конденсації під час осадження, утворюються зародки різних фаз незалежно від середнього складу в плівці. При відпалі в основному росте фаза, що відповідає стехіометричному складу, а інші зародки ростуть настільки, наскільки дозволяє кінетика процесу.

Іншим прикладом нерівноважного фазоутворення в лазерноосаджених шарах є формування пересиченого розчину Fe(Nb) при співосадженні Fe і Nb. Для лазерноосаджених плівок область пересичення найбільша (13%). На рис. 2.5 для порівняння приведені дані по плівках, отриманим лазерним розпиленням.

При цьому відсутня область концентрацій, де одночасно існують аморфна і кристалічна фази, що відповідає точці перетину кривих аморфної й кристалічної фаз на діаграмі кривих енергії Гібса (рис. 2.6). Таким чином, при лазерному осадженні металевих плівок матеріал перебуває в більш нерівноважному стані, ніж при будь-яких інших методах осадження.

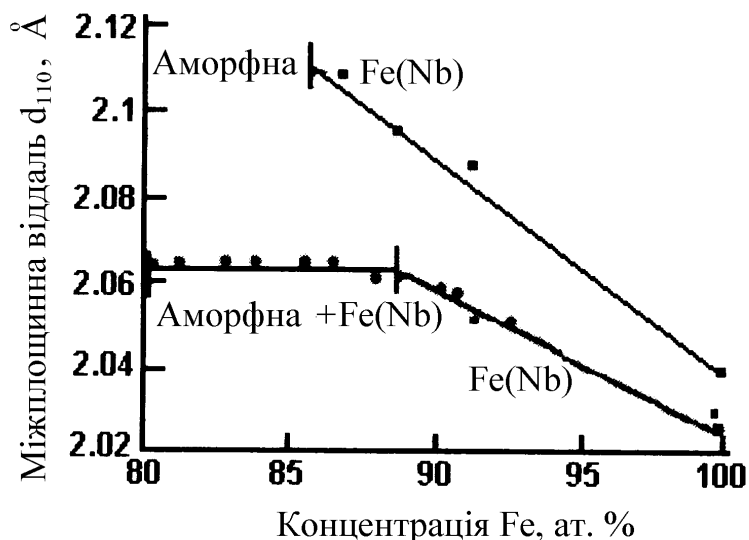


Рис. 2.5. Вплив сполуки на фазоутворення в плівках Fe-Nb, отриманих методами: ■ - ІЛО, ● - вак. розпилення: (x - стандартне значення d_{110}).

Нерівноважний характер процесу осадження атомів при ІЛО може приводити до «заморожування» специфічних структур під час конденсації. Один з таких ефектів виявлений у співосаджених плівках Ta/Si і пізніше в плівках Fe/Si на підкладках Si₃N₄. Дослідження методом просвічувальної електронної мікроскопії показали, що в результаті осадження при кімнатній температурі в зразках з певним середнім складом спостерігається формування аморфних шарів, спонтанно-модульованих за складом регулярних шаруватих структур з періодом 4,3 нм. Аналогічний, але не настільки виразний ефект спостерігався і у зразку з Si-Ta = 3,9, де період модуляцій становив 5,5 нм. У випадку співосадження Fe-Si ефект модуляції за складом спостерігався у плівках з Si-Fe = 2,2. У результаті аналізу контрасту і картини мікродифракції встановлено, що плівки є аморфними (у межах точності методу), а профілювання плівки за глибиною показало, що зміна контрасту пов'язана з періодичною зміною концентрації елементів. З огляду на те, що енергії часток, які конденсуються, становлять приблизно 50 еВ, а миттєві швидкості осадження $\cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ можна припустити, що надлишковий кремній, не задіяний у формуванні фази TaSi₂, «витісняється» із зародків на поверхні по всій площі зразка. Це відбувається аж до того моменту, поки шар кремнію на поверхні настільки великий, що перешкоджає дифузії Ta, який осаджується, до зародків силіциду, і тоді починається новий цикл.

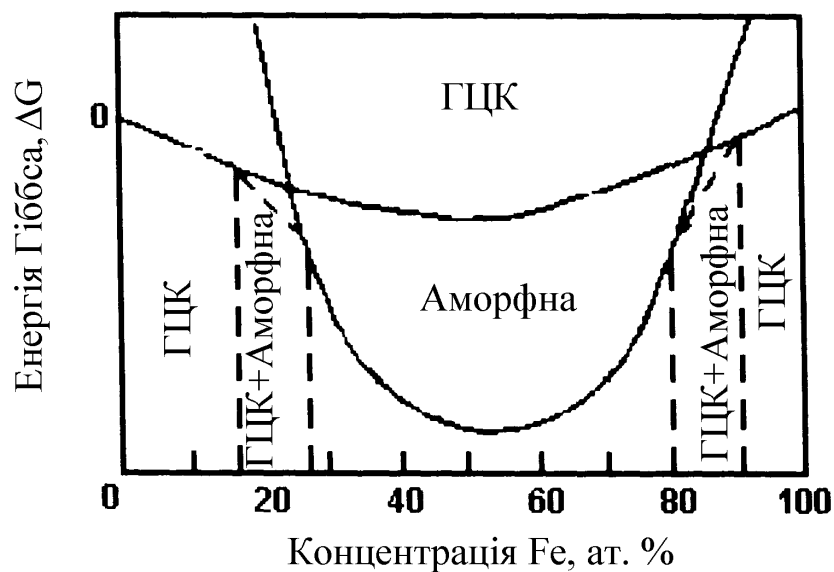


Рис. 2.6. Схематична діаграма кривих енергії Гіббса для кристалічних і аморфних фаз у системі Fe-Nb (ГЦК -гранецентрована кубічна).

Нерівноважні метастабільні структури, «заморожені» у плівках, можуть релаксувати з виділенням енергії, якої може виявитися достатньо для кристалізації стабільних фаз. Даний процес називають «вибуховою» кристалізацією, він добре відомий і для аморфних шарів кремнію, і для багат шарових, термічно осаджених шарів метал-кремній при дії на них лазерного імпульсу. Аналогічний ефект спостерігався і у лазерно-осаджених шарах. На рис. 2.7 представлено профіль концентрації елементів за глибиною співосаджених при кімнатній температурі плівок Ni-Si. На думку авторів, якщо при осадженні формується плівка зі складом, близьким до стехіометрії NiSi, то у деякій області зразка спонтанно відбувається релаксація нерівноважних аморфних шарів з виділенням тепла, достатнього для початку «вибухової» кристалізації в шарі.

При відхиленні складу від стехіометричного можлива різниця ентальпії недостатня для початку вибухової кристалізації. Іншим прикладом «вибухової» кристалізації в лазерно-осаджених металевих шарах є виявлена шарувата структура зерен у плівках заліза. Наявність шаруватої структури в лазерно-осаджених шарах NiSi і заліза підтверджується даними електронної мікроскопії поперечного перерізу.

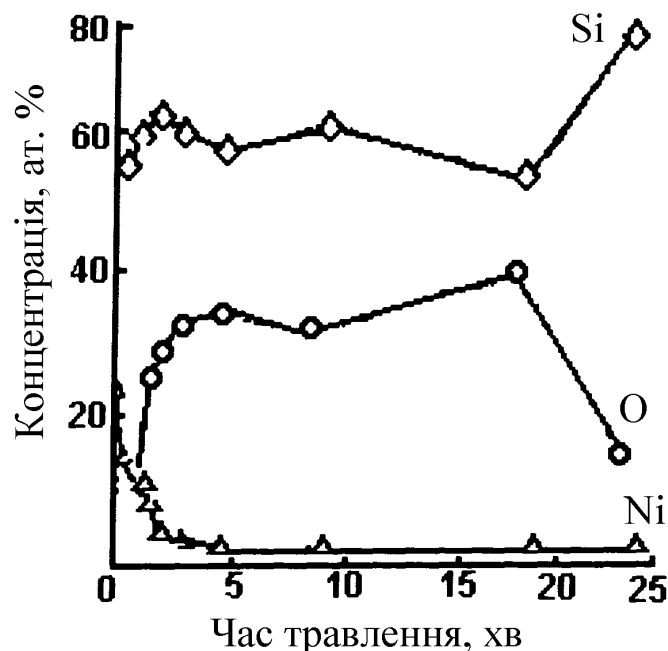


Рис. 2.7. Зміна профілю концентрації елементів за глибиною співосадженої плівки силіциду нікелю, сформованої методом ІЛО на підкладці Si₃N₄/Si (100).

Як говорилося вище, метод ІЛО почав активно використовуватися для нанесення металевих шарів лише недавно, оскільки існувала тверда конкуренція з боку інших вакуумних методів осадження, що дозволяють формувати якісні плівки. У ряді випадків ІЛО виявляється поза конкуренцією і, мабуть, число областей, де перспективне застосування цього методу, буде швидко рости. У табл. 2.3 даються деякі загальні порівняльні дані вакуумних методів осадження тонких плівок.

Таблиця 2.3.
Порівняння вакуумних методів осадження.

Метод	Енергія частинок, еВ	Вимоги до вакууму	Можливість управління складом	Типові швидкості осадження, А/с	Можливість напуску газів (P>10 мТор)
AMBE (Accelerated molecular beam epitaxy)	0-100	НВВ	Обмежена	3	Немає
ALE(Atomic layer epitaxi)	0,1	НВВ	Обмежена	1	Немає
CVD(Chemical vapor deposition)	0,1	ВВ	Обмежена	20	Так
IBAD(Ion beam assisted deposition)	0,1-1000	ВВ	Погана	10	Немає
IBD(Ion beam deposition)	20-200	НВВ	Погана	0,1	Немає
ICBD(Ion cluster beam deposition)	0,1-10	ВВ	Погана	10	Немає
IVD(Ionised vapor deposition)	0,1-1000	ВВ	Погана	20	Немає
LACVD(Laser assisted chemical vapour deposition)	0,1	ВВ	Обмежена	10	Так
МОСVD(Metal-organic chemical vapour deposition)	0,1	НВВ	Обмежена	10	Так
MBE(Molecular beam epitaxi)	0,1	НВВ	Обмежена	3	Немає
PECVD(Plasma – enhanced chemical vapour deposition)	0,1-50	ВВ	Обмежена	20	Так
PLD(Pulsed laser deposition)	1-1000	ВВ	Хороша	10	Так
S (Sputtering)	1-1000	ВВ	Хороша	10	Немає
TE (Thermal evaporation)	0,1	ВВ	Погана	20	Немає

Зворотня лазерна абляція алюмінієвих тонких плівок

Серед процесів імпульсного лазерного осадження досить перспективним методом лазерного осадження тонких плівок представляється процес так званої «зворотної» лазерної абляції. У цьому процесі тонка металева плівка, розташована компланарно поверхні підкладки і обробляється потужними лазерними імпульсами із зовнішнього боку. При цьому розліт лазерного факелу відбувається в напрямку лазерного пучка в бік підкладки. Принципово цей метод дозволяє здійснювати локальне безшаблонне напилювання матеріалу у вигляді плівкової мішені. Однак роздільна здатність цього методу надзвичайно низка і обмежується відстанню між мішенню й підкладкою. Зменшення цієї відстані погіршує електрофізичні параметри структур, що напилюються. Тому цей метод може мати обмежене застосування для прямого лазерного «малювання» плівкових мікроструктур, але може бути цікавим для розробки технологічних процесів напилювання або осадження суцільних металевих плівок. Однак характеристики цього процесу залежать від багатьох параметрів, зокрема фізичних характеристик лазерних систем і матеріалів та геометричних розмірів всіх компонент системи.

Ефективний метод дослідження параметрів «зворотної» лазерної абляції запропонований авторами Ліверморської лабораторії. Спрощена схема експериментальної установки наведена на рис. 2.8.

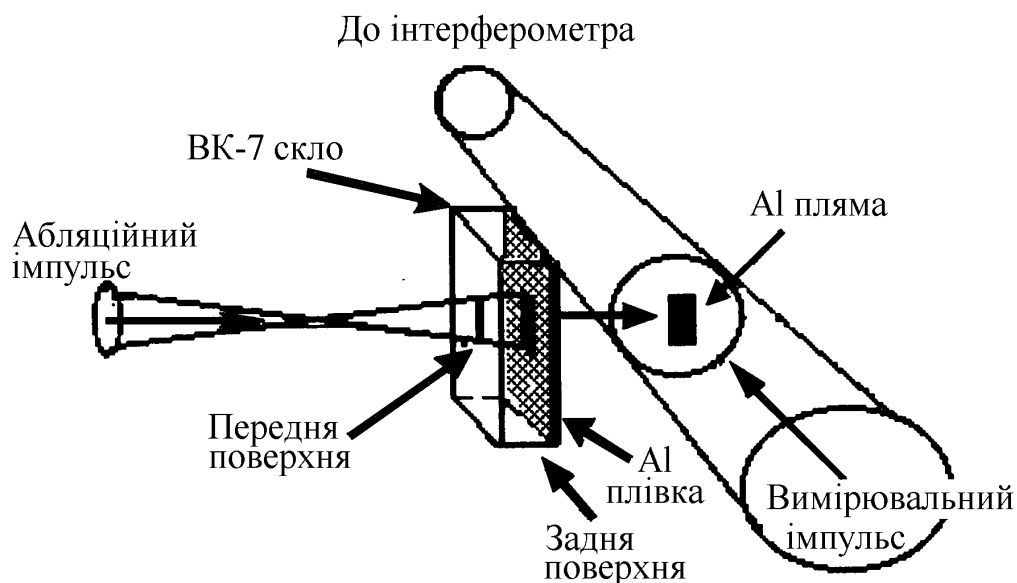


Рис. 2.8. Схема взаємодії лазерного імпульсу, що створює абляцією пучок парів алюмінію з мішені, і поперечного лазерного імпульсу через поле зору вимірювальної системи.

Лазерний факел парів металу (алюмінію) вивчався з використанням інтерференційної лазерної вимірювальної системи. В якості джерела енергії для абляції алюмінієвої плівки, нанесеної на зворотню сторону мішені зі скла ВК-7, використався твердотільний лазер з довжиною хвилі випромінювання 1053 нм, тривалістю імпульсу від 2,0 до 3,6 пс і енергією імпульсу від 3,4 до 260 мДж.

Частина енергії випромінювання лазера через подвоювач частоти на нелінійній оптиці відводилась в поперечний вимірювальний канал, оснащений інтерферометричною системою, що дозволяє реєструвати фронт розльоту лазерного факелу в реальному масштабі часу.

Лазерний пучок вводиться у вакуумну камеру з розміщеною там мішенню. Оптична система фокусує пучок таким чином, щоб фокус розташовувався на 5 мм перед мішенню. При цьому на мішені формується пляма лазерного випромінювання розміром у межах від $1,1 \times 10^{-3}$ до $3,3 \times 10^{-3}$ см² у площині алюмінієвої плівки. Товщина алюмінієвої плівки становила 0,25 і 0,5 мкм.

На рис. 2.9 показана залежність тривалості лазерного факелу алюмінієвої мішені від густини лазерної енергії на мішені. З рис. 2.9 випливає, що збільшення густини потужності на мішені приводить до скорочення лазерного факелу, тоді як збільшення густини загальної енергії в імпульсі приводить до збільшення його тривалості.

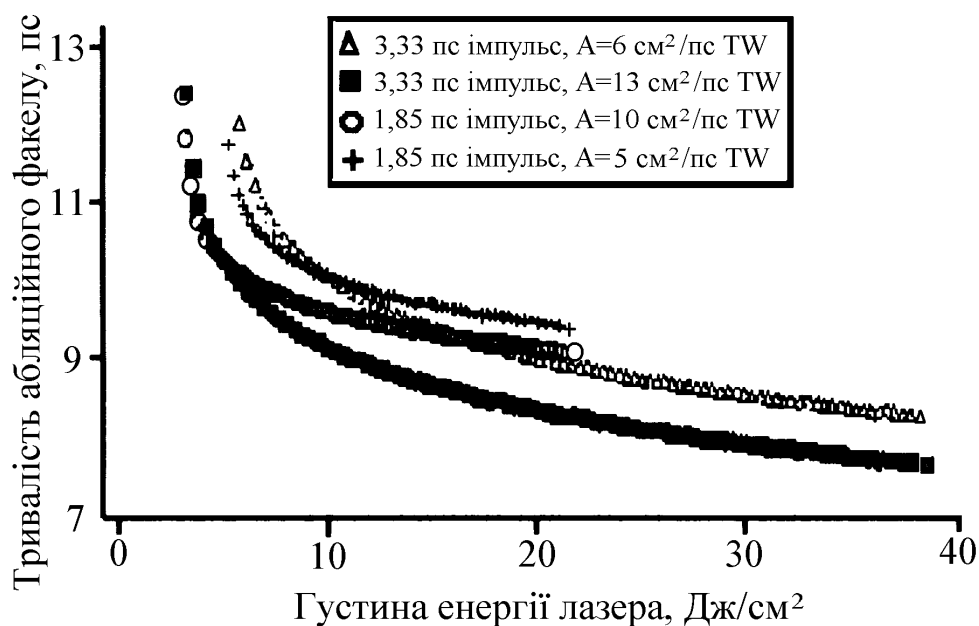


Рис. 2.9. Залежність тривалості лазерного факелу на основі алюмінієвої мішені від густини енергії, що падає на мішень.

Описаний метод може бути використаний для контролю параметрів процесу «зворотньої» лазерної абляції в реальному масштабі часу. Точний контроль параметрів процесу дозволить використати «зворотню» лазерну абляцію як один з перспективних методів прецизійного формування плівкових мікроструктур.

ІЛО плівок алюмінію, олова і титану за допомогою ексиплексного лазера

Як уже згадувалося, одним з найбільш ефективних методів вакуумного осадження металевих плівок є лазерне розпилення металів за допомогою ексиплексних лазерів.

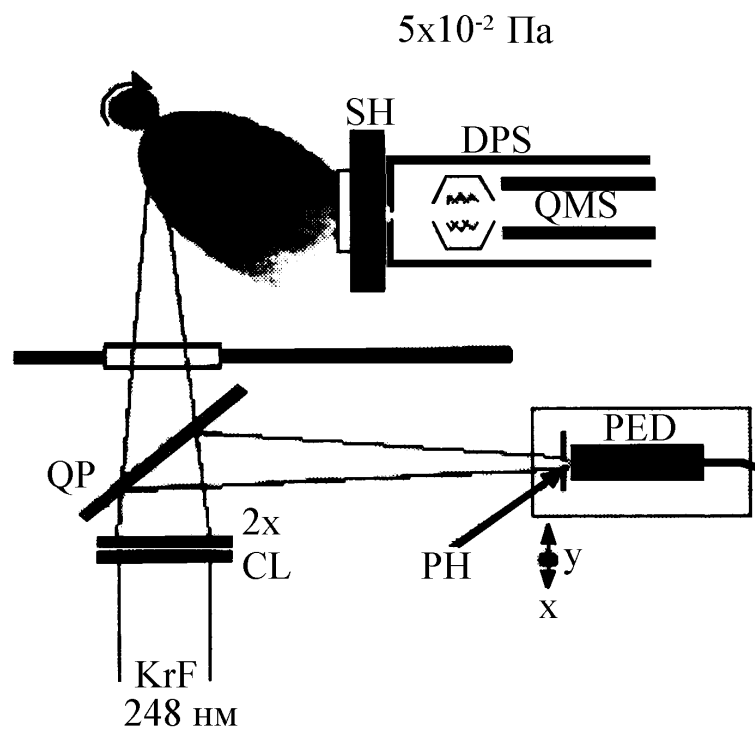


Рис. 2.10. Принципова схема експериментальної системи ІЛО, де: SH -тримач підкладки; QMS - голівка квадрупольного мас-спектрометра; DPS - диференціальний вакуумний кожух; KrF-лазер на $\lambda = 248$ нм; 2 x CL - дві 500 мм циліндричні ортогонально орієнтовані лінзи; QP - кварцова пластина; PH = 100 мкм діафрагма; PED -піроелектричний датчик. PED і PH установлені на (x-y) маніпуляторі, що дозволяє аналізувати просторовий профіль лазерного пучка на мішені.

Схема типової установка для цього методу осадження показана на рис. 2.10. Вакуумна система забезпечує відкачування до залишкового тиску 10^{-6} мбар. Як мішені використовувалися обертові циліндричні стержні.

Довгофокусна оптична система дозволяє захистити вхідне оптичне вікно вакуумної системи від запилення. Лазерна система забезпечувала імпульсне випромінювання тривалістю 17 нс і енергією імпульсу в діапазоні від 10 до 140 мДж. Випромінювання фокусувалося на мішені в пляму з розміром $0,5 \times 1,0$ мм².

Пороги густини лазерної енергії для абляції Al, Sn і Ti становили 3,15; 0,89 і 2,35 Дж/см² відповідно. Кінетична енергія плазми, визначалася з допомогою мас-спектроскопії і складала 5-50 еВ. Швидкість викиду речовини при абляції можна визначити за графіками на рис. 2.11.

Осадження плівки здійснюється на Mg (100) підкладку, установлену на пластину із SH, що розташована на віддалі 50 мм від мішені, під кутом ~ 35 град, до осі видимого контуру розльоту плазми.

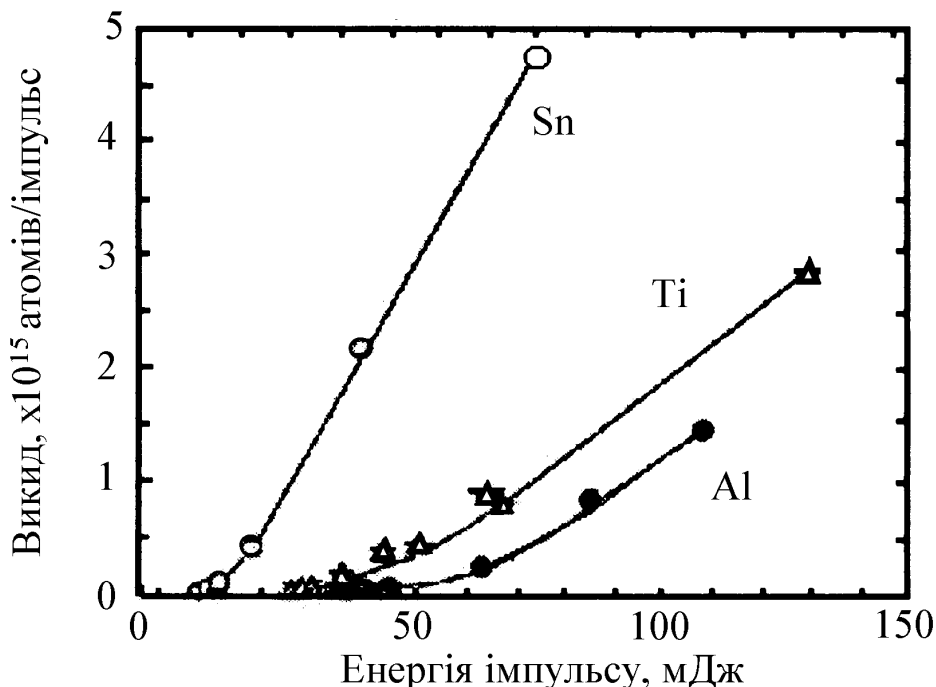


Рис. 2.11. Викид матеріалу при абляції алюмінію Al, олова Sn і титану Ti для різної енергії однократного імпульсу.

2.1.2. Імпульсне лазерне осадження діелектриків

Протягом минулого десятиліття імпульсне лазерне осадження (ІЛО) успішно застосовувалося у формуванні тонких плівок різних матеріалів. При цьому використовувалися лазери різної довжини хвилі (від 193 нм до 10,6 мкм), з енергією і тривалістю імпульсів від десятків фемтосекунд до сотень наносекунд. Однак останнім часом стало звичайним використання для ІЛО енергетично ефективних лазерів з імпульсами 10 нс тривалості і частотою повторення імпульсів 10-50 Гц. При цих частотах повторення і загасання видимого контуру плазмового факелу між імпульсами товщина плівки збільшується дискретним чином з пакетів атомів, які прибувають незалежно на підкладку. Неперервний ріст може, однак, зустрічатися, якщо створено неперервний плазмовий потік на основі атомних парів з регульованою температурою і густиною. Збільшенням частоти повторення лазерних імпульсів можна досягти того, що найбільш повільні атоми, які випаровуються під дією одного лазерного імпульсу досягають підкладки за той же час, що і найбільш швидкі атоми з наступного імпульсу. Був запропонований і теоретично обґрунтований метод створення такого потоку атомних парів. Цей метод також випробуваний експериментально.

Заміна високоенергетичних низькочастотних лазерів, які звичайно використовуються для ІЛО, на лазери з низькою енергією імпульсу і частотами повторення > 10 МГц - це крок до значного вдосконалення якості тонких плівок, що осаджуються. Це здійснюється завдяки зменшенню числа атомів, які випаровуються від кожного світлового імпульсу. При цьому, проблема викиду осколків твердого матеріалу мішені (що нерідко має місце, коли використовуються імпульси високої енергії) може бути повністю виключена.

Надшвидка абляція пікосекундними лазерними імпульсами з високою частотою повторення

Для порівняння різних варіантів ІЛО використовувалися два YAG:Nd³⁺ лазери з довжиною хвилі 1,064 мкм: лазер з модуляцією добротності і тривалістю імпульсів 120 нс з енергією за імпульс ~ 3 мДж і частотою повторення імпульсів 10 кГц (пікова потужність 25

кВт), і 23 Вт лазер із синхронізацією мод з 76 МГц 60 пс імпульсами з енергією імпульсу ~ 300 нДж (пікова потужність 5 кВт).

Лазерне випромінювання було сфокусовано на поверхню мішені в пляму розміром 15 мкм в діаметрі. Результуюча пікова густина потужності випромінювання лазера із синхронізацією мод на поверхні мішені становила $2,8 \times 10^9$ Вт/см² - що майже на порядок величини нижче, ніж необхідно для оптимального режиму. ІЛО проводилося у вакуумній камері при залишковому тиску 10^{-6} Торр. Циліндрична мішень із графіту розташовувалася на віддалі 14 і 17 см від кремнієвих підкладок. Типова поверхнева температура мішені становила 2600 К у області фокальної плями лазерного пучка. Експерименти показали, що середня температура була різною у двох зонах: тверда поверхня мішені і пари. Експериментальні дані вказують на те, що температура пари набагато вище поверхневої температури.

Зміна середньої швидкості наплення залежно від числа лазерних імпульсів при нерухомій мішені показано на рис. 2.12.

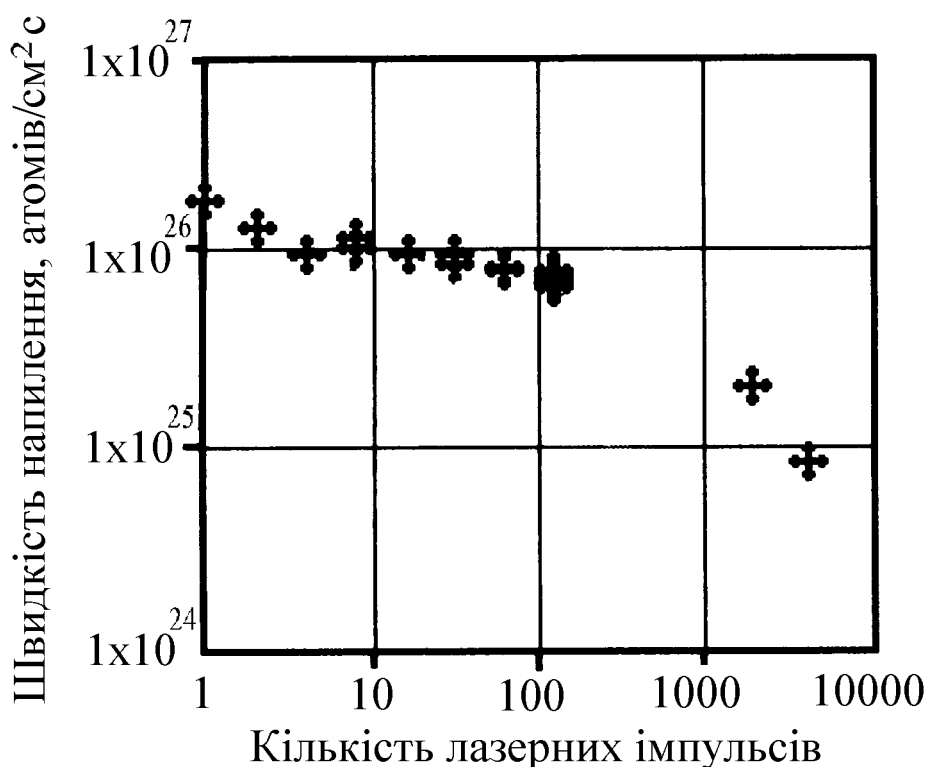


Рис. 2.12. Залежність швидкості наплення від кількості 120 нс лазерних імпульсів при частоті повторення імпульсів 10 кГц.

Для окремого 120-нс імпульсу кількість атомів, що випаровуються, становить $N_{\text{eva}} = 1,4 \cdot 10^{26}$ атом/см²с. Після приблизно десяти послідовних імпульсів у ту ж саму пляму на мішені середня швидкість напилення зменшувалась у два рази. В той же час, як після 2000 -го імпульсу (0,5 с при частоті повторення 10 кГц) це значення стає на порядок величини нижче, ніж для одинарного імпульсу.

Найбільш загальні причини низької якості плівок, які отримуються за допомогою ІЛО- це неоднорідності в матеріалі мішені і просторові та часові флуктуації інтенсивності лазерного випромінювання на поверхні мішені. Крім того, через високу енергію лазерних імпульсів утворюються макрочастинки і краплі матеріалу мішені, які приводять до появи дефектів на підкладці. Однак, якщо число атомів, які випаровуються за моноімпульс зменшується шляхом зниження його енергії, то такі дефекти на підкладці не виникають.

Можна оцінити кількість речовини мішені, яка випаровується за один лазерний імпульс, для трьох різних режимів лазерної абляції при різних частотах повторення імпульсів. Щоб забезпечити коректне порівняння, припустимо, що оптимальний режим для випаровування вуглецю в кожному випадку вибирається відповідно. У табл. 2.4 наведені результати такого порівняння. З табл. 2.4 випливає, що можливі розміри макрочастинок при розпиленні вуглецю в режимі ультрависокочастотної абляції на три порядки величини менші, ніж для високочастотної абляції і на шість порядків менші ніж для традиційного низькочастотного режиму.

Це означає, що формування мікронних часток неможливо при використанні пікосекундних імпульсів, оскільки 1мкм частинка складається приблизно з 10^{11} атомів вуглецю.

Дослідження якості плівок, отриманих різними методами ІЛО, показали принципово різні результати. Так, мікрошорсткість плівок для 10-кГц процесу на порядок перевищувала цей же показник для 76-МГц процесу. Розміри мікрошорсткості поверхні дали значення середньоквадратичної шорсткості менше 12 нм для лазера з модуляцією добротності на частоті 10 кГц; і майже на атомному рівні - менше 1 нм для 76-МГц лазера із синхронізацією мод. Оптична ширина забороненої зони вуглецевих плівок становила 0,5 еВ для 76 МГц лазера і 0,7 еВ для лазера 10 кГц. Товщина аморфної вуглецевої плівки, яка була нанесена одночасно на дві кремнієві 4-дюймові пластини, мала відхилення від номіналу не більше 5 % на площі —

250 см². Швидкість осадження становила ~ 2-6 А/с при відстані ~ 150 мм від мішені, що в 10-25 разів вище, ніж швидкість, яка була досягнута в процесах ІЛО зі звичайними високоенергетичними низькочастотними лазерами.

Таким чином, головна перевага використання пікосекундних лазерних імпульсів низької енергії з високою частотою повторення в процесах ІЛО - майже повна відсутність мікрочастинок при формуванні плівок. Це дозволяє усунути головний недолік методу ІЛО - відносно високу неоднорідність плівок, зберігши при цьому високу продуктивність і універсальність методу.

Таблиця 2.4.

Оптимальні параметри для низькочастотного, високочастотного і ультрависокочастотного режимів ІЛО.

Тип режиму абляції	Частота повторення імпульсів, Гц	Тривалість імпульсів, нс	Енергія лазерного імпульсу, мДж	Оптимальна густина потужності, Вт/см ²	Площа фокусування пучка, см ²	Кількість атомів в одному імпульсі
Низькочастотний	30	10	1000	1,6x10 ⁹	0,063	1,7x10 ¹⁸
Високочастотний	10 ⁴	120	3	5x10 ⁸	5x10 ⁻⁵	5x10 ¹⁵
Ультрависокочастотний	76x10 ⁶	0,06	0,0018	2x10 ¹⁰	10 ⁻⁶	3x10 ¹²

Абляція фемтосекундними лазерними імпульсами при осадженні алмазоподібного вуглецю

Алмазоподібні плівки широко досліджуються в якості діелектричних покриттів для виробів мікроелектроніки. Одним з перспективних методів формування алмазоподібних плівок є лазерна абляція виморожених вуглецевомістких летучих органічних рідин або газів.

Експериментальна установка схематично показана на рис. 2.13. Лазерні імпульси (790 нм, 130 фс) формувалися твердотільним лазером. Енергія імпульсу становила 10 мДж. Область фокусування лазерного пучка на мішені мала діаметр -20 мкм. Ацетон (99,5 %), метанол (99 %) або ацетилен (99,9999 %) були заморожені на поверхні сталевій мішені, яка охолоджувалась рідким азотом.

Леткі речовини в газоподібній формі подавалися в тримачі мішені, що охолоджувалась. Вакуумна камера, при цьому, відкачувалась до форвакууму. Після формування 2-3 мм шару, подача газу припинялася і вакуумна камера відкачувалась турбомолекулярним насосом до залишкового тиску 5×10^{-3} Па. У процесі лазерного розпилення мішені тиск у вакуумній камері піднімався до 10^{-2} Па. Лазерний пучок падав на мішень під кутом 45° , а кремнієва підкладка розташовувалась на відстані 3 см.

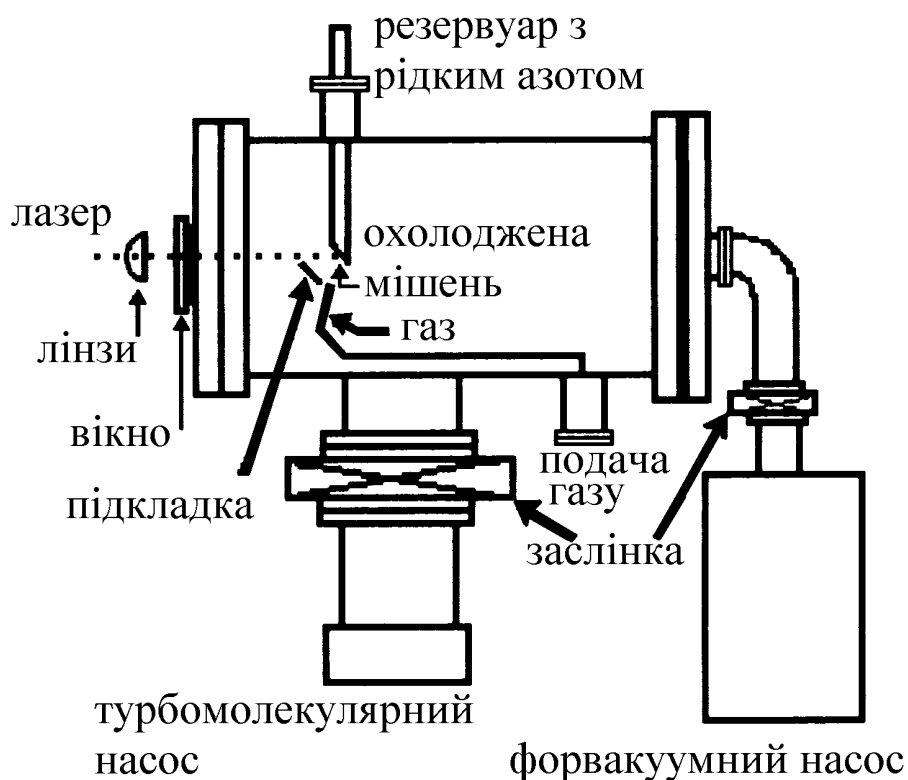


Рис. 2.13. Схема експериментальної установки для ІЛО алмазоподібних плівок.

Описана технологія може послужити основою для створення автоматизованого обладнання потокового осадження тонких плівок, тому що даний метод не вимагає розгерметизації вакуумної системи для періодичної зміни мішеней.

Імпульсне лазерне осадження плівок SiO_2/Si

Методом ІЛО на сапфірові підкладки наносилися композитні плівки, що являли собою SiO_2 із включеннями надлишкового Si.

Дослідження параметрів цих плівок виявили у них якісні оптичні характеристики, що дозволяють рекомендувати цю технологію для нанесення оптичних покриттів.

2.1.3. Імпульсне лазерне осадження складних напівпровідників і композитних сполук

Як було показано вище, імпульсне лазерне осадження дозволяє добре відтворювати стехіометрію вихідного матеріалу у сформованих плівках. Тому широко досліджуються можливості застосування ІЛО для створення плівок складних напівпровідників, сегнетоелектриків, надпровідників і інших нових матеріалів. У даному пункті ми приведемо приклади такого використання ІЛО для того, щоб можна було зрозуміти область застосовності цього методу і його основні характеристики.

Імпульсне лазерне осадження арсеніду галію

Напівпровідники групи $A^{III}-B^V$, до яких відносяться зокрема і арсенід галію, широко застосовуються для створення НВЧ- і оптоелектронних виробів. Можливості застосування імпульсного лазерного осадження для створення плівок напівпровідників групи $A^{III}-B^V$ досліджувалася в ряді робіт.

Ультрафіолетове випромінювання (337 нм) азотного лазера використовувалося для осадження плівок GaAlAs за допомогою ІЛО. Середня густина енергії випромінювання становила від 150 до 300 мДж/см². При густині енергії меншій за 150 мДж/см² спостерігався ріст плівок з поганою адсорбцією і високою дефектністю.

Імпульсне лазерне осадження нанокластерних плівок ZnO

Напівпровідники групи $A^{II}-B^{VI}$, до яких відносяться окис цинку (ZnO), застосовуються в оптоелектроніці для створення приладів, що випромінюють у синьому діапазоні спектру. Тому в останні роки інтенсивно досліджуються методи створення тонких монокристалічних плівок, гетероструктур і нанокластерних плівок ZnO.

Видиме світло (510 і 578 нм зі співвідношенням інтенсивності 2:1) лазера на парі міді (Cu) з 50 нс тривалістю імпульсів і частотою

повторення 4400 Гц використовувався фахівцями Ліверморської лабораторії для осадження плівок ZnO. Середня потужність випромінювання становила 325 Вт, діаметр сфокусованого на мішені лазерного пучка - 800 мкм, а середня густина енергії - 14,5 Дж/см² за імпульс.

Осадження плівок окису цинку здійснювалося у високовакуумній камері із залишковим тиском $\sim 1,5 \times 10^{-6}$ Тор. До осадження, клапан камери, пов'язаний з системою відкачування, перекривався, і молекулярний кисень напускався у камеру до потрібного тиску. Плівки окису цинку вирощувалися на скляних підкладках і плівках графіту при кімнатній температурі. Підкладки розташовувалися на відстані 22 см від точки фокусування лазерного випромінювання на мішені.

Спектральний аналіз показав, що ZnO плівки з відношенням Zn/O близьким до 1 були отримані при тиску кисню $> 10^{-1}$ Тор. Рентгенівський дифракційний аналіз виявив, що плівки окису цинку склалися головним чином з нанокристалів, середній розмір зерна яких змінювався від 5 до 17,5 нм у міру того як тиск кисню, збільшувалося від 10^{-5} до 1 Тор. Поверхнева морфологія плівок також показала шорсткість, що збільшується, по мірі росту розміру нанокристалів. Плівки, які росли при тиску кисню $> 1,5 \times 10^{-1}$ Тор, мали хорошу адгезію до підкладки і при бомбардуванні високоенергетичними електронами (як і монокристалічний ZnO) забезпечували флюоресценцію в синьому діапазоні видимого спектру випромінювань, що дозволяє сподіватися на їхню застосовність для створення приладів квантової електроніки.

Параметри тонких плівок GeS, отриманих за допомогою ІЛО

В останні роки зростає увага до нових напівпровідникових матеріалів на основі $A^{IV}B^{VI}$. Серед них особливий інтерес для оптоелектроніки представляють тонкі фоточутливі плівки моносольфіду германію.

Перспективним методом для вирощування на різних підкладках тонких плівок GeS представляється імпульсне лазерне осадження. Високі швидкості випаровування дозволяють знизити вимоги до вакуумного технологічного устаткування через збільшення так званого еквівалентного вакууму. Відомо, що висока ступінь пересичення, коли зародком критичного розміру може стати окремий

атом, сприятливо впливає на початкові стадії росту, а за рахунок значного енергетичного збудження атомів пари, що конденсується, знижується температура осадження.

Нанесення тонких кристалічних плівок GeS проводилося у вакуумній камері при тиску 4×10^{-6} мм рт. ст. за допомогою лазера, що працює в режимі вільної генерації з довжиною хвилі 1,06 мкм і тривалістю імпульсу 1,1 мс.

Результати дослідження оптичних констант n , k , α , а також дійсної ϵ_1 і уявної ϵ_2 складових комплексної діелектричної проникності тонких плівок GeS на підкладці BaF₂ приведені в табл. 2.5. Оптичні константи n , k і α монокристалічних шарів Ge, а також значення діелектричної проникності тонких плівок ϵ_1 і ϵ_2 добре співпадають з даними для об'ємних кристалів.

Властивості тонких плівок $(\text{Sn}_{0,8}\text{Ge}_{0,2})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$, отриманих методом ІЛО

В ряді робіт досліджувалися процеси осадження плівок сильнолегованих напівпровідників групи A^{IV}B^{VI} за допомогою ІЛО. Параметри отриманих тонких плівок наведені в табл. 2.6.

Таблиця 2.5.

Оптичні константи плівок GeS, нанесених ІЛО на BaF₂.

ν , см ⁻¹	m	n	k	$\alpha = 4\pi k/\lambda \cdot 10^3$, см ⁻¹	$\epsilon_1 = n^2 - k^2$	$\epsilon_2 = 2nk$
900	2	5,23	0,22	2,49	27,1	2,3
1800	4	4,33	0,15	3,39	18,6	1,3
2680	8	4,13	0,09	3,03	17,00	0,7

Для отриманих методом ІЛО плівок твердого розчину $(\text{Sn}_{0,8}\text{Ge}_{0,2})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ характерні низькі холлівські рухливості $\sim 1 - 30$ см²/В×с і питомий опір $2,5 - 3,0 \times 10^{-3}$ Ом×см, які слабо залежать від температури. Ці особливості пов'язані з більшим внеском у розсіювання дірок на домішках (атомах In) і на власних точкових дефектах, що створюють високі концентрації дірок у матеріалах на основі SnTe. Дослідження одержаних плівок показали хорошу відповідність стехіометрії вихідним монолітним зразкам.

Таблиця 2.6.

Електрофізичні параметри досліджених тонких плівок
(Sn_{0.8}Ge_{0.2})_{1-x}In_xTe при кімнатній температурі.

Вміст In в шихті x, ат. %	Товщина d, Å	N, 10 ²⁰ см ⁻³	μ, см ² /В·с	ρ, 10 ⁻⁴ Ом·см
5	200	2,8	1	2,5
10	500	2,3	34	8
16	450	2,3	17	16
16	1200	6,7	3	29
20	200	5,4	3	29

Примітка. Товщина плівок d оцінювалася за часом повного стравлення шару пучком іонів аргону.

ІЛО халькопїритних плівок CuGa_xIn_{1-x}Se₂

Трикомпонентні сполуки міді групи I-III-VI₂ і тверді розчини на їхній основі, зокрема CuGa_xIn_{1-x}Se₂, є надзвичайно перспективними матеріалами для фотоенергетики.

Проводилося ІЛО плівок CuGa_xIn_{1-x}Se₂ (x = 0,0; 1,0; 2,0; 5,0; 6,1) при тиску (2 - 4) × 10⁻⁵ Тор за допомогою лазера, що працює в режимі вільної генерації (λ = 1,06 мкм, t_{imp} = 10⁻³ с, E = 150-180 Дж). В якості підкладки використалися хімічно очищені стекла, температура яких T змінювалася від 50 до 400°C. Швидкість конденсації становила (3-6) × 10⁵ А/с. Товщина плівок на активній площі 2 см² становила 0,4 - 1,5 мкм. В якості мішені, що розпилювалася, використовувалися злитки CuGa_xIn_{1-x}Se₂ різного стехіометричного складу діаметром 16 мм.

Дослідженнями залежності структури і фазового складу плівок від температури підкладки встановлено, що в цьому температурному інтервалі ростуть однофазні шари CuGa_xIn_{1-x}Se₂ халькопїритної структури. Причому збільшення T_s приводить до утворення шарів, орієнтованих в напрямку (112). При T_s ~300-350°C ростуть високоорієнтовані плівки, півширина дифракційного рефлексу (112) яких становить 0,21-0,23°, а ступінь розорієнтації кристалітів у площині (112) по кривих хитання не перевищує для кращих зразків 2-2,5°. У табл. 2.7 приведені параметри кристалічної решітки твердих розчинів мішені та плівок CuGa_xIn_{1-x}Se₂.

Таблиця 2.7.

Параметри кристалічної решітки мішені і плівок $\text{CuGa}_x\text{In}_{1-x}\text{Se}_2$.

Склад x	Мішень		Плівка	
	a, Å	c, Å	a, Å	c, Å
0	5,785	11,62	5,781	11,61
0,1	5,768	11,54	5,765	11,56
0,2	5,739	11,44	5,748	11,42
0,6	5,706	11,23	5,712	11,23
1,0	5,616	11,02	5,618	11,01

ІЛО плівок сегнетоелектриків $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{-PbTiO}_3$ і $\text{PbSc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$

Сучасна мікроелектроніка має потребу в нових високоякісних сегнетоелектричних плівкових матеріалах. Тому багато дослідницьких центрів працюють над створенням нових сегнетоелектриків і технологічних методів нанесення субмікронних сегнетоелектричних плівок на напівпровідникові і діелектричні підкладки. Серед цих методів одним з найбільш перспективних представляється ІЛО.

Групою дослідників з Фінляндії розроблена технологія осадження складних сегнетоелектричних сполук типу $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{-PbTiO}_3$ і $\text{PbSc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ у вигляді субмікронних плівок на підкладки $\text{La}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3/\text{Mg}$ (100).

Гетероструктури тонких сегнетоелектричних плівок із шарами електродів на підкладці були сформовані за допомогою ІЛО при використанні ХеС1-лазера. Густина енергії лазерного випромінювання складала 3 Дж/см². Підкладки розташовувалися на відстань 30-50 мм по осі обертання мішені. Плівки осаджувалися у вакуумі при тиску в 0,2-0,8 мБар кисню й температурі підкладки 600-650 °С. В якості матеріалу мішені використовувалися сегнетоелектричні кульки кераміки 0,68 ($\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$)-0,32: (PbTiO_3) (PMNT) і 0,58 ($\text{PbSc}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$)-0,42 (PbTiO_3) (PSNT). PMNT і PSNT плівки були сформовані на поверхні $\text{La}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$ (LSCO) електродів, осаджених *in situ* ІЛО на MgO (100) кристалічну підкладку. Товщина LSCO плівок у гетероструктурах становила 100 нм, а товщина плівок PMNT або PSNT була 250 нм. Для дослідження електричних характеристик гетероструктур на їхній поверхні були сформовані контакти з золота різної форми і розмірів (0,1-1 мм²).

Діелектричні властивості плівок вивчалися в діапазоні частот 100 Гц-1 МГц і температурному діапазоні 20-350 °С. Поляризація при кімнатній температурі 250 нм плівок була близька до монолітної кераміки. Плівки мали тепловий гістерезис із температурами піків, що відповідають монолітним матеріалам. Гістерезис плівок був більше, ніж у монолітної кераміки.

ІЛО сегнетоелектричних плівок цирконату титану на алмазній підкладці

Плівки $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$ (PZT) на алмазній підкладці - потенційно перспективні структури для створення пристроїв на поверхневих акустичних хвилях (ПАХВ).

Співробітники Bell Laboratories дослідили ріст і фізичні характеристики PZT на алмазних і інших підкладках, сформованих за допомогою імпульсного лазерного осадження. Використання ІЛО для осадження складних сегнетоелектричних сполук зумовлено відносно малою чутливістю цього методу до якості вакууму, що дозволяє використати прості низьковакуумні системи.

Для абляції матеріалу мішені використався 248 нм KrF-лазер із тривалістю імпульсу 25 нс і частотою повторення 10 Гц. Мішені склалися з комерційного PZT і PbTiO_3 (PT). Осадження виконувалося на підкладки з алмазу, SrTiO_3 (100) і кремнію (100), розташованих на відстані 5 см від мішені. Головні досліджувані параметри технології були: температура підкладки (450-700°C), тиск кисню у вакуумній камері (20-1000 мТор), і густина енергії лазерного випромінювання (1/3-2 Дж/см² за імпульс).

PZT, осаджений безпосередньо на алмазі практично завжди є несегнетоелектричним. Ріст сегнетоелектричного PZT здійснений шляхом використання PbTiO_3 буферного шару в межах вузького діапазону технологічних параметрів, тобто, $P(\text{O}_2) = 100\text{-}200$ мТорр, $T_{\text{підкл.}} = 550\text{—}650$ °С, густина лазерної енергії 1-2 Дж/см². Подібні результати були також отримані для осадження PZT на кремнії, покритому платиною кремнії, і покритої платиною алмазній підкладці. Коефіцієнт діелектричної проникності отриманих PZT плівок склав 500-650 при 1 В на 100 кГц. П'єзоелектричні коефіцієнти цих плівок знаходяться у діапазоні $50 \times 10^{-12}\text{-}350 \times 10^{-12}$ м/В.

Формування надпровідних плівок за допомогою ІЛО

В останні роки велика кількість досліджень присвячується розробці технології імпульсного лазерного осадження (ІЛО) складних композитних плівок високотемпературних надпровідників.

Описані процеси ІЛО стехіометричних сумішей Lu_2O_3 , Pr_6O_{11} , ThO_2 , Tb_4O_7 , BaCO_3 , SrCO_3 , CaCO_3 і CuO композицій $\text{Lu}_{1-x}\text{M}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($0 < x < 0,2$), де $\text{M} = \text{Pr}$, Tb , і $\text{LuBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($0 < x < 0,4$) і $\text{Th}_{0,5}\text{Ca}_{0,5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Мішені для лазерного розпилення цих матеріалів були підготовлені шляхом трикратного відпалу і спікання при 900°C на протязі 24 год. Гранули відпалювались у кисні при 450°C на протязі 24 годин з повільним охолодженням до кімнатної температури.

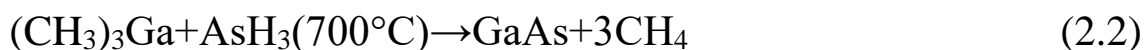
Тонкі плівки вищезгаданої композиції були осаджені на підкладки Mg , LaAlO_3 , і SrTiO_3 , всі з $\langle 100 \rangle$ орієнтацією. При цьому використовувався KrF -лазер (248 нм) з максимальною енергією 1200 мДж і тривалістю імпульсу 25 нс. Оптимізовані умови осадження тонких плівок найкращої якості були наступні: лазерне випромінювання на мішені фокусувалось у пляму $3 \times 1 \text{ мм}^2$ із густиною енергії випромінювання 3 Дж/см^2 , відстань від мішені до підкладки становила 4,5 см, а тиск кисню у вакуумній камері - 200 мТор. Час росту плівки складав приблизно 20 хв. Безпосередньо після осадження підкладки охолоджували з оптимізованою швидкістю 25°C/хв . Товщина плівок у цих умовах становила 1500-2000 Å. Аналіз складу плівок показав добру стехіометричну відповідність потрібному складу.

Описані роботи з імпульсного лазерного осадження тонких плівок показують, що ІЛО є одним з найбільш ефективних методів вакуумного напилювання. Основними перевагами цього методу є висока продуктивність і якість плівок, що осаджуються, а також можливість напилювання плівок складного стехіометричного складу зі строгим збереженням цього складу.

2.2. Методи фотоепітаксialного нарощування плівок

Коротко розглянемо сутність методу фотоепітаксії, який бурхливо розвивається в останні два десятиріччя. Епітаксialне нарощування - окремий випадок осадження тонких плівок, у якому монокристалічний шар осаджується на монокристалічну підкладку.

Найбільше часто застосовуються термокеровані епітаксіальні процеси, що включають парохімічне осадження (ПХО) гідридних плівок на Si, парофазну епітаксію (ПФЭ) металорганічних плівок на напівпровідники III-V і II-VI груп (ПФЕ МО) і ПХО МО. У всіх цих процесах парофазної епітаксії використовуються гідридні або металорганічні газоподібні реагенти (ГР), що містять атоми компонентів напівпровідника, який осаджується. Ці центри зародження повинні бути достатньо леткими, але стабільними при температурі 300 К, щоб забезпечити їхнє швидке перенесення у потоці відповідного газу-носія (H₂, He або N₂). Стінки реактора звичайно холодні, а підкладка нагрівається до температури, при якій відбувається піроліз ГР із виділенням компонентів - атомів Si, Ga, As і т.д. разом з леткими продуктами реакції (H₂, CH₄, C₂H₆ і т.д.). На цьому етап перенесення закінчується, а для проведення процесу епітаксії атоми повинні дифундувати в поверхню і знайти відповідні центри утворення кристалічної структури у вузлах решітки або на зламах. Таким способом можна епітаксіально нарощувати напівпровідникові сполуки типу GaAs, із триметилгалію (Me₃Ga - ТМГ) і арсину (AsH₃) у реакції:



Ця узагальнена реакція дає спрощене уявлення про процес і не враховує тип піролітичних реакцій (у парах або на поверхні, з послідовним розщепленням радикалів або без).

Передбачається, що піроліз ТМГ [(CH₃)₃Ga] — каталітичний процес на поверхні з виділенням Ga і CH₄. Цей процес відбувається шляхом реакції з AsH₃ у три етапи:



Парофазна модель реакції базується на здійснюваних з допомогою ІЧ спектроскопії спостереженнях за процесом утворення GaAs у реакторі. Контейнер зі зразком поміщався в горизонтальний реактор над підкладкою, а частина газового потоку відводилась в

поглинаючу комірку. В пограничному шарі відбувалося розкладання всього $(\text{CH}_3)_3\text{Ga}$ і 60% AsH_3 . Згідно результатів реакції можна стверджувати, що атоми або кластери Ga формувалися в паровій фазі, а активний As_4 на підкладці. Потім атоми або кластери галію дифундували через граничний шар і вступали в реакцію з As_4 на підкладці. В умовах, коли нарощується тільки полікристалічний шар, можна проводити епітаксію, використовуючи фотони для активізації пари або підкладки. Фотоепітаксія дозволяє використати всі фотолітичні і фототермічні процеси, щоб удосконалити наведені вище реакції будь-яким шляхом - розкладанням ГР або збудженням поверхні, та щоб забезпечити достатню рухливість атомів для здійснення епітаксіального нарощування.

Фотокеровані реакції ускладнюють хімічні процеси і кінетику ПФЕ. Це підвищення складності необхідне із-за того, що можливості чисто термічних способів ПФЕ обмежені. Фотоепітаксія має наступні переваги:

- вибіркове осадження-модуляція росту;
- низькотемпературні процеси;
- сумісність з іншими лазерними процесами осадження;
- незалежне регулювання температури підкладки і кероване розкладання ГР.

Всі ці переваги розширюють можливості існуючих епітаксіальних процесів дозволяючи здійснювати, наприклад, просторове керування ростом (модуляцію) з допомогою фотонів. Низькотемпературна епітаксія може забезпечити зниження швидкості дифузії. Наприклад в напівпровідниках груп II-VI можна підвищити швидкість взаємодифузії атомів металів на підрешітки групи II.

Можливість обробки *in situ* в застосуванні до п.1 та 2 означає, що обробка без фоторезисту скорочує кількість етапів і зменшує температуру обробки, так що можливий більш широкий вибір матеріалів для виготовлення приладів. В останньому пункті 4 підкреслюється, що проведення реакцій фотозбудження підвищує гнучкість процесу епітаксіального нарощування (важлива вимога при отриманні структур підвищеної складності, таких як оптоелектронні прилади на напівпровідниках груп III-V і гібридні схеми на III-V/Si, а також при обробці багатошарового Si).

2.2.1. Способи фотоепітаксіального нарощування

За способом і ефектом впливу фотонного пучка на реакції ПФЕ, цю технологію можна розбити на 3 види:

1. Фотоініційована епітаксія (ФІЕ) з використанням лазерів для збагачення легуючими домішками і зміни складу сплавів була запропонована Кікімото і Банном, як спосіб вибіркового впливу на поверхню напівпровідникових приладів.
2. Фотоприскорена епітаксія (ФПЕ) – відрізняється від ФІЕ, при якій не змінюється швидкість росту епітаксіальних шарів під дією випромінювання-ФПЕ забезпечує підвищення швидкості росту за рахунок теплових процесів при встановленій температурі підкладки.

Приклади:

- фотолітичний процес вирощування сполуки CdTe з застосуванням ртутно-дугової лампи низького тиску;
- низькотемпературний фототермічний процес вирощування сполуки GaAs з допомогою лазера на YAG:Nd³⁺.

Обидва ці процеси покращують якість кристалічних плівок, що вирощуються.

3. Фотостимульована епітаксія (ФСЕ). Епітаксіальний ріст здійснюється в освітленій області. Аналогічно, як і при ФПУ фотолітичний та фототермічний процеси –дозволяють вирощувати сполуки CdTe та HgTe при температурі <250°C.

В ряді способів епітаксії використовують сумісно фотолітичні та фототермічні процеси. Лазерне опромінення можна суміщати поряд з стандартними способами епітаксії. Відмінність видів фотоепітаксії чітко видно на рис. 2.15.

Лазерне випромінювання може модифікувати який-небудь етап в послідовності процесів або підвищуючи температуру підкладки (пари), або стимулює фотолітичні реакції на одному або декількох етапах. Підсилююча або стимулююча дія лазерів на піролітичні реакції як правило направлена на пониження температури процесу епітаксії (при розкладі реагентів).

Із застосуванням лазерів епітаксію Ge можна здійснювати при наступних температурах 150°C; Si - при 200°C; GaAs - при 400°C і HgTe - при 250°C. Зокрема, прискорююча дія лазерного випромінювання на епітаксіальне вирощування плівок GaAs, яке представляє фотостимульовану десорбцію продуктів реакції,

дозволяє, при дотриманні інших умов (чиста, неушкоджена і відповідно нагріта поверхня підкладки), не тільки підвищити швидкість епітаксiального росту, але й виростити монокристалічну плівку GaAs без сторонніх включень (зокрема, вуглецю). При фотоепітаксії GaAs, що відбувається при температурі $\sim 400^\circ\text{C}$, були зареєстровані високі рівні включень вуглецю. Таким чином, особливо важливо для фотоепітаксії GaAs із застосуванням ПХОМО здійснювати осадження при температурі не нижче 700°C . На рис. 2.15 схематично показані основні етапи епітаксiального росту з газової фази.

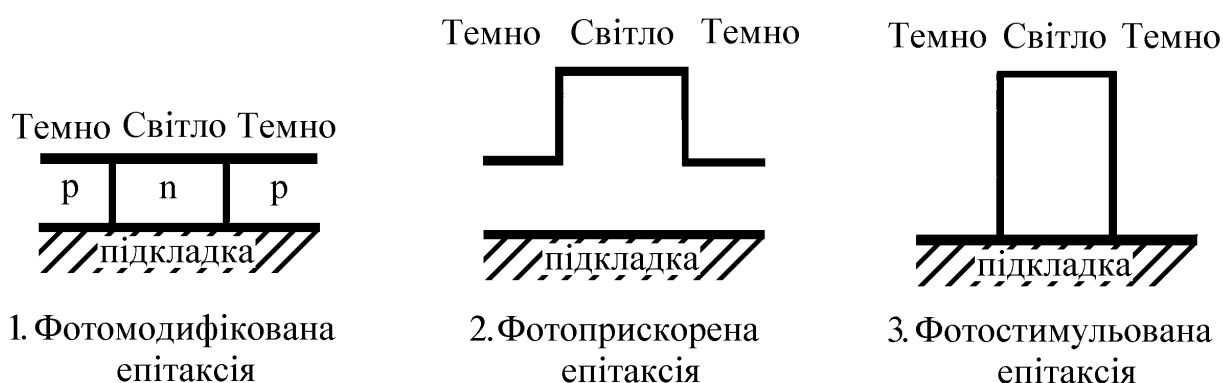


Рис. 2.14. Три основних типи фотоепітаксії, які розрізняються за ступенем впливу випромінювання (у процесі ПХО) на швидкість росту, електричну провідність і склад сплаву.

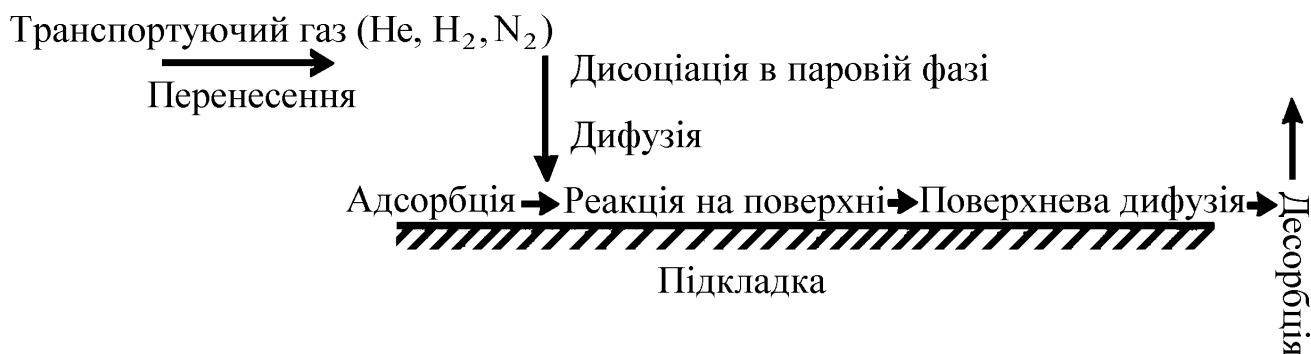


Рис. 2.15. Схематичне представлення етапів епітаксiального росту з парової фази ГР.

Фотодесорбція продуктів реакції є важливою умовою для здійснення фотостимульованої епітаксії, але ці процеси поки що мало вивчені.

Реактори для фотоепітаксії

Фотоепітаксія (ФЕ) появилася в розвитку ПХОМО, і реактори які в ній застосовуються ті ж (горизонтальні й вертикальні), але трохи видозмінені. Основна відмінність у конструкції реакторів ФЕ від реакторів ПХОМО обумовлена тим, що при лазерній епітаксії промінь повинен проникати через стінку реактора або бути спрямованим перпендикулярно чи паралельно поверхні зразка. На рис. 2.16 показані основні конструкції реакторів. Як правило, для нагрівання підкладки використовуються ВЧ індукційні графітові струмоприймачі, але існують і світлоприймачі для радіаційного нагрівання (рис. 2.16 д.).

Вибір матеріалу вікна залежить від довжини хвилі випромінювання. Двоокис кремнію використовується у видимій частині спектру і УФ до 184,9 нм; сапфір - у ближньому ІЧ діапазоні (до 6 мкм); при більших довжинах хвиль застосовуються Ge, Zn, CdTe. При записі сфокусованим лазерним променем або через маску вікно повинне бути гладко оброблене із застосуванням оптичного полірування. Оскільки фотостимульовані реакції, мабуть, відбуваються на стінці реактора або в атмосфері пару, то необхідно передбачити захист від осадження продуктів реакції на поверхні зразка і на стінках реактора. Загальний принцип продувки для горизонтальної і вертикальної конструкції реактора продемонстровано на рис. 2.16 с і д. На рис. 2.16 с потік моногазу, спрямований паралельно вікну, викликає потік, спрямований до порту введення реагенту. В ідеальному випадку потік у верхній частині реактора ламінарний і забезпечує мінімальну швидкість зворотної дифузії ГР. У нижній частині реактора газу продувки і ГР утворюють гомогенну суміш, при цьому швидкість осадження зберігається постійною. У реакторах такого типу газоподібні реагенти (наприклад, цинкдіетил і селендіетил) вводяться через інжектори зі швидкістю потоку, достатньою для перемішування їх з газом, що продувається. Горизонтальні реактори (рис. 2.16 с) відрізняються тим, що потоки газів продувки і реагентів у них не змішуються, а зустрічаються тільки в освітленій зоні. Реактори цього виду були застосовані для фотоепітаксiального вирощування GaAs і AlGaAs за допомогою поглинання випромінювання лазера на молекулах ArF (193 нм). У процесі використано індукційне ВЧ нагрівання підкладки (550 - 800°C), при тиску в реакторі 50-200 Тор.

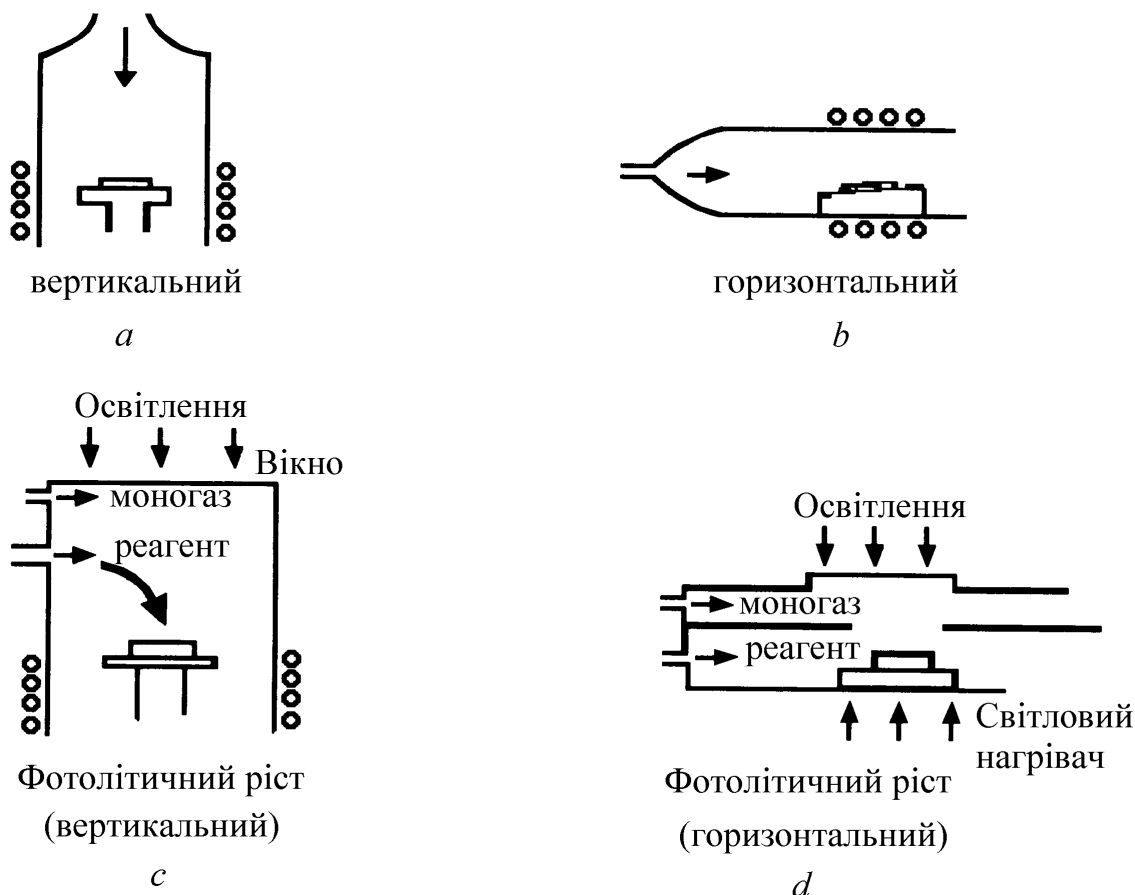


Рис. 2.16. Типи стандартних реакторів: (a) і (b) - для піролітичного росту; (c) і (d) - для фотолітичного росту.

Парофазні і поверхневі реакції

Кінетика парофазних і поверхневих фотохімічних реакцій застосовна до всіх процесів осадження, включаючи епітаксію. Але при епітаксіальному рості кінетичні показники потрібні для визначення не тільки швидкості росту, але і якості вирощених шарів.

Високотемпературна епітаксія не представляє особливих проблем. Проблеми виникають, коли дифузія пари атомів ГР використовується при пониженій температурі, при якій протікає основна частина епітаксіальних процесів. Тоді або швидкість епітаксіального росту значно знижується (CdTe), або сполука утвориться в перенасиченій парі. Це приводить до появи полікристалічних плівок через вторинне зародження "напилу" або через те, що атоми ГР не встигають зайняти свої місця в кристалічній решітці. Як правило, не відбувається вибіркового фотозбудження ГР

на поверхні зразка через велику ширину смуги поглинання УФ у металорганічній сполуці, а також внаслідок малого зміщення λ (~ 1 нм) за рахунок адсорбції на підкладці.

Однак спектр поглинання УФ- випромінювання атомами ГР може бути дуже вузьким, і мале зміщення λ при поглинанні може бути набагато більше ширини смуги поглинання. Це явище використовується при фотоепітаксії HgTe. Ртуть від рідкого джерела вводять у вигляді атомарної пари (парціальний тиск $\sim 5 \times 10^{-1}$ атм) разом із ГР типу Et₂Te. Порівняно високий парціальний тиск пари при температурі підкладки 250°C служить для підтримки рівноважного парціального тиску Hg над епітаксіальним шаром і повним покриттям поверхні ртуттю (див. рис. 2.17). Джерело випромінювання повинно мати УФ спектр (до 240 нм). Внаслідок резонансного переходу 6S₀ - 6³P, на 253,7 нм, пари Hg під високим тиском відіграють роль вузькосмугового фільтру. Однак зсув λ при такому переході для адсорбованих атомів Hg приводить до поглинання випромінювання, що проходить через пари. Енергія збудження атомів ртуті дорівнює 4,87 еВ - тобто є більшою енергії, необхідної для розщеплення радикалів реагенту Et₂Te, що розкладається тільки на поверхні і виключає реакцію Hg і Te в паровій фазі. Це приклад чисто фотостимульованого епітаксіального росту, без термічного розкладання, що відбувається при температурі підкладки $> 400^\circ\text{C}$ (звичайно температура сублімації пари становить $\sim 500 - 600^\circ\text{C}$). Оскільки поверхнева рухливість Hg і Te висока, можна одержати швидкий ріст плівки і при температурі 250 - 300 °C.

Для епітаксіального вирощування InP було застосовано лазерне стимулювання процесу розкладу пари. При цьому всі молекули ГР, які потрапляли під випромінювання ексимерного лазера (193 нм), розкладалися за один імпульс. У якості ГР використалася сполука (CH₃)₃InP(CH₃)₃ з додаванням P(CH₃)₃, розведеного воднем. При малій інтегральній густині енергії лазера ($< 0,03$ Дж/см²), який здійснював осадження, шар не був епітаксіальним і, за оцінками, температура підкладки була нижчою за 300°C. При збільшенні густини енергії випромінювання лазера поглинена енергія фотонів збільшувала несталу температуру підкладки, підвищуючи при цьому якість кристалу. Хороша якість епітаксії спостерігалася при $\sim 0,1$ Дж/см², коли температура підкладки наближалася до температури плавлення InP (1070°C).

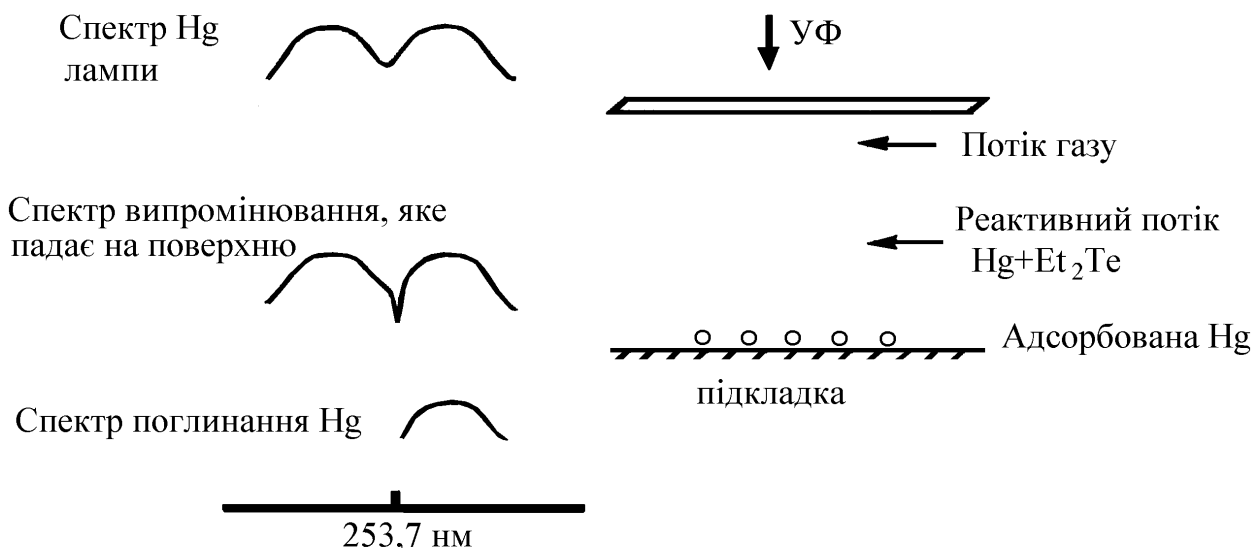


Рис. 2.17. Схематичне представлення процесу фотосенсибілізації при епітаксії HgTe. Показано вибіркове поглинання УФ випромінювання в адсорбованому шарі Hg. Показано реальний зсув в спектрі поглинання Hg для великих довжин хвиль, але зсув можливий і у короткохвильовому спектрі.

Під дією високої температури відбувалася переорієнтація атомів на поверхні, що компенсувала можливу недостатність зародження центрів кристалізації, яка інакше виникла б при утворенні ядер InP в атмосфері пару InP. Цей процес епітаксії можна розділити на 2 етапи: 1-й імпульс розкладає ГР, а 2-й нагріває підкладку, надаючи енергію для поверхневої дифузії атомів In і P, які досягають підкладки.

Приклади лазерного збудження пару і поверхні

1. Пучок лазера (193 нм) опромінює пари паралельно поверхні підкладки таким чином, що УФ випромінювання на неї не попадає. Процес епітаксiального вирощування плівок $Cd_xHg_{1-x}Te$ при температурі $150^\circ C$ здійснюється із застосуванням сполук Me_2Cd , Me_2Hg і Me_2Te . За час імпульсу відбувається повне розкладання алкілів з виділенням атомів Cd, Hg і Te, які дифундують до поверхні. Так як випромінювання не діє на поверхню, то її температури ($150^\circ C$), є очевидно достатньою для збудження поверхневої дифузії. Однак цей спосіб непридатний для формування рисунку на поверхні епітаксiального шару.

2. Спосіб лазерного стимулювання процесу легування CdTe при МПЕ передбачає застосування лазера на іонах аргону (514 нм), який опромінює поверхню. Для легування використовуються Cd, Te₂ і In у вигляді молекулярних пучків, які не взаємодіють між собою в атмосфері пари із-за великих середніх довжин вільного пробігу. Опромінення поверхні збуджує включення легуючого індію, роблячи їх електрично активними. Без опромінення не спостерігалося змін провідності CdTe, але фотолюмінесценція показувала на присутність у плівці індію (у місцях порушень решітки). Механізм таких поверхневих змін неясний, але інтенсивності випромінювання порядку ~ 100 мВт/см² явно недостатньо для значного нагрівання підкладки. Це типовий приклад ФМЕ, де лазерне випромінювання не підвищує швидкості росту, а модифікує легуючу домішку, роблячи сполуку CdTe провідником.

2.2.2. Лазерна епітаксія германію та кремнію

Джерелами кремнію при лазерностимульованому осадженні звичайно служать наступні газові суміші :



Процес осадження і якість отриманого кремнію залежить від температури підкладки, енергії випромінювання, часу дії випромінювання на поверхню, тиску газу-джерела, швидкості газових потоків.

На сьогодні досліджені процеси осадження кремнію на кремнієві підкладки різної орієнтації і з різним ступенем легування, на термічний окисел і на підкладки із кварцового скла і GaAs, які були попередньо покриті тонким шаром кремнію. Від матеріалу підкладки характер процесу практично не залежить, відрізняються тільки абсолютні значення деяких параметрів. Так, при використанні кремнієвих підкладок максимальна температура в точці локального прогрівання становить звичайно не більше 800°C, а при використанні підкладок із кварцового скла вона перевищує 1300°C. Невелике збільшення температури підкладки приводить до значного зростання швидкості росту півки. Так, збільшення температури підкладки з 300 до 350° С збільшує швидкість росту у два рази.

Перше повідомлення про фотоепітаксціальний ріст плівок зробив Іден, який застосував ексиплексний лазер на молекулах KrF^* для розкладання молекул Ge_4 на кварцевих або соляних (NaCl) підкладках. Температура підтримувалася нижче піролітичного порогу (280°C), а емісійна спектроскопія показала, що процес розкладання був піролізом у газовій фазі. Були виявлені хімічно активні частинки Ge і GeH , але ріст плівки при $T < 150^\circ\text{C}$ відбувався за рахунок дифузії вільних атомів Ge у підкладку при дуже низькій енергії активації (2 ккал/моль). Плівки на кварцових підкладках були полікристалічними, а на $[100]$ NaCl - епітаксціальними (усього 400 відбиттів при дифракції рентгенівських променів).

Процес ПХО кремнію проводиться звичайно при температурі підкладки $>1000^\circ\text{C}$ з застосуванням силану або молекул SiCl_4 у водні. Однак, при роботі на такій високій температурі дифузія легуючої домішки може сильно пошкодити епітаксціальний перехід. Для одержання приладів з різкими переходами потрібно знизити робочу температуру нижче за 800°C , а для тривимірних структур – нижче за 450°C . У нормальних умовах ПХО, зниження температури росту з 1150 до 1000°C викликає сильне зменшення виходу якісних елементів при відповідному збільшенні числа анодних дефектів. Однак якість епітаксціальних плівок кремнію залежить не тільки від поверхневої дифузії його атомів, а визначається також температурою процесу. Воно залежить також від якості поверхні кремнієвої підкладки. Дефекти, за рахунок слабого зародкоутворення на підкладці, можуть поширюватися через епітаксціальний шар. Дефекти, які можуть зароджуватися на поверхневих забрудненнях, типу кисню і вуглецю, важко видалити відпалом при $T < 1000^\circ\text{C}$. Наприклад, вище 1000°C стійкий поверхневий окисел SiO_2 реагує із приповерхневим кремнієм, утворюючи окисел SiO , леткий при $T > 800^\circ\text{C}$. Цей окисел залишає чисту поверхню Si тільки в тому випадку, якщо тиск кисню нижчий за 10^{-5} Тор. У більшості систем ПХО тиск фонового кисню і води недостатньо низький для того, щоб забезпечити видалення окислу при $T < 1000^\circ\text{C}$.

Показано, що можна створити досить чисту систему ПХО для хорошої епітаксії при 800°C , якщо реактор попередньо витримати під дією УВЧ. Якість епітаксії при таких температурах визначається тільки якістю поверхні підкладки, а не поверхневою дифузією і піролізом силану.

Застосовують також фотолітичний процес для низькотемпературної епітаксії кремнію при 200°C (що значно нижче, ніж для термічного або фототермічного ПХО). Він використав суміш газів Si₂H₆, Si₂F₂ і водню в реакторі ПХО низького тиску (~2 Тор).

В процесі УФ фотосенсибілізації проводилася дисоціація дисилану і фторсилану. При цьому низький тиск парів ртуті використовувався для поглинання випромінювання ртутно-дугової лампи (30 мВт/см²). Атоми ртуті збуджувалися до стану 6³P₁, а потім могли повертатися в основний стан з передачею енергії при зіткненнях з Si₂H₆ або SiH₂F₂, що приводило до розриву зв'язків Si-H і Si-F.

Низька густина потужності лампи не дозволяла очікувати значного термічного прискорення. При температурі підкладки 200°C плівка кремнію, яка осаджується, була епітаксіальною, якщо потік SiH₂F₂ перевищував критичне значення (20-кратний потік Si₂H₆).

Це пояснюють тим, що концентрація збагачених радикалів фтору достатня для видалення природного окислу з підкладки. Крім того, значну частину процесу становить експонування чистої поверхні підкладки перед початком процесу вирощування. Примітно, що без додаткових витрат теплової енергії може відбуватися епітаксіальний ріст при температурах нижчих, ніж для звичайного процесу ПХО.

Було також проведено ретельне дослідження фотоприскореної (ФПЕ) епітаксії кремнію із застосуванням УФ випромінювання. Фототермічне прискорення процесу досягалося з використанням лазерів на ArF і KrF, а фотолітичне - за допомогою ртутно-ксенонової дугової лампи. Досліджувалася дія УФ випромінювання на етапі попередньої термообробки і у процесі вирощування. Попередня термообробка, призначена для розкислення SiO₂, проводилася в атмосфері водню при температурі (на поверхні і в об'ємі) > 1000°C. Однохвилинного експонування поверхні променем ексиплексного лазера при температурі 950°C було досить для повного її очищення.

Подібні результати спостерігалися і із застосуванням ртутно-ксенонової дугової лампи, а опромінення лазером на KrF (з більшою довжиною хвилі) виявилось менш успішним. Це було визнано розкисленням SiO₂ до SiO за допомогою фотозбудження дірок на більше коротких довжинах хвиль (лазер на молекулах ArF і лампа на суміші Hg-Xe).

Схожі результати були отримані при вирощуванні кремнію під дією УФ випромінювання із застосуванням сполуки SiH_2Cl_2 у якості ГР. Покращення якості епітаксії під дією ArF і Hg-Xe -випромінювання спостерігалось в діапазоні температур 800-900°C. При тривалості імпульсу 10 нс і частоті повторення 100 Гц для лазерів на молекулах KrF і ArF збільшення швидкості росту, яке спостерігалось, не могло бути тільки за рахунок нестабільних теплових впливів, хоча середнє підвищення температури і було визнано достатнім для збільшення швидкості росту.

Відмічене збільшення швидкості росту з 1,8 мкм/хв до 2,8 мкм/хв за рахунок опромінення ртутною лампою при температурі 900°C було приписано фотонній дисоціації молекул SiCl_2 - основної хімічно активні речовини в реакторі, яка з'являється в результаті термічного розкладання сполуки SiH_2Cl_2 .

2.2.3. Фотоепітаксія напівпровідникових сполук групи $A^{III}-B^V$

Такі сполуки групи $A^{III}-B^V$, як GaAs і InP , відіграють важливу роль при виготовленні оптоелектронних і НВЧ приладів. Лазери і датчики випромінювання на 0,9 і 1,3 мкм застосовуються в системах волоконно-оптичних ліній зв'язку (ВОЛЗ). Прилади, розраховані на менші довжини хвиль, виготовляються на основі гетероструктур GaAs і GaAlAs . При подальшому зменшенні довжини хвилі доцільно використати четверний сплав GaInAsP . В якості підкладок використовуються монокристалічні пластини GaAs і InP , і як правило, для того щоб забезпечити узгодження решіток підкладки і епітаксимального шару, здійснюється підбор їхніх складів. Четверні сполуки дозволяють змінювати як параметри решітки, так і ширину забороненої зони відповідним вибором стехіометрії сполуки. Багатошарові структури можна вирощувати різними способами рідинно-фазової епітаксії (РФЕ), молекулярно-пучкової епітаксії (МПЕ), паро-фазової епітаксії металоорганіки (ПФЕМО). Фотоепітаксія напівпровідників III-V груп, в основному, є різновидом ПФЕМО, яка застосовується або для зниження температури процесу, або для вибіркової епітаксії на поверхні.

Сучасні дискретні твердотельні лазери виготовляються на подвійних гетероструктурах і містяться в корпусі оптоелектронних приладів. У майбутньому будуть потрібні ОЕ-прилади в

інтегральному виконанні, з лазерами і хвилеводами на кристалах. Для виготовлення таких структур буде потрібно селективне травлення і осадження на поверхні, які виконуються в процесі проекційної літографії або прямого запису лазерним променем.

Існує також інший спосіб осадження індію за допомогою ексимерного лазера, що відповідає вищезгаданим вимогам. Лазер опромінює підкладку і при температурі, що підтримується нижче температури піролізу ($\sim 400^\circ\text{C}$), епітаксіальна плівка вирощується тільки на освітлених ділянках. У цьому процесі присутній етап лазерного нагрівання підкладки для рекристалізації. У процесах парохімічного осадження металоорганіки (ХОМО) сполук груп III-V потрібні температури, що значно перевищують граничні (для піролізу). При цьому достатня рухливість носіїв забезпечує ріст монокристалічних плівок. У наступному параграфі буде показано, що при епітаксії сполук груп II-VI більш високі швидкості поверхневої дифузії дозволяють знизити температуру росту монокристалу.

На рис. 2.18 показані результати теплового впливу лазера на якість вирощеного монокристалу оцінювалася за допомогою відношення q_{th}/q_{ran} (параметр резерфордівського зворотнього розсіювання). Температура опромінюваної поверхні, росте пропорційно інтегральній густині потужності імпульсів. Розрахункова крива показана на рис. 2.18. У всьому діапазоні представлених енергій лазера відбувається майже повне розкладання газоподібних реагентів Me_3In і Me_3P .

При відсутності фотохімічної дисоціації газоподібних реагентів (ГР), опромінення поверхні імпульсним лазером при низькій застabilізованій температурі підвищує не тільки швидкість розкладання, але й рухливість носіїв на поверхні.

Для опромінення поверхні GaAs у процесі низькотемпературного ПХОМО було використано лазер на Nd: YAG (530 нм) з застосуванням ГР - Me_3Ga і AsH_3 . Термостабільність AsH_3 така, що при відсутності лазерного випромінювання швидкість росту знижується при температурі нижчій за 520°C , а при 450°C ріст уже не помітний.

Імпульси енергією 200 мДж/імпульс, із частотою повторення 10 Гц підвищують швидкість росту при сталій температурі нижчій 500°C (рис. 2.19).

Підвищення швидкості росту в цьому прикладі має фототермічний характер: ефективність піролізу Me_3Ga , а особливо

AsH₃ збільшується в результаті поглинання лазерного випромінювання поверхнею. Однак змоделювати цей процес важко. Тривалість теплових імпульсів така мала (для того, щоб значно підвищити швидкість росту), що поверхні підкладки, поки вона освітлена, досягає недостатня кількість молекул ГР.

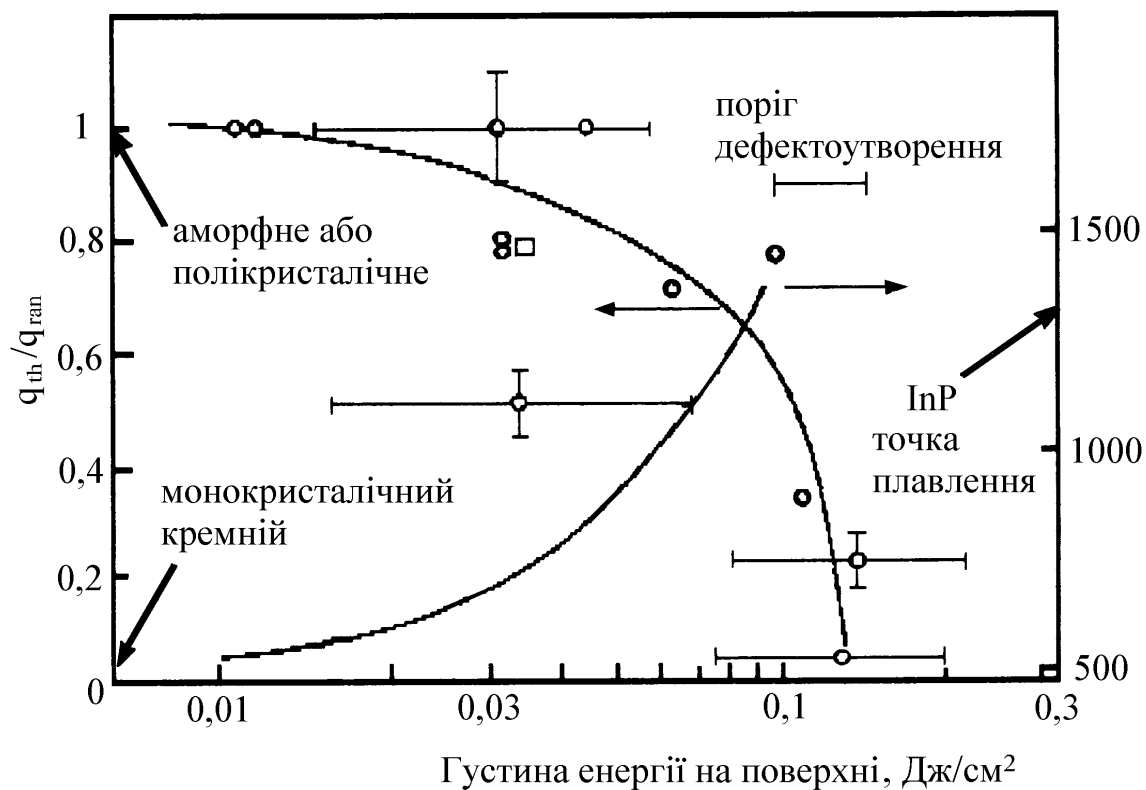


Рис. 2.18. Залежність q_{th}/q_{gran} від енергії ексимерного лазера, що діє на підкладку при осадженні сполуки InP. Показаний також розрахунковий пік температури підкладки.

У цьому прикладі розрахунковий цикл нагрівання дорівнює 1 мкс, а відношення часу теплового впливу на швидкість росту до загального часу — усього 10 мкс/с, тобто $1:10^5$. Прискорення росту пояснюють адсорбцією молекул ГР у проміжках між імпульсами, з наступним розкладанням їх під дією імпульсів. Таке пояснення дається в припущенні, що адсорбція набагато сильніша, ніж можна чекати для лентгмюрівської плівки ГР, яка є термоадсорбентом при таких температурах.

Лазерне випромінювання сильно впливає також на морфологію поверхні і якість кристалу. При 450°C без опромінення морфологія була низької якості, з нитковидними кристалами, що свідчить про

виснаження мишьяку. При збільшенні гутини енергії лазерних імпульсів до 120 мДж/см^2 з'являвся рівний монокристалічний шар. Діапазон енергій, придатних для якісного епітаксiального росту, виявився дуже вузьким: від 70 мДж/см^2 (полікристалічні шари) до 150 мДж/см^2 (виникнення дефектів).

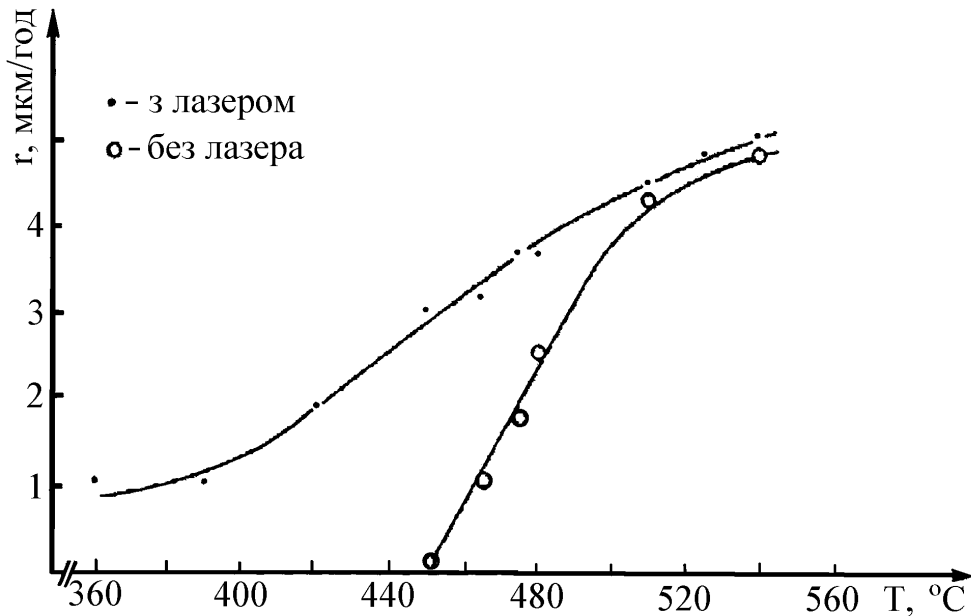


Рис. 2.19. Залежність швидкості росту плівки на основі сполуки GaAs від температури (з лазерним випромінюванням і без нього).

Можна також при формуванні на пластині епітаксiального рисунку використати сканування поверхні променем лазера на іонах аргона (спектральна лінія 514 нм). Схема реактора показана на рис. 2.20.

Пристрій складається з вертикального реактора із кварцовим вікном для введення випромінювання через бічну стінку, лазера і системи дзеркал для сканування підкладки лазерним променем. Оптимальні швидкості сканування - $100\text{-}200 \text{ мкм/с}$, густина потужності $1,5 \times 10^3\text{-}3,3 \times 10^4 \text{ Вт/см}^2$, підігрівання до температур $375\text{...}500^\circ\text{C}$. При підвищеній густині потужності спостерігалася нерівна поверхня, але плівки були товщиною кілька мікронів. Найбільш придатні умови для формування товстих плівок — багаторазове сканування при середній густині потужності. Головний недолік такого методу - тривала обробка. Хоча швидкість сканування і велика, але загальний час обробки складається з великої кількості

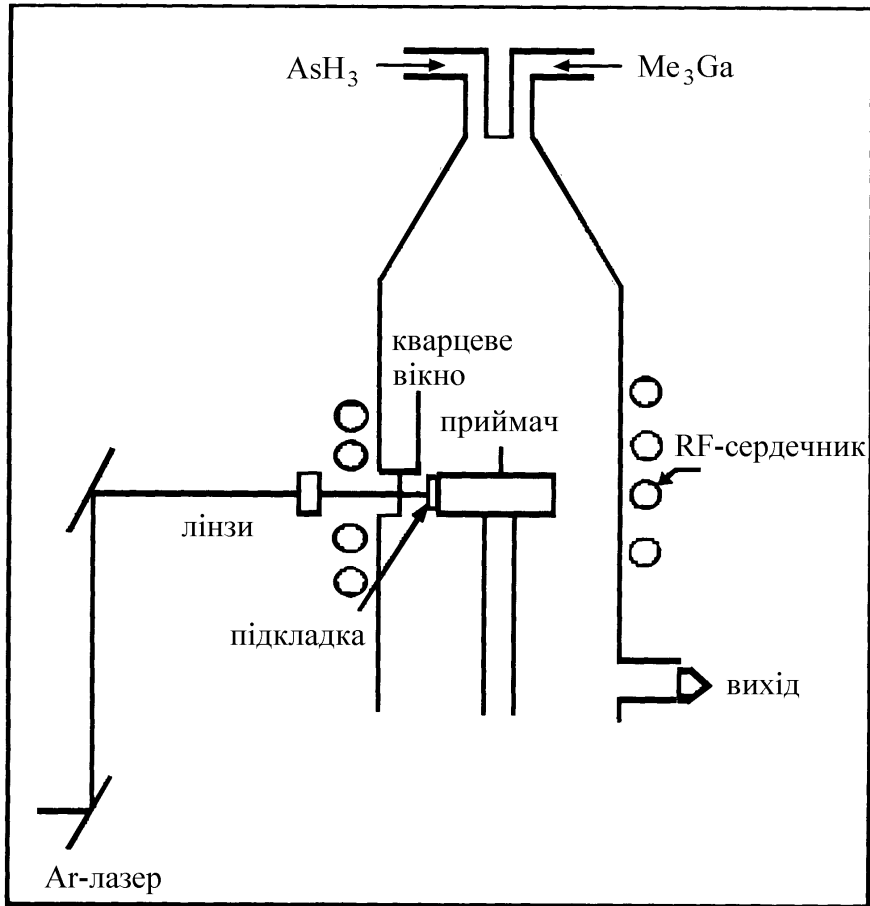


Рис. 2.20. Структурна схема пристрою ПХО з лазером для епітаксії GaAs і GaAsP.

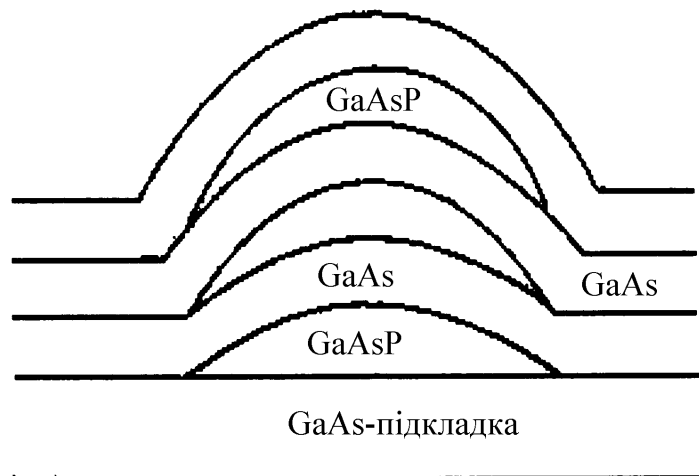


Рис. 2.21. Поперечний переріз надрешітки, що була сформована в процесі лазерної стимуляції.

проходів зони сканування. Перевага - набагато більш високі швидкості тривимірного переносу, ніж у звичайних системах з одномірним переносом. Швидкість росту виявилася кінетично обмеженою. Перевірка за допомогою РЕМ підтвердила високу якість плівок, які були вирощені в оптимальних умовах.

Сполука GaAs вирощувалася за способом лазерного сканування з врахуванням впливу локальних змін температури поверхні на процес росту. Ця сполука особливо чутлива до температури у звичайному процесі ПХОМО. Розподіл фосфору в ній сильно змінюється від центру (високий вміст) до країв (низький). Це пояснювали більш високою тепловою стабільністю сполуки PH_3 , в порівнянні з AsH_3 , внаслідок чого розподіл фосфору повинен відповідати градієнту температур, а в центрі температура вище. Призначення лазерного сканування полягає, в основному, у підвищенні температури підкладки від величини нижче порогу піролізу до температури, при якій відбувається фототермічний і фотостимульований процес.

Структура надрешітки GaAsP-GaAs вирощувалася способом лазерної модуляції для зміни складу сплаву, а не газу. При цьому використовувалася залежність складу GaAsP від температури підкладки. Установлювалася температура 500°C , при якій на всій підкладці формувався шар одного GaAs. Потім за допомогою лазерного сканування, шляхом локального підвищення температури підкладки до 800°C , здійснювалося відбіркове формування сплаву GaAsP. При послідовному скануванні формувався ряд епітаксіальних шарів GaAs/GaAs з періодом $\sim 400 \text{ \AA}$, як показано на рис. 2.21. Структуру цього типу відрізняють дуже різкі границі, що робить її придатною для використання в ОЕ ІС (як структури з прихованими шарами).

Лазерноприскорений процес ПФЕМО можна вдосконалити, перериваючи промінь таким чином, щоб у результаті експонування поверхневого шару відбувалося його розкладання. Цей модуляційний спосіб був застосований для стимуляції епітаксії атомарних шарів (ALE - EAC) GaAs. Поняття ALE означає вирощування шарів, що чергуються, Ga і As з утворенням кристалічної решітки дуже високої якості. У процесі лазерної ALE ГР типу Me_3Ga і AsH_3 поперемінно вводилися в реактор. Значне прискорення росту - з $0,33 \text{ мкм}$ до $1,07 \text{ мкм}$ (500°C) - спостерігалось при ввімкненому лазері в циклі потоку Me_3Ga і AsH_3 .

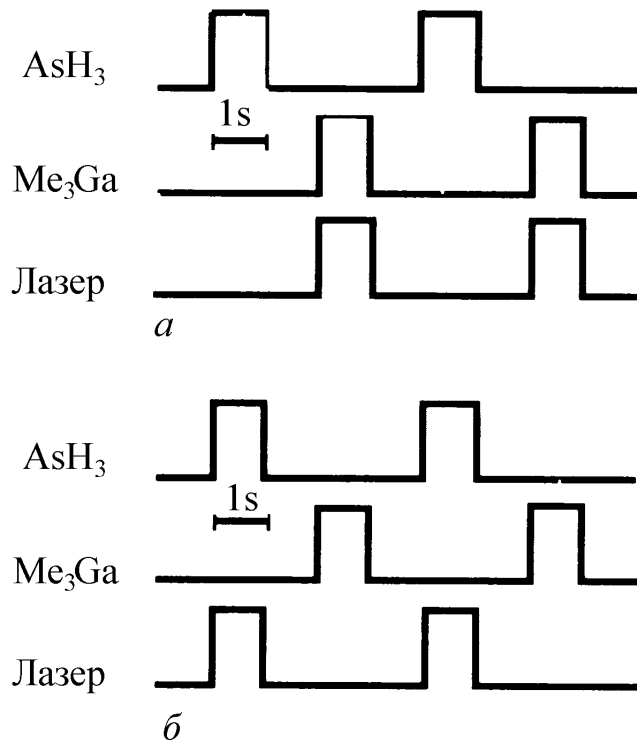


Рис. 2.22. Схематичне представлення росту в процесі ПФЕМО з переключенням лазера. Потoki Me₃Ga і AsH₃ вводяться в камеру поперемінно, з одночасним вмиканням аргонного лазера (а - Me₃Ga, б - AsH₃).

Альтернативні варіанти схеми процесу представлені на рис. 2.22. Опромінення здійснювалося в циклах Me₃Ga і AsH₃, але в другому випадку збагачення не спостерігалось. Механізм збагачення визначався як фотокаталізація, при якій відбувалося посилення піролізу Me₃Ga на фоні арсену під дією випромінювання аргонного лазера (514 нм). Фотостимульований ріст у процесі ALE спостерігався при температурі ~400°С (під час відсутності випромінювання росту не було), а швидкість росту (3 нм/цикл) відповідала швидкості росту в дійсному процесі ALE, тобто при вирощуванні атомарних шарів. Для піролітичного ALE розрахунок швидкості росту показав, що для вирощування моношарів зі швидкістю 1 шар /цикл потрібна температура -500° С.

Було продемонстровано піролітичну епітаксію GaAs, стимульовану фотонами. Він використав горизонтальний реактор низького тиску (0,1 Бар) для низькотемпературного осадження, яке

стимулювалося УФ випромінюванням. В процесі застосовувалися два джерела випромінювання - ртутно-дугова лампа і лазер з $\lambda=193/351$ нм. При дослідженні впливу УФ стимуляції застосовувалися режими низькотемпературного росту з обмеженою кінетикою і ГР типу Me_3Ga , Et_3Ga і Bu_3Ga . Для різних ГР застосовувалися різні температурні режими: для $\text{Me}_3\text{Ga} < 580^\circ\text{C}$, для $\text{Et}_3\text{Ga} < 430^\circ\text{C}$ і для $\text{Bu}_3\text{Ga} < 380^\circ\text{C}$. Ці розходження визначалися різною температурною стабільністю застосованих ГР (зниження швидкості росту зі зниженням T) обумовлено зниженням швидкості термічного розкладання на підкладці). Невелике підвищення швидкості росту спостерігалось при вмиканні ультрафіолетової лампи. Відзначалося, що УФ випромінювання покращувало морфологію поверхні, зменшуючи число горбків і "віскерів", як і передбачалося. Застосування випромінювання ексиплексного лазера (193 нм, 173 мДж/см^2) і ГР типу Me_3Ga приводило до підвищення швидкості росту в два рази, але на 351 нм збільшення швидкості не спостерігалось. УФ випромінювання на довжині хвилі 193 нм поглиналося в Me_3Ga максимально, а поглинання випромінювання на 351 нм було дуже слабким. Отже, основний механізм прискореного росту - не теплові впливи, а УФ дисоціація.

При лазерностимульованій епітаксії шарів осадження обмежувалося площею опромінених участків, і тому підходило для формування рисунку на пластині. Реакції на поверхні підкладки або поблизу неї, напевно, відігравали важливу роль у процесі епітаксiального росту, обмежуючи осадження на неопромінені участки. Щоб уникнути термічного осадження, температура росту не повинна перевищувати 400°C для Me_3Ga , а для менш стабільних ГР вона повинна бути навіть нижчою. Лазерна модуляція сплавів AlGaAs здійснювалась на тих же експериментальних установках, але давала найкращі результати при температурі підкладки 630°C . В одному із прикладів зі зміною складу сплаву використовувалося відношення компонентів: $[\text{Me}_3\text{Al}]/([\text{Me}_3\text{Al}] + [\text{Me}_3\text{Ga}]) = 0,7$. У зоні, яку опромінював лазер, склад сплаву був $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$ при $x = 0,6$, а в не опромінених зонах $x = 0,56$.

З підвищенням температури вміст алюмінію збільшувався, і склад трохи змінювалася під дією випромінювання. Збільшення вмісту алюмінію у сплаві пояснювалося посилюючою дією випромінювання на розкладання Me_3Al при більш низьких

температурах підкладки, а при підвищених температурах - термічною стимуляцією.

Ці лазерно-керовані епітаксіальні процеси можна застосовувати при виготовленні схованих оптичних хвилеводів і навіть схованих лазерних структур.

Оптично регульована епітаксія представляє інший спосіб керування осадженням шарів напівпровідників груп III-V. Цей спосіб заснований на зміні концентрації легуючої домішки або складу сплаву під дією випромінювання. Принцип полягав у тому, що підкладка нагрівалася до температури, при якій відбувався піроліз ГР, а процес вирощування був обмежений переносом парів.

За таких умов і не очікувалося сильної зміни швидкості росту, але вдалося уникнути деяких труднощів, пов'язаних з переходом на більше низькі температури, у вигляді погіршення морфології поверхні й включень вуглецю.

Було застосовано горизонтальний реактор з вікном із супрасила і водневим промиванням вікна. Як джерело випромінювання було використано ексиплексний лазер (193 нм, 50 мДж/см², 50 Гц). При лазерній стимуляції легування GaAs, вирощеного при 700°C, застосовувався ГР типу тетраметилсилан із широкою смугою поглинання поблизу 200 нм. В опромінюваних зонах концентрація носіїв збільшувалася з 10¹⁶ до 10¹⁷ см⁻³. Фонова концентрація носіїв в неопроміненому і нелегованому GaAs складала 2x10¹⁵ см⁻³.

ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ

1. Які технологічні режими лазерної ерозії речовин Ви знаєте?
2. Який їх зв'язок з параметрами утвореної лазерної плазми?
3. Охарактеризувати особливості методики лазерно-вакуумного осадження чистих елементів та багатокомпонентних сполук.
4. Якими є порогові густини потужностей лазерного випромінювання?
5. Опишіть схематичний процес взаємодії лазерного випромінювання з твердою мішенню.
6. В чому полягає взаємозв'язок порогової потужності лазерного випромінювання з параметрами вихідного матеріалу та параметрами лазерного випромінювання?
7. Охарактеризувати найважливіші параметри ІЛО, які визначають практичне застосування методу і основні властивості конденсатів.

8. Якими є особливості структури і фазоутворення в лазерноосаджених шарах металів?
9. Які принципи оберненої лазерної абляції тонких плівок алюмінію Ви знаєте?
10. В чому полягає специфіка абляційного розпилення металів ексимерними лазерами?
11. Які механізми лазерного розпилення діелектриків та створення наноструктур Ви знаєте?
12. Наведіть основні недоліки методів ІЛО плівок.
13. Які особливості імпульсного лазерного осадження складних напівпровідників та композитних сполук?
14. Охарактеризувати методи фотоепітаксiального нарощування плівок Ge, Si та сполук $A^{II}B^{VI}$ з допомогою лазерних джерел випромінювання.
15. Що розуміють під лазерним мікрохімічним осадженням металічних плівок?
16. В чому полягає фотостимульоване осадження діелектричних та алмазоподібних конденсатів?

ЛІТЕРАТУРА

1. Альтудинов Ю.К., Гарицын А.Г. Лазерные микротехнологии и их применения в электронике. -М.: Радио и связь, 2001. -624 с.
2. Григорьянц А.Г. Лазерная техника и технология. -М.: Высшая школа, 1988. (кн. 1-7).

3. ФІЗИЧНІ ОСОБЛИВОСТІ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ

3.1 ОСНОВНІ УЯВЛЕННЯ ПРО ЛАЗЕРНУ ПЛАЗМУ

3.2. УТВОРЕННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ

3.3. БАГАТОЗАРЯДНІ ІОНИ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ

3.4. ПАРАМЕТРИ ІОННОЇ ЕМІСІЇ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ

В розділі наведено визначення лазерної плазми, її основні характеристики, методи їх визначення та практичне використання лазерної плазми.

3.1. Основні уявлення про лазерну плазму

Лазерна плазма, як об'єкт вивчення, відрізняється від звичайного предмета досліджень фізики плазми малим лінійним розміром, великою щільністю часток, надзвичайно короткими характерними часами, протягом яких розгортаються і завершуються основні фізичні процеси.

Незважаючи на яскраво виражену нестационарність і інші особливості лазерної плазми, пов'язані із способом її утворення, їй властиві основні властивості звичайної плазми, як особливого стану речовини.

У загальному випадку плазма - це суміш вільних електронів, позитивних іонів з різною ступінню іонізації і нейтральних атомів. Заряджені частки в плазмі взаємодіють один з одним за допомогою кулонівських сил, що зв'язують різнойменні заряди і забезпечують так звану квазінейтральність плазми, тобто приблизно рівну концентрацію зарядів протилежних знаків.

Властивість квазінейтральності – це необхідна ознака плазмового стану речовини. У плазмі всяке розділення зарядів, викликане зміщенням, наприклад групи електронів відносно групи іонів, повинно приводити до виникнення електричних полів, які прагнуть знищити це зміщення. Однак в плазмі можна вибрати деякий "малий" об'єм, що містить "малу" кількість часток і відмінний тим, що в його межах квазінейтральність може і не зберігатись, оскільки електричне поле, створене надлишком або зміщенням часток; одного знаку, виявиться дуже слабим, щоб істотно впливати на зрушення і концентрацію часток і підтримувати квазінейтральність. Оцінимо розмір такого об'єму.

Нехай в межах об'єму з лінійним розміром R сталось повне розділення зарядів, так що в об'ємі залишилися лише заряди одного знаку. Електричне поле в тому випадку визначається рівнянням:

$$\operatorname{div} \frac{\rho}{E} = 4\pi\rho, \quad (3.1)$$

де ρ - щільність заряду в об'ємі. Якщо лінійний розмір об'єму є R_d , а концентрація заряджених часток n (вважаємо, що кожна частка володіє однією одиницею заряду), то

$$\operatorname{div} \frac{\rho}{E} \sim \frac{E}{R_d} \sim n_e \quad (3.2)$$

і, отже, $E \sim n_e R_d$. При цьому потенціал об'єму можна записати як:

$$\varphi \sim ER_d \sim n_e (R_d)^2. \quad (3.3)$$

Щоб тепловий рух часток в плазмі не зруйнував "електричну" картину, яка розглядається, тепла енергія часток не повинна перевершувати їх потенційну енергію в електричному полі. Це міркування приводить до наступного співвідношення між енергіями:

$$v = e\varphi \sim n_e^2 R_d^2 \sim kT. \quad (3.4)$$

Звідки

$$R_d \sim \left(\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.5)$$

де $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{M}$.

Отриманий характерний розмір R_d прийнято називати, Дебаєвським радіусом або Дебаєвською довжиною.

Можна знайти час, протягом якого існує область розміру R_d , з даним складом часток, розділивши R_d на швидкість більш швидких часток - електронів:

$$\tau = \frac{R_d}{v_y} = \left(\frac{\varepsilon_0 m_e}{ne^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.6)$$

Величина $1/\tau$, має розмірність частоти, і співпадає з власною частотою так званих плазмових коливань, які виникають при зміщенні часток (електронів):

$$\omega_0 \approx \frac{cI}{\left(\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.7)$$

Ця частота називається плазмовою або Ленгмюрівською частотою.

Використовуючи поняття про Дебаївський радіус, можна дати більш точне визначення плазми як стан речовини: плазмою називається іонізований газ, для якого Дебаївський радіус малий в порівнянні з розміром зайнятого газом об'єму. Деякі уточнення слід віднести і до уявлень про концентрацію зарядів і часток в плазмі; та до поняття температури плазми.

У загальному випадку в плазмі можуть бути присутніми не тільки односторонні, але і багатозарядні іони, тому концентрація електронів.

$$n_n = n_1 + 2n_2 + 3n_3 + \dots + z_{\max} n_{\max} = \sum_{z=1}^{z=z_{\max}} z n_z, \quad (3.8)$$

де z - заряд іона. Облік багатозарядних іонів особливо важливий в лазерній плазмі, де існує цілий набір іонів з зарядами від $Z=1$ до деякого Z_{\max} , в той час як в плазмі іншого походження спектр зарядів дуже вузький і складається з набору 1-3 зарядів біля Z_{\max} , тобто Z_{\max} , $Z_{\max} - 1$, $Z_{\max} - 2$. Ця суттєва відмінність пов'язана з особливостями утворення лазерної плазми.

Поняття загальної температури плазми виправдано в тому випадку, коли кінетична енергія електронів, іонів і нейтральних часток однакові. Однак на практиці, як у випадку електророзрядної,

так і лазерної плазми, зовнішнє збудження сприймають саме електрони як найменш інерційні частки. Енергія іонів змінюється внаслідок зіткнень з швидкими електронами, причому через велику різницю в масі електрон повинен здійснити безліч зіткнень, щоб цілком передати енергію іону. Тому в плазмі необхідно розрізняти температуру електронну (T_e), іонну (T_i) і нейтральних часток (T_n), якщо такі є. Звичайно електронна температура значно перевершує температуру іонну і нейтральних часток.

Введемо поняття про довжину вільного пробігу електрона, який взаємодіє з іонами. Визначимо λ_{yu} як відстань, протягом якої частка втрачає напрям первинної швидкості:

$$dv = -v \frac{dx}{\lambda_{ei}}. \quad (3.9)$$

Враховуючи, що взаємодію електрона з іоном можна описати як класичне Резерфордівське розсіювання, отримуємо

$$\lambda_{ei} \sim \text{const} \frac{(kT)^2}{n} \frac{1}{L_k}, \quad (3.10)$$

де L_k - так званий Кулонівський логарифм (тут $L_k \approx 10^2$). Ефективний перетин σ_{ei} для таких зіткнень визначається співвідношенням $\lambda_{ei} \sim 1/n\sigma_{ei}$, а середній час між двома зіткненнями $\tau_{ei} = \lambda_{ei}/v_e$. Частота зіткнень рівна оберненому значенню τ_{ei} . При зіткненнях з багатозарядними іонами перетин зростає як квадрат заряду іона, і вказані вище величини можна обчислювати за наступними наближеними формулами:

$$\sigma_{ei} \approx 3 \cdot 10^{-13} \frac{z^2}{(kT)^2} [\tilde{n} \tilde{i}^2], \quad \tau_{ei} \approx 3 \cdot 10^4 \frac{(kT_e)^{\frac{3}{2}}}{n_e z^2} [c], \quad v \approx 2 \cdot 10^{-5} \frac{n_e z^2}{(kT_e)^{\frac{3}{2}}} [c^{-1}], \quad (3.11)$$

де kT_e температура в електронвольтах. Слід зазначити, що τ_{ee} і τ_{ii}

знаходяться у відношенні: $\frac{\tau_{ii}}{\tau_{ee}} = \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \cdot \sqrt{\frac{T_i^3}{T_e^3}}$

Тобто при $T_i = T_e$ іон-іонні зіткнення відбуваються набагато рідше, ніж електрон-електронні або електрон-іонні ($\tau_{ee} \approx \tau_{ei}$). Звідси, зокрема, випливає, що Максвелівський розподіл за енергіями електронів встановлюється значно швидше, ніж у іонів. Крім цього помітимо, що процес встановлення Максвелівського розподілу для електронів і іонів протікає швидше, ніж встановлення теплової рівноваги між системою електронів і іонів.

Для прикладу вкажемо значення характерних для лазерної плазми часів τ_{ee} і τ_{ii} :

$$\tau_{ee} \sim 10^{-13} \div 10^{-11} \text{ c}, \quad \tau_{ii} \sim 10^{-12} \div 10^{-9} \text{ c}. \quad (3.12)$$

Час встановлення Максвелівського розподілу для іонів виявляється близьким до характерної тривалості лазерних імпульсів з високою щільністю потоку випромінювання $10^{-7} \div 10^{-9} \text{ c}$.

3.2. Утворення лазерної плазми

При дії лазерного променя з досить високою щільністю потужності на мішень відбувається поглинання квантів світла електронами матеріалу мішені. Поглинувши фотон, електрон віддає енергію, зокрема фононам, так що матеріал мішені розігрівається, тобто частина енергії лазерного імпульсу переходить в тепло (тривалість лазерного імпульсу істотно перевершує час розігрівання мішені). У деякий момент часу температура поверхні мішені стає досить високою, щоб почалося інтенсивне випаровування речовини, а всередині мішені починає розповсюджуватися так звана "хвиля розвантаження", яку для першого знайомства з явищем можна інтерпретувати як наслідок реактивного впливу на мішень з боку випарованої речовини, яка випаровувалася.

Швидкість хвилі випаровування порівнюється з швидкістю теплової хвилі через деякий час, що залежить від властивостей речовини мішені і щільності потужності лазерного випромінювання q . За виключно високих темпів введення енергії в мішень реалізується режим випаровування холодного тіла, коли процеси теплопровідності не грають істотної ролі.

Описаний механізм випаровування реалізується при $q \geq 10^9 \text{ Вт/см}^2$. При таких значеннях q температура $kT \gg E$ (E - енергія

зв'язку в решітці на один атом), так що цілий ряд фізичних характеристик (питома теплота випаровування, щільність речовини, відбивна здатність і ін.) взагалі не впливають на процес випаровування.

Пара, що утворилася екранує поверхню мішені від лазерного випромінювання, так що велика частина енергії цього випромінювання витрачається на іонізацію пари і подальший нагрів плазми, яка утворюється внаслідок лавинної іонізації, що призводить до утворення лазерної плазми.

Процес іонізації пари вимагає спеціального розгляду. Нехай випадковий вільний електрон у речовині що випаровується, зазнає впливу електричного поля світлової хвилі. Оскільки імпульс фотона малий, то вільний електрон не може забезпечити збереження імпульсу (для вільної частки зміна енергії обов'язково пов'язане зі зміною імпульсу). Однак оскільки поблизу з електроном знаходиться велика кількість інших часток (нейтральних атомів, випадкових іонів), збереження імпульсу виявляється можливим при взаємодії фотона, електрона і якоїсь третьої частки. Такий процес прийнято називати зворотнім гальмівним поглинанням (більш детально цей процес буде описаний нижче). Електрон, отримавши додаткову енергію від фотона, може витратити її, зокрема, на ударну іонізацію нейтрального атома, внаслідок чого появляється додатковий вільний електрон. Таким чином здійснюється подальший розвиток процесу. Всі міркування, приведені вище, справедливі для щільності потужності Nd -лазера $q \sim 10^9 - 10^{13} \text{ Bm/cm}^2$ і для CO_2 -лазера при $q \sim 10^8 - 10^{13} \text{ Bm/cm}^2$.

Поглинання лазерного випромінювання в плазмі

Нехай електричне поле лазерного випромінювання $E = E_0 e^{i\omega t}$ впливає на електрон. Тоді рівняння руху електрона має вигляд:

$$m_e \ddot{x} = -eE_0 e^{i\omega t}. \quad (3.13)$$

Інтегруючи цей вираз, отримаємо швидкість електрона:

$$-\dot{x} = u = eE_0 \frac{e^{i\omega t}}{m_e i\omega}. \quad (3.14)$$

Інтегруючи ще раз, отримаємо зміщення електрона:

$$x = eE_0 \frac{e^{i\omega t}}{m_e \omega^2}. \quad (3.15)$$

Звідси випливає, що зміщення електрона зміщене по фазі відносно діючої на нього сили на π . При зміщені по фазі на π між згаданими величинами поляризація речовини (точніше, вектор поляризації речовини ρ) направлена проти поля і, отже, діелектрична проникність $\varepsilon < 1$. Її можна виразити через вектор поляризації (електричний момент одиниці об'єму) звичайним чином:

$$\varepsilon = 1 + \frac{\rho}{\varepsilon_0 E}. \quad (3.16)$$

У плазмі величина $\rho = -en_e x$, де x - зміщення електронів, а n_e - їх концентрація (зміщенням іонів нехтуємо). Використовуючи вираз для x , отримуємо:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad (3.17)$$

де ω_0 - плазмова частота. При $\omega_0 > \omega$ діелектрична проникність стає від'ємною, звідки випливає, що електромагнітні хвилі з частотами ω , меншими плазмової частоти ω_0 , не проникають в плазму і повністю відбиваються від її поверхні. Цій ситуації відповідає деяка щільність електронів в плазмі, яку називають критичною щільністю (щільність електронів входить у вираз для ω_0 , якщо $\omega = \omega_0$ та $\varepsilon = 0$).

Нехай випромінювання лазера падає на плазму з щільністю, що спадає від щільності твердого тіла $N_0 \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$ (біля мішені) до нуля (Рис. 3.1). На профілі щільності N_e знайдеться точка, в якій плазмова частота ω_p , що залежить від щільності, рівна частоті випромінювання лазера ω . В області цієї координати відбувається відбивання лазерного випромінювання. При щільностях, менших критичної, спостерігається поглинання лазерного випромінювання,

що визначається класичним гальмівним поглинанням світла електронами плазми з коефіцієнтом поглинання:

$$k = \frac{\omega_0^2}{c\omega\tau_{ei}(\omega^2 - \omega_0^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.18)$$

де τ_{ei} - час електрон-іонних зіткнень. З цього виразу випливає, що ефективне поглинання випромінювання відбувається поблизу точки a , при $n_e \leq n_e^{kp}$.

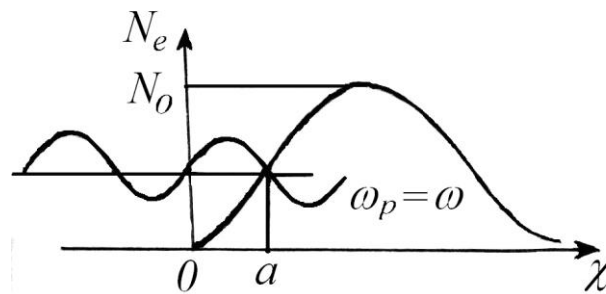


Рис. 3.1. Схематичний профіль щільності лазерної плазми.

Інтегральний коефіцієнт поглинання має вигляд:

$$k = 2 \int_0^a \frac{\omega_0(x) dx}{i\omega\tau(x)[\omega^2 - \omega_0^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.19)$$

де множник перед інтегралом враховує подвійне проходження випромінювання через шар плазми, який поглинає.

Внутрішні області плазми ($n_e \leq n_e^{kp}$) прогриваються за рахунок електронної теплопровідності, причому іонна компонента нагрівається за допомогою електрон-іонних зіткнень.

Внаслідок поглинання енергії випромінювання при $n_e \leq n_e^{kp}$ і передачі тепла за рахунок електронної теплопровідності при $n_e \leq n_e^{kp}$ згусток плазми загалом нагрівається, причому, як випливає з ряду експериментів, $T_e \sim q^\alpha$, де $\alpha \approx 2/3$.

При значеннях $q > 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ (неодимовий лазер) процеси поглинання світла плазмою істотно змінюються: з зростом q

величина v_{ei} зменшується і, отже, падає коефіцієнт гальмівного поглинання ($k \sim T^{-3/z}$). Тому вже при $q \sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ ($T_e \approx 1 \text{ кеВ}$) плазма в області $n_e < n_e^{kp}$ стає прозорою і випромінювання, відбившись від шару $n_e = n_e^{kp}$ покидає плазму, не поглинаючись. Частку відбитого випромінювання можуть збільшувати і вимушене Манделштам-Бріллюенівське і комбінаційне розсіювання (ВРМБ і ВКР).

Дослідження показали, що на зміну класичному гальмівному поглинанню в ситуації, що описується приходять аномальне поглинання світла плазмою. Починаючи з деякої порогової величини $q \sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$, що залежить від довжини хвилі випромінювання, збуджуються плазмові коливання, енергія яких потім трансформується в теплову. Цей ефект збудження плазмонів або ефект розвитку плазмових нестійкостей має пороговий характер не тільки у відношенні q , але і у відношенні до n_e і T_e . Область поглинання світла пов'язана із збудженням плазмонів, локалізується поблизу n_e^{kp} , а також поблизу $1/4 n_e^{kp}$, де розвивається в плазмі нестійкість, і пов'язані з розпадом світлового кванта на два плазмони.

Спеціальні дослідження підтвердили викладений механізм поглинання світла. Виявилось, що із зростанням $q > 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ частка відбитої енергії не тільки не росте, але навіть зменшується при $q \geq 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ і не перевищує $\sim 10\%$ від всієї енергії випромінювання.

Крім цього, істотну роль грає також ефект лінійної трансформації світлової хвилі з частотою, близькою до плазмової, в електронно-ленгмюрівські коливання, що приводить до додаткового поглинання випромінювання в плазмі.

Процеси іонізації і рекомбінації в лазерній плазмі

Процеси нагрівання, іонізації і рекомбінації в плазмі протікають практично весь час, поки триває лазерний імпульс і поки плазма має лінійний розмір, рівний розміру плями фокусування випромінювання.

Нагрівання плазми спричинює зростання тиску поблизу поверхні мішені, що приводить до газодинамічного розльоту лазерної плазми у вакуум, який супроводжується швидким падінням щільності

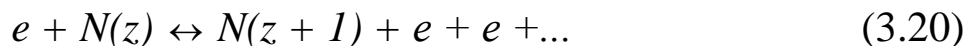
плазми (пропорційно кубу відстані) і різким зниженням імовірності процесів зіткнення.

Після закінчення лазерного імпульсу припиняються розігрівання плазми і процеси іонізації, а процеси рекомбінації, що існували і раніше, набувають тепер домінуючого значення.

Для опису лазерної плазми, як системи взаємопов'язаних часток, запропоновано ряд моделей, що встановлюють зв'язок між зарядністю іонів z , щільністю електронів n_e і електронною температурою T_e .

У моделі локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) припускається, що розподіл за енергіями цілком визначається зіткненнями часток, а самі зіткнення відбуваються так часто, що при будь-якій зміні умов в плазмі відповідний розподіл встановлюється миттєво.

У цьому випадку процесу іонізації при зіткненні електрона з іоном $N(z)$ ставиться у відповідність зворотний процес потрібної рекомбінації іона (з участю трьох часток) $N(z+1)$, причому, згідно з принципом детальної рівноваги обидва процеси протікають з однаковою швидкістю:



У результаті розподіл електронів за енергетичними станами буде таким самим, як і в системі, що знаходиться в повній термодинамічній рівновазі. Розподіл електронів за швидкостями в цьому випадку виражається формулою Максвелла:

$$dn_v = n_e 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_e}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv \quad (3.21)$$

Для зв'язаних станів розподіл електронів за енергіями виражається формулою Больцмана:

$$\frac{n(p)}{n(q)} = \frac{k(p)}{k(q)} e^{-\frac{E(p,q)}{kT_e}}, \quad (3.22)$$

де $n(p)$ і $n(q)$ - населеність енергетичних рівнів з головними квантовими числами p і q ; $E(p,q)$ - різниця енергій для цих рівнів; $k(p)$ і $k(q)$ - статистичні ваги рівнів.

Розподіл іонів в плазмі за зарядами визначається, взагалі кажучи, формулою Саха:

$$\frac{N(z+1)}{N(z)} = \frac{k(z)}{k(z+1)} e^{\left(\frac{2\pi mkT_e}{n^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{I(z)}{kT_e}\right), \quad (3.23)$$

де $I(z)$ - потенціал іонізації іона $N(z)$.

Потрібно розрізняти кратність іонізації іонів z ($1 \leq z \leq z_{\max}$),

середній заряд плазми $\bar{z} = \frac{\sum_1^{z_{\max}} z_i N_i}{\sum_1^{z_{\max}} N_i}$, ступінь іонізації плазми

$k = \sum_z N_z / N_0$, де N - число нейтральних атомів в плазмі.

В моделі ЛТР стани часток повністю описуються формулами (3.20)-(3.23), а процес ударної іонізації збалансований зворотнім йому процесом рекомбінації, викликаним зіткненнями.

В іншій, так званій "корональній" моделі дотримується баланс між ударною іонізацією і випромінювальною рекомбінацією:

$$\left. \begin{aligned} e + N(z) &\rightarrow N(z+1) + e + e \\ e + N(z+1) &\rightarrow N(z) + h\nu \end{aligned} \right] \quad (3.24)$$

Частота таких рекомбінаційних переходів пропорційна n_e , (на відміну від частоти потрібної рекомбінації, пропорційної n_e^2), так що при досить низькій щільності електронів цей процес буде більш важливий, ніж процес потрібної рекомбінації.

Зрозуміло, що корональна модель відноситься до плазми з більш низькою щільністю, ніж щільність плазми, що описується моделлю ЛТР.

У корональній моделі передбачається, що електрони мають Максвеллівський розподіл за швидкостями. Рівновага процесів іонізації і рекомбінації записується у вигляді рівняння:

$$\frac{N(z)}{N(z+1)} = \frac{\alpha(T_e, z+1)}{s(T_e, z)}, \quad (3.25)$$

де $s(T_e, z)$ - коефіцієнт ударної іонізації; $\alpha(T_e, z+1)$ - коефіцієнт випромінювальної рекомбінації. З урахуванням залежності цих коефіцієнтів від Z і T , рівняння (3.12) набуває вигляд:

$$\frac{N(z)}{N(z+1)} \sim \text{const} \frac{z^2 I(z)^{\frac{7}{4}}}{kT_e} \exp\left\{-\frac{I(z)}{kT_e}\right\}. \quad (3.26)$$

У реальній лазерній плазмі протікають всі перераховані в обох моделях процеси, тому прийнято вважати, що лазерна плазма найбільш адекватно описується зіткнювально-випромінювальною моделлю, що об'єднує принципи як моделі ЛТР, так і корональної моделі. У той же час обидві моделі в певних умовах мають і самостійні значення: корональна модель задовільно описує лазерну при щільностях $n_e \leq 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а модель ЛТР може бути застосовна при умові $n_e \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для плазми зі значним середнім зарядом іонів.

Додатково зазначимо, що для оцінки застосовності корональної моделі зручно користуватися критерієм, в якому враховані потенціали іонізації іонів і температура електронів:

$$n_e < 3 \cdot 10^{13} I_z^3 (kT_e)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.27)$$

Опис фізичних процесів в лазерній плазмі істотно ускладнюється тим, що всі вони відбуваються нарівні з розльотом плазми у вакуум, тому більш повна теорія дає уявлення про фізичні процеси в лазерній плазмі за допомогою розглянутих моделей в сукупності з гідродинамічним описом поведінки плазми при розльоті: записується система рівнянь гідродинаміки, в яку входять рівняння неперервності для іонів і електронів з урахуванням іонізації і рекомбінації, рівняння руху іонів і електронів під дією сил тиску, електричних сил і сил тертя - в плазмі, а також рівняння, що описують зміну електронного і іонного тиску.

Розліт лазерної плазми у вакуум істотно міняє уявлення про іонізаційний стан плазми в порівнянні з моментом її виникнення. Під дією рекомбінаційних процесів безумовно змінюється первинний зарядовий склад плазми і рекомбінаційні втрати виявляються найбільш значними для іонів з вищими значеннями z , (коефіцієнт

випромінювальної рекомбінації $\sim z$, а потрійної рекомбінації $\sim Z^2$). В принципі можна було б чекати, що утворені в плазмі багатозарядні іони по закінченню лазерного імпульсу повинні реєструватися повністю або ж, принаймні, знизити свій заряд і не реєструватися в плазмі протягом розльоту і на значних відстанях від мішені $L \gg R_0$. Однак на практиці цього не відбувається: частина багатозарядних іонів виходить із зони щільної плазми без рекомбінаційних втрат через швидке падіння щільності плазми при розльоті n , відповідно, внаслідок припинення зіткнень між іонами і електронами.

Тому при розгляді процесів іонізації і рекомбінації в лазерній плазмі вводять поняття часу перебування іона в щільній плазмі $\tau_0 \approx R_0/V$, де R_0 - радіус плями фокусування випромінювання, V - швидкість руху плазми, рівна місцевій швидкості звуку.

$$v = \left[\frac{(z+1)kT_e}{M} \right]^{1/2} \quad (3.28)$$

Для того щоб іонізувати іон із зарядом z в іон із зарядом $z+1$, необхідно, щоб іон певний час знаходився в щільній плазмі τ_0 , який перевищував би характерний час іонізаційного процесу $\tau_0 < \tau_1(z)$.

У той же час для того, щоб іон із зарядом $z+1$ встиг вийти із зони щільної плазми (без рекомбінації в іон із зарядом z), необхідно, щоб час знаходження іона в щільній плазмі був менше характерного часу рекомбінаційних процесів $\tau_0 < \tau_2(z)$. Отже, іони із зарядом z можуть "вціліти" і реєструватися далеко від мішені ($L \gg R_0$) при виконанні сукупної нерівності:

$$\tau_1(z) < \tau_0 < \tau_2(z). \quad (3.29)$$

Таким чином, зарядовий стан у лазерній плазмі із врахуванням її принципової нестационарності внаслідок розльоту істотно відрізняються від тих, що передбачаються формулою Саха: замість одного - двох зарядів іонів, відповідних даних електронній температурі, в лазерній плазмі формується широкий зарядовий спектр.

3.3. Багатозарядні іони лазерної плазми

Утворення багатозарядних іонів у лазерній плазмі відбувається при зіткненнях з іонами швидких електронів, що отримали енергію від світлової хвилі. При цьому найбільш вірогідний процес послідовної іонізації, що багато разів повторяється.

Енергія, необхідна для видалення одного електрона з нейтрального атома I_0 або з іона із зарядом z (відповідно, $I(z)$), називається потенціалом іонізації з точністю до розмірності заряду. З збільшенням z потенціали іонізації швидко ростуть: $I(z) = I_0 z^\alpha$, де $\alpha \geq 2$.

Енергія, необхідна для повної іонізації атома, наприклад вуглецю, рівна $Q_z = \sum_{z=0}^{z=5} I(z)$, причому Q_z виявляється рівним приблизно 5 keV . При даній температурі T_e і щільності n_e в рамках будь-якої моделі в плазмі повинно бути присутнім лише обмежена кількість зарядів іонів. Враховуючи це, запишемо рівняння для середнього заряду іонів:

$$\bar{z} = \frac{n_e}{n_i} = \frac{\sum z n_i}{n_i}. \quad (3.30)$$

При розльоті лазерної плазми у вакуум існування градієнта тиску повинно приводити до однакового прискорення іонів різних зарядів. Дійсно, адіабатичний розліт газової кулі у вакуум супроводжується перетворенням первинної теплової енергії часток в кінетичну енергію їх направленої руху на асимптоті $L \gg R_0$. Первинна температура при цьому зменшується з часом за законом $T_e \sim \tau^{-\alpha}$, де $\alpha \approx 1,5$. При $t \rightarrow \infty$ середня швидкість газової маси прямує до граничного значення: $V_\infty \rightarrow V_0$, при цьому

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma-1} \frac{E}{M}} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} v_\infty, \quad (3.31)$$

де V_0 - тепла швидкість; γ - показник адіабати.

У рамках такого розгляду максимальна швидкість залежить від

маси часток, причому $V_{\max} \leq 3 \cdot V_{\infty}$.

Однак експерименти з лазерною плазмою показують, що максимальна швидкість іонів в основному визначається величиною їх заряду і слабо залежить від маси (при фіксованій щільності потужності випромінювання q на мішені). Більш того, максимальні енергії іонів, особливо багатозарядних, можуть перевищувати первинну теплову енергію kT_e на один - два порядки. Спостерігалися ядра алюмінію, отримані з лазерної плазми, які мають енергію ~ 50 кеВ, що приблизно в 100 раз перевищує первинну теплову енергію плазми при $L \approx R_0$.

Причина залежності E_{\max} від z зумовлена механізмом прискорення іонів в самоузгодженому електричному полі, що виникає при розльоті лазерної плазми у вакуум.

Дійсно, нехай в початковий момент часу плазма термалізована, тобто $kT_e = kT_i$. В ході газодинамічного розльоту плазмового згустку електрони прагнуть вирватись вперед, оскільки їх теплові швидкості перевищують швидкості іонів:

$$\frac{v_e}{v_i} = \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}. \quad (3.32)$$

Відриву електронів від плазмового згустку перешкоджає електричне поле, яке підтримує квазінейтральність плазми. Це поле здійснює роботу з прискорення іонів (одночасно електрони втрачають свою енергію). Ясно, що такий вплив електричного поля буде залежати від заряду іонів z .

Розглянемо для ілюстрації простий приклад: нехай між електронами і іншою частиною плазмового згустку виникає електричне поле з потенціалом V . Передбачимо, що електрони, які покидають плазму, підлягають розподілу Больцмана:

$$n_e = n_{e0} \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right). \quad (3.33)$$

Приймемо систему загалом за сферичний конденсатор з різницею потенціалів V :

$$V \sim \frac{n_e}{R_d} \sim \frac{n_{e0} \exp(-ev/kT_e)}{\varepsilon R_d}, \quad (3.34)$$

де R_d - радіус Дебая, що визначає масштаб порушення квазінейтральності плазми.

На іони в цих умовах діє сила, яка перпендикулярна до поверхні "іонної" сфери. Ця сила зумовлює зміну енергії іонів:

$$N_i M_i \ddot{z} = -zeE = -ze \frac{dV}{dr}. \quad (3.35)$$

Інтегруючи це рівняння і враховуючи, що $n_e = zN_i$, знаходимо енергію іонів, що розлітаються при $z \rightarrow \infty$:

$$E_p \approx (z+1)kT_e. \quad (3.36)$$

Як бачимо, навіть така проста модель дає залежність енергії іонів від z . Найбільш ефективно процес прискорення іонів в самоузгодженому полі виявляється на периферії плазмового згустку, де плазма розріджена настільки, що іони можуть прискорюватися, не віддаючи отриману при прискоренні енергію шляхом зіткнень.

Ефективність процесу прискорення істотно залежить від двох чинників - від щільності потужності випромінювання та від заряду іона z . При цьому q визначає первинну температуру електронів, а значить, і ту частину їх енергії, яка перетворюється в енергію направлено руху іонів.

Наслідком прискорення іонів (переважно з великими z) є так зване "загартування" кратності іонізації іонів, тобто їх найшвидший і безрекомбінаційний (або, принаймні, із зменшеними рекомбінаційними втратами) вихід з області щільного плазмового згустку, де рекомбінаційні втрати найбільш великі.

Отже, на відстанях порядку радіусу плями фокусування відбувається процес прискорення багатозарядних іонів. Плазмовий пакет, що утворився при цьому, який складається з електронів і прискорених іонів і рухається з високими швидкостями - (10^6 - 10^7) см/с. Лідируючу групу цього пакету складають електрони та іони вищих кратностей заряду.

Експерименти показують, що кількість прискорених іонів вищих кратностей заряду цілком досить для використання факелу лазерної плазми як джерела іонів і ядер в різних прикладних цілях.

3.4. Параметри іонної емісії лазерної плазми

З точки зору практичного використання факелу лазерної плазми як джерела іонів і ядер найбільший інтерес представляють наступні параметри іонної емісії:

- розподіл іонів за зарядами z ;
- величина максимального заряду z_{\max} ;
- розподіл іонів за енергіями E ;
- просторові розподіли іонів;
- повна кількість іонів і ядер.

При цьому мається на увазі, що вказані параметри повинні характеризувати лазерну плазму на великих відстанях від мішені, що опромінюється, тобто при $L \gg R_0$.

Всі ці параметри в основному визначаються трьома чинниками: щільністю потужності випромінювання q , ефективністю процесів іонізації та рекомбінації i , нарешті, процесом прискорення іонів при розльоті плазми у вакуум. Від величини q залежать початкова температура плазми T_e і її щільність n_e , і, отже, кратність іонізації q кількість іонів в щільній плазмі - все це протягом тривалості лазерного імпульсу.

Від процесів рекомбінації (в основному в межах тієї ж тривалості) і прискорення іонів залежать остаточні (при $L \gg R_0$) значення параметрів лазерної плазми.

Розглянемо детальніше кожний з параметрів.

Розподіл іонів за зарядами

При деякому значенні q і, відповідно, kT_e плазми, повинен складатися деякий розподіл іонів за зарядами з максимумом, відповідним найбільш вірогідній для даної kT_e кратності іонізації. Однак внаслідок неоднорідності випромінювання лазера по перерізу плями фокусування, кінцевого часу наростання і спаду лазерного імпульсу, а також внаслідок процесів рекомбінації при $L \gg R_0$ формується цілий спектр зарядів від $z = 1$ до деякого z_{\max} .

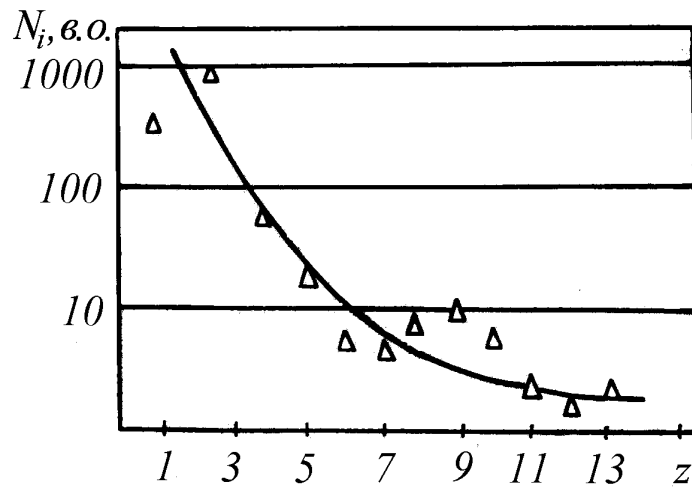


Рис. 3.2. Розподіл іонів алюмінію за зарядами.

Характерний розподіл іонів по z представлений на рис. 3.2. Величина z_{\max} пов'язана з температурою плазми, а значить, і з величиною q . У рамках класичного гальмівного поглинання залежність z_{\max} від q має вигляд $z_{\max} \sim q^\alpha$, де $\alpha = 0,3$. Таким чином, з зростанням q , з плазми емітуються іони із зростаючим z_{\max} . На рис. 3.3 приведена експериментальна і теоретична залежність $z_{\max}(q)$.

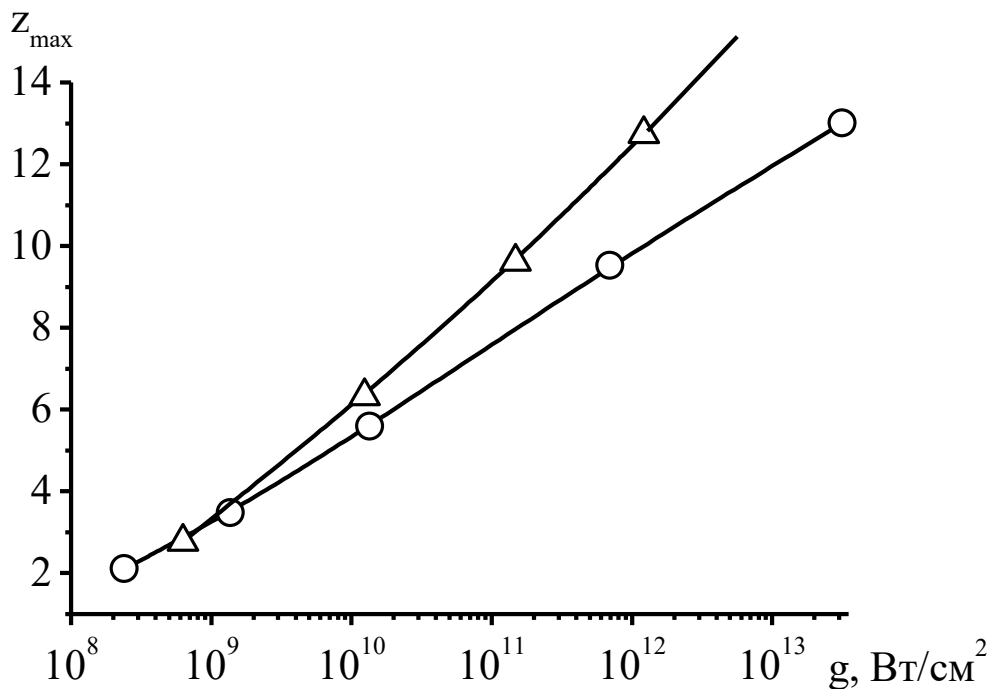


Рис. 3.3. Залежність максимального заряду іонів алюмінію від питомої потужності лазерного випромінювання (Δ- теорія, ○- експеримент).

Розподіл іонів за енергіями

Внаслідок газодинамічного розльоту плазмового згустку і процесу прискорення іонів формується енергетичний розподіл іонів при $L \gg R_0$.

Характерний енергетичний спектр залежності відносної кількості іонів ΔN_z в енергетичному інтервалі ΔE від енергії іонів E для кожного z з набору $1 \leq z \leq z_{\max}$ приведений на рис. 3.4.

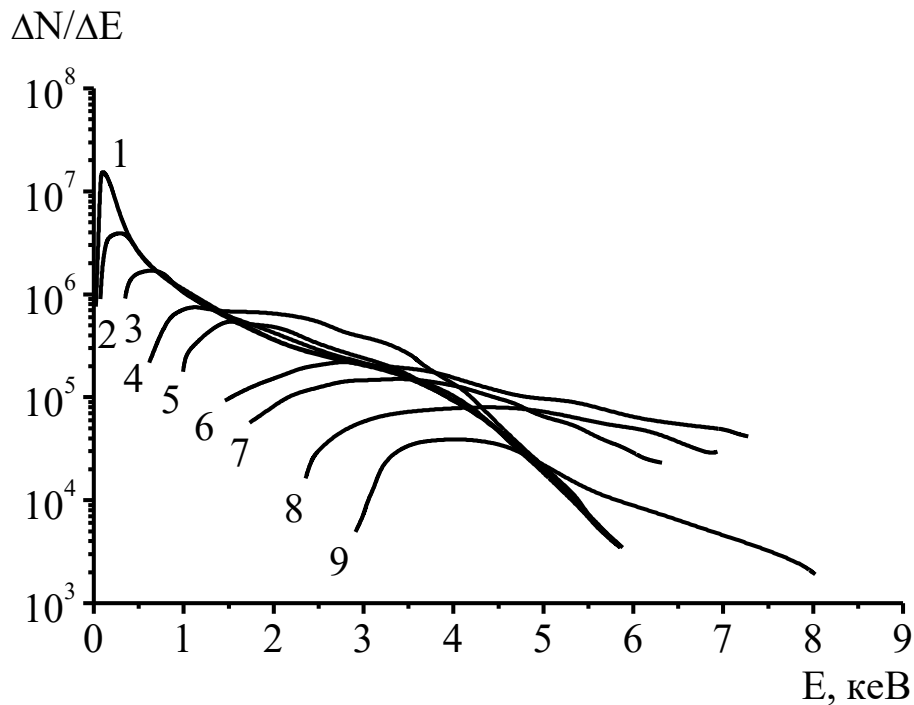


Рис. 3.4. Характерний енергетичний спектр іонів при $q \sim 10^{12}$ Вт/см² (цифри відповідають зарядам).

Спектр характеризується амплітудою розподілу для кожного z , E_{\min} і E_{\max} для іонів з даним z (визначених по рівню 0,1 від амплітуди), напіввисотою. При збільшенні q збільшуються амплітуди спектрів, а спектри розширюються в область великих енергій. Оскільки енергія, що набувається іонами в процесі прискорення, залежить від первинної температури електронів ($E_{\max} \sim kT_e$), то E_{\max} залежить від q : $E_{\max} \sim q^\beta$ де $z \approx 4/9$. На рис. 3.5 представлена експериментальна і теоретична залежність $E_{\max}(q)$.

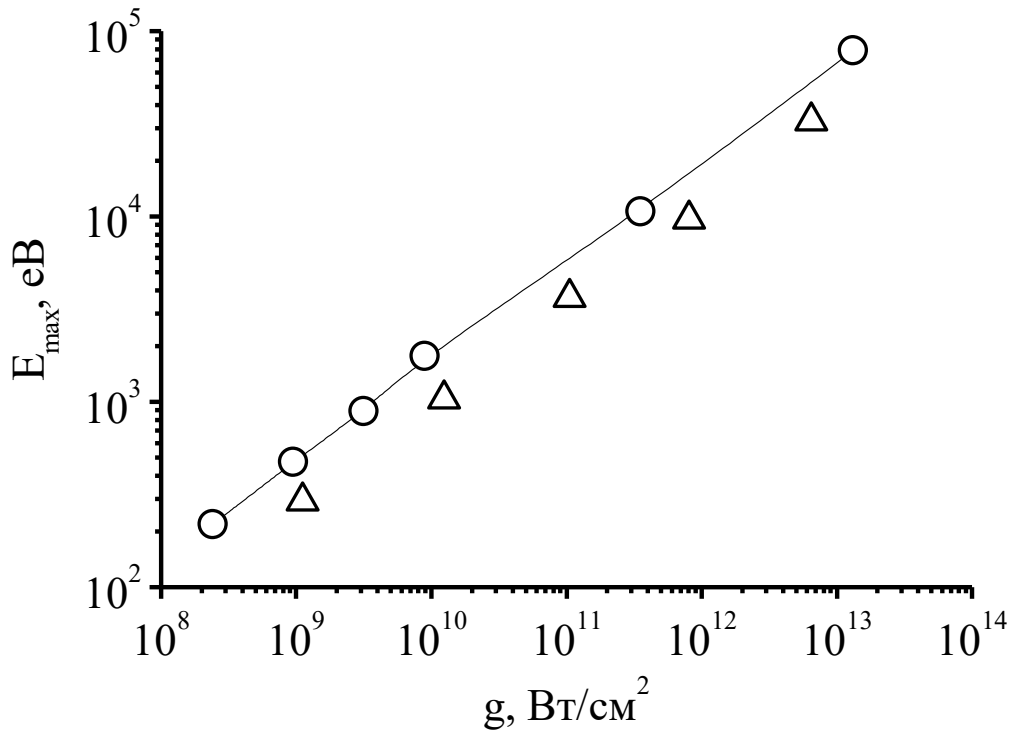


Рис. 3.5. Теоретична (Δ) і експериментальна (o) залежність максимальної енергії іонів від питомої потужності лазерного випромінювання.

Просторовий розподіл іонів

Діаграма кутової спрямованості емісії іонів з лазерної плазми для плоскої мішені складається внаслідок дії ізотропного гідродинамічного розширення і анізотропного прискорення іонів в самоузгодженому електричному полі.

Спочатку розліт плазмового згустку від плоскої мішені є одномірним і йде в основному вздовж нормалі до мішені. Це приводить до того, що процес прискорення, який протікає в основному при $L \sim R_0$, також розвивається вздовж нормалі до мішені. Оскільки прискорення найбільш ефективно для іонів з великими z , то найбільш вузький розподіл, витягнутий вздовж нормалі, формується для іонів з z_{\max} . При $L > R_0$ починає позначатися бічне газодинамічне розтікання плазми і кутові розподіли набувають відповідне "розширення". По мірі зростання q (із зростанням тиску в плазмі і з посиленням газодинамічних чинників) кутові розподіли дещо

розширюються, однак найбільш вузький розподіл завжди належить іонам з z_{\max} , відповідним даному q (рис. 3.6).

Таке природне формування вузьких пучків багатозарядних іонів і ядер вздовж нормалі є відмінною рисою лазерної плазми і є вигідною перевагою її як іонного джерела.

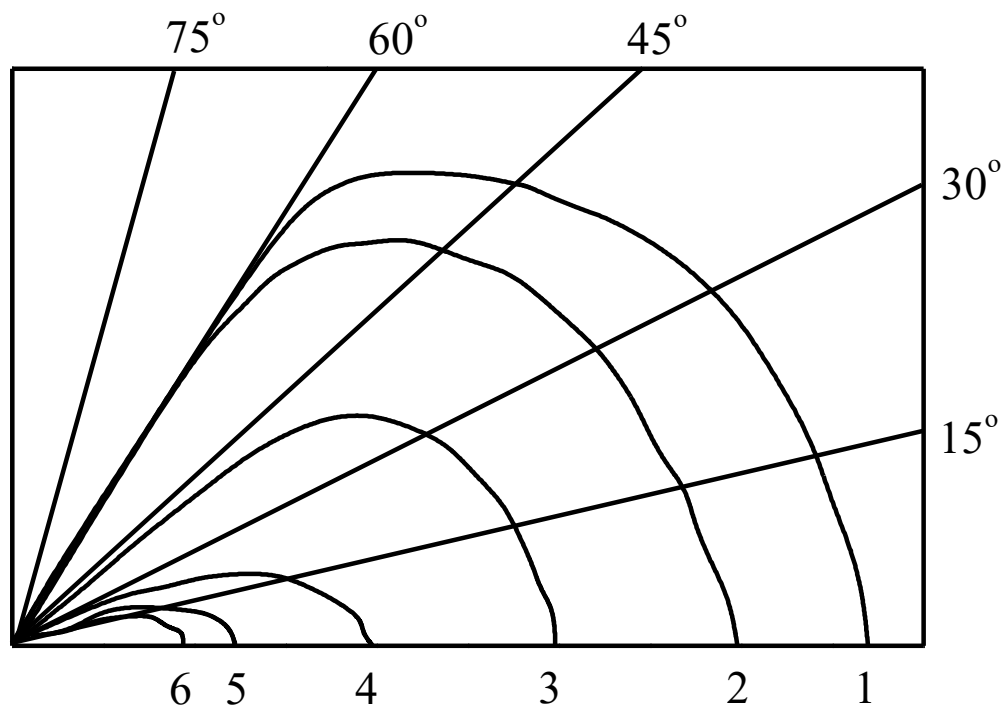


Рис 3.6. Кутові розподіли іонів алюмінію (цифри відповідають зарядам).

Повна кількість іонів і ядер

Кількість іонів кожного заряду залежить від величини q . Залежність зростання N_z від q приведена на рис. 3.7 для іонів Al_{27}^{13} . За один імпульс лазера ($q \sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$) емітується приблизно 10^{16} іонів. При цьому розподіл іонів за зарядами показує, що концентрація іонів з z_{\max} і ядер емітується на 3 ÷ 4 порядки менше, ніж іонів однозарядних.

Типові кількості багатозарядних іонів і ядер звичайно лежать в діапазоні $10^{12} \div 10^{13}$ за один імпульс лазера.

Як показує практика, такі кількості часток з високим зарядом достатні для цілого ряду застосувань.

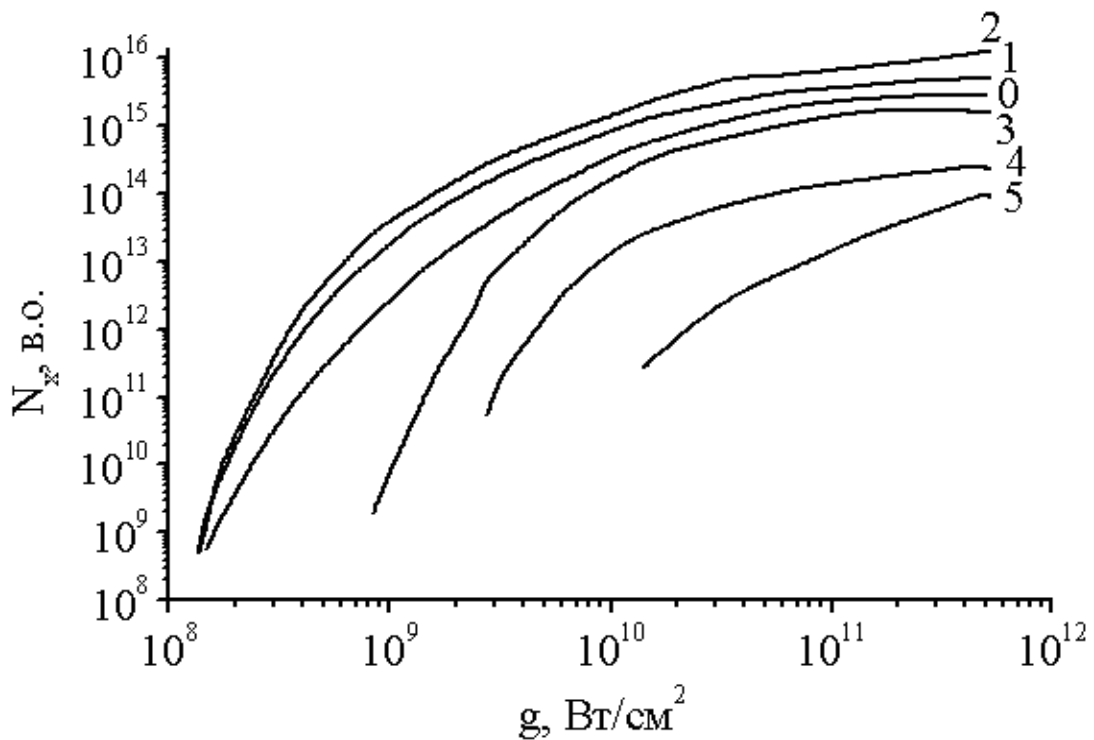


Рис. 3.7. Залежність повної кількості іонів від питомої потужності лазерного випромінювання.

ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ

1. Які особливості характеристик лазерної плазми?
2. Поясніть фізичний зміст радіусу Дебая.
3. Що таке плазмова або Ленгмюрівська частота?
4. Охарактеризувати поняття електронної, іонної температур і температури нейтральних часток лазерної плазми.
5. Які особливості встановлення розподілу часток лазерної плазми за енергіями?
6. Яким є механізм утворення лазерної плазми при густинах потужностей лазерного випромінювання $10^9 - 10^{13}$ Вт/см² та при їх перевищенні?
7. Які процеси протікають в лазерній плазмі при дії лазерного імпульсу і після його припинення?
8. Який розподіл іонів за зарядами встановлюється в плазмі?
9. В чому суть корональної та ЛТР (локальної термодинамічної рівноваги) моделей?

10. Поясніть механізм утворення багатозарядних іонів лазерної плазми.
11. Які параметри іонної емісії факелу лазерної плазми мають практичне значення?

ЛІТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. -М.: Физматгиз, 1961. -238 с.
2. Лукьянов С.Ю. Высокотемпературная плазма и управляемый термоядерный синтез. -М.: Атомиздат, 1973. -351 с.
3. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. -М.: Мир, 1974. -543 с.
4. Романовский М.К. Введение в физику высокотемпературной плазмы. -М.: Изд. МИФИ, 1970. -431с.
5. Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Отражение и поглощение мощного излучения в лазерной плазме. -Труды ФИАН. -1976, Т. 85. -С. 231-235.
6. Хаддлстоун Р. Диагностика плазмы. -М.: Изд. иностр. литер, 1966. -334 с.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн. -М.: Наука, 1966. -243 с.
8. Методы исследования плазмы. / под ред-Лохте-Хольтгревена. -М.: Наука, 1967. -423 с.
9. Сысоев А.А., Чупахин М.С. Введение в масс-спектрометрию. -М.: Атомиздат, 1977. -231 с.
10. Ромченко И.Г. Теория ошибок. -М.: Наука, 1969.
11. Лазеры и термоядерные проблемы. / Под ред. Б.Б.Кадомова. -М.: Атомиздат, 1973. -342 с.
12. Проблема лазерного термоядерного синтеза. -М.: Атомиздат, 1976. -232 с.
13. Бегляков Н.Н., Сартори А.В., Прорвич В.А. Экспериментальные методы ядерной физики. -М.: Атомиздат, 1978. -251 с.
14. Столярева Е.Л. Нейтронные спектрометры и их применение в прикладных задачах. -М.: Атомиздат, 1969. -456 с.
15. Опачко І.І. Фізика утворення заряджених і нейтральних компонент лазерної плазми та їх взаємодія з поверхнею твердого тіла. Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-

математичних наук за спеціальністю 01.04.05 – оптика і лазерна фізика. Ужгород, 1997. -312 с.

16. Кельман В.А., Опачко І.І., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. Фізика, техніка і практика застосувань газорозрядних лазерів на самообмежених переходах. –Київ: Наукова думка, 2004. -158 с.

4. ТЕХНІКА, МЕТОДИКА ТА РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕМІСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК І ПАРАМЕТРІВ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ ХАЛЬКОГЕНІДНИХ СПОЛУКИ ТА ВИХІДНИХ ЕЛЕМЕНТІВ.

- 4.1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕМІСІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ
- 4.2. РОЗРАХУНКОВІ ОЦІНКИ ПАРАМЕТРІВ ЛАЗЕРНОЇ ЕРОЗІЙНОЇ ПЛАЗМИ
- 4.3. ОПТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ І ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ НА ОСНОВІ СПОЛУКИ CuInS_2 , ТА ЇЇ СКЛАДОВИХ (Cu, In) В ЧИСТОМУ ВИГЛЯДІ
 - 4.3.1 Лазерний факел на основі міді
 - 4.3.2. Лазерний факел на основі індію
 - 4.3.3. Лазерна плазма на основі полікристалу CuInS_2
- 4.4. ПАРАМЕТРИ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ МІДІ, ІНДІЮ ТА ЇЇ ХАЛЬКОГЕНІДНОЇ СПОЛУКИ
 - 4.4.1. Вузькі місця рекомбінаційного потоку та часи рекомбінації іонів, зміна інтенсивності спектральних ліній з часом
 - 4.4.2. Розподіл заселеності збуджених станів за енергіями та усереднені і часові залежності температури електронів лазерної плазми
 - 4.4.3. Оцінки абсолютного значення концентрації електронів

При дослідженні емісійних характеристик лазерного факелу виникає ряд труднощів внаслідок: малого інтервалу часу існування та малих розмірів плазми, що вимагає застосування методів діагностики з високим часовим і просторовим розділенням.

Серед існуючих методів дослідження ерозійної лазерної плазми можливо згадати наступні: швидкісне фотографування, яке дозволяє визначати просторові розподіли плазми; зондова методика дозволяє визначати розподіл зарядів у просторі; інтерферометричні виміри дають інформацію про контур спектральних ліній; мас-спектрометрія дозволяє одержати дані про іонний склад плазми і кінетичну енергію іонів; емісійна спектроскопія дозволяє вивчити спектральний склад випромінювання, тобто елементний та по зарядності іонів, динаміку зміни інтенсивності випромінювання в часі та просторі. Всі ці методи дозволяють одержувати інформацію про характеристики та параметри ерозійного факелу, зокрема останній, що дає можливість розрахувати концентрацію та температуру частинок плазми, час рекомбінації іонів, заселеності енергетичних рівнів атомів та іонів, виявити особливості утворення частинок в збуджених станах.

4.1. Експериментальна установка для дослідження емісійних характеристик лазерної плазми

Метод емісійної спектроскопії дає досить вичерпну інформацію про плазмовий факел і відрізняється високим просторовим та часовим розділенням (десяті долі міліметра, декілька наносекунд), хоча він обмежений умовою оптично тонкої плазми, тобто відсутністю поглинання на частоті випромінювання і потребує ретельного підбору умов експерименту.

Блок-схема експериментальної установки для дослідження оптичних та часових характеристик випромінювання лазерної плазми приведена на рис. 4.1. В якості джерела лазерного випромінювання використовувався імпульсно-періодичний неодимовий лазер, який працює в режимі модульованої добротності. Активним середовищем лазера є матриця (кристал ітрій-алюмінієвого гранату $Y_3Al_5O_{12}$), в яку вживлено активні центри Nd^{3+} .

Модуляція добротності досягається за допомогою комірки Керра. Тоді енергія накачування накопичується на верхньому лазерному рівні, не випромінюється, але через кінцеві часи життя ця енергія фіксована. Якщо тепер ввести дзеркала то пройде швидке вмикання добротності і дістанемо один потужний імпульс лазерної генерації. Даний лазер “ЛТИПЧ-5” для роботи потребує блок живлення ксенонової лампи (МИЛ-31 БР-1) та модулятора (МГИН-5). Частота повторення імпульсів генерації лазера складала 12 Гц, довжина хвилі генерації 1,06 мкм, тривалість імпульсів генерації на половині висоти - 20 нс. Лазерне випромінювання фокусувалось лінзою $F = 50$ см в пляму діаметром 0,4 - 0,5 мм, що дозволяло одержати питому потужність $(3 - 5) \times 10^8$ Вт/см².

Для юстування Nd-лазера використовувався He-Ne лазер “ЛГН-207Б”, а для контролю потужності випромінювання прилад “ИМО-2”. Енергія незфокусованого лазерного променя в імпульсі досягала 20 – 50 мДж.

Після фокусування лазерний промінь проходив через світлофільтр та за допомогою поворотної призми направлявся на мішень, яка знаходилася в фокусі збираючої лінзи. Світлофільтр пропускав випромінювання лазера та не пропускав випромінювання ксенонової лампи. В вакуумній камері, куди випромінювання лазера, осцилограма інтенсивності якого показана на рис. 4.1, вводилось через кварцове вікно, залишковий тиск повітря складав 3-12 Па.

Мішень знаходилася під кутом 60° до напрямку поширення лазерного променя в спеціальному рухомому затискачі, що був прикріплений до верхньої стінки камери. Внаслідок властивості лазерного ерозійного факелу орієнтуватись при розльоті перпендикулярно до поверхні мішені, а також внаслідок можливості незначного відхилення від цього напрямку випромінюючої частини плазми ближче до лазерного променя відбір випромінювання проводився під кутом 30° до поверхні мішені. Вибір таких умов відбору випромінювання зумовлений нагріванням плазмової хмарки, що утворюється, заднім фронтом лазерного імпульсу, необхідністю наближення умов одержання плазми до технологічних та потребою уникати забруднення вікон.

Вакуумну камеру виготовлено із труби з нержавіючої сталі (10 мм - товщина) зовнішнім діаметром 290 мм. Довжина труби рівна 270 мм, а з флянцями 300 мм. На камері встановлено кран для відкачування газу та вакуумне з'єднання для підключення іонізаційно-термопарного вакууметра "ВИТ-2". До вакуумної системи відкачування входить форвакуумний насос "НВР-5Д".

Реєстрація оптичних та часових характеристик випромінювання лазерної плазми проводилася за трьома каналами:

- монохроматор "МДР-2", фотопомножувач "ФЕУ-106", самописець "КСП-4";
- "МДР-2", фотопомножувач "ФОТОН", осцилограф "С1-99";
- "МДР-2", електронний лінійний помножувач "ЭЛУ 14 ФС", осцилограф "6ЛОР-04".

Випромінювання аналізувалося за допомогою монохроматора МДР-2 з дифракційною ґраткою на 1200 штрихів/мм в спектральній області 200-600 нм. Розділення монохроматора за довжинами хвиль складало 0,2 нм. Відбір випромінювання проводився з різних ділянок плазми лазерного факелу за допомогою лінзи з фокусною відстанню 10 см. Помістивши лінзу на подвійній фокусній відстані від предмета у подвійному фокусі ми одержуємо обернене зображення факелу яке рівне йому. Вхідною щілиною монохроматора відбирається випромінювання поперечного перерізу факелу шириною 0,3 мм та висотою щілини (~23 мм). Переміщенням лінзи відбирається випромінювання з ділянок лазерного факелу віддалених на різну відстань від мішені. Таким чином, відбір випромінювання обмежується лише розмірами віконця вакуумної камери. Основні дослідження випромінювання проводилися із ядра факелу, центр

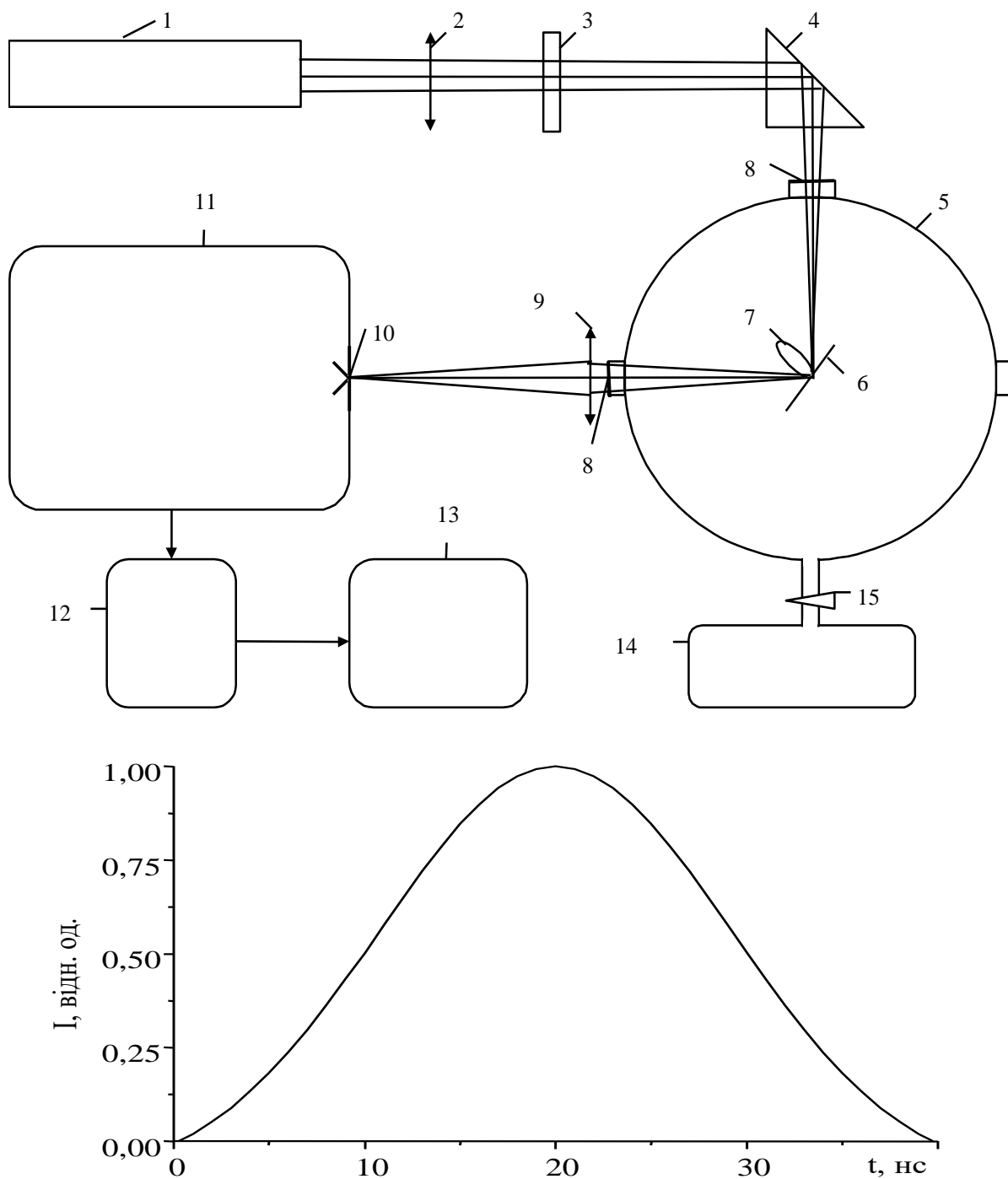


Рис. 4.1. Блок-схема експериментальної установки для дослідження лазерної плазми та осцилограма лазерного імпульсу. На блок-схемі показано: 1 - неодимовий лазер, 2 - збиральна лінза, 3 - світлофільтр, 4 - поворотна призма, 5 - вакуумна камера, 6 - мішень, 7 - ерозійний факел, 8 - кварцеве вікно, 9 - збиральна лінза, 10 - вхідна щілина монохроматора, 11 - монохроматор, 12 - фотопомножувач, 13 - реєструючий пристрій, 14 - система відкачування, 15 - вентиль системи відкачування.

якого знаходився на відстані 1 мм від поверхні металу та із області факелу, яка була віддалена від поверхні на 7 мм. Реєстрація усереднених за часом спектрів здійснювалася з застосуванням фотопомножувача “ФЕУ-106” і самописця “КСП-4”. Система “ФЕУ-106” + “МДР-2” калібрувалася, що дозволяло вимірювати відносні інтенсивності спектральних ліній.

Дослідження імпульсного випромінювання з часовим розділенням 2-3 нс і тривалістю меншою ніж 1 мкс проводилося за допомогою електронного лінійного помножувача “ЭЛУ 14 ФС” та осцилографа “БЛОР-04”. Більш довгі імпульси випромінювання реєструвалися імпульсним фотоелектронним помножувачем “ФОТОН”, який був з’єднаний з осцилографом “С1-99”. Часове розділення в даному випадку не переважало 20 нс. Система “МДР-2” + “ФОТОН” також калібрувалася, що дозволяло отримувати інформацію про часовий хід та співставляти величину інтенсивності. Більш детально калібрування чутливості апаратури описано нижче.

При описі випромінювання плазми найбільш вживана спектральна інтенсивність $I(\lambda)$. За допомогою монохроматора виділяється спектральний інтервал $\Delta\lambda$ і визначення інтенсивності в цьому інтервалі зводиться до визначення інтегралу:

$$\int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} I(\lambda) d\lambda. \quad (4.1)$$

Тобто необхідно встановити зв’язок між цією величиною і струмом фотопомножувача. Практично у всіх випадках інтенсивність випромінювання, яке заповнює апертуру монохроматора, можна приймати ізотропною. Тоді вираз для потоку випромінювання, що попадає в монохроматор, має вигляд:

$$F_{вх} = G \cdot w \cdot I, \quad (4.2)$$

де w - ширина вхідної щілини. Множник G враховує геометрію приладу, і звичайно не залежить від довжини хвилі, а залежить від освітлювальної системи, апертури монохроматора, висоти вхідної щілини. Величину G можна розрахувати, однак на практиці більш надійними є значення, які одержують прямим калібруванням. Із монохроматора виходить потік випромінювання:

$$F_{\text{вих}} = F_{\text{вх}} \cdot \eta(\lambda) \cdot S(\Delta\lambda), \quad (4.3)$$

де η - коефіцієнт пропускання монохроматора, що враховує повну втрату інтенсивності. Ширина вихідної щілини враховується в апаратній функції монохроматора S . Так як сигнал детектора пропорційний падаючому потоку випромінювання:

$$R = \eta_{\text{д}}(\lambda) \cdot F_{\text{вих}}, \quad (4.4)$$

де R це сигнал детектора в амперах, $\eta_{\text{д}}$ - чутливість детектора. Тоді загальний вираз для R можна записати так:

$$R = \eta_{\text{д}}(\lambda) \cdot G \cdot w \cdot I \cdot \eta(\lambda). \quad (4.5)$$

Величина S при правильно настроєному монохроматорі рівна одиниці.

Для реєстрації спектрів сигнал детектора фіксують шляхом зміни довжини хвилі (λ) повертанням дифракційної ґратки. При цьому, вимагається умова малості часу зміни довжини хвилі в порівнянні з часом наростання сигналу детектора. З допомогою осцилографа можна зареєструвати зміну інтенсивності спектральної лінії в часі зафіксувавши монохроматором певну довжину хвилі, правда в цьому випадку потрібне значне часове розділення фотоелектронного помножувача та осцилографа для зменшення інтегрального характеру параметрів ерозійного факелу, що в наш час не складає проблеми. Крім того, використані в ході експерименту осцилографи дають змогу одночасного одержання осцилограм випромінювання лазерної плазми та самого лазера для співставлення точок відліку.

Точність вимірювання усередненої в часі відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній складала 5-10%, а відносна похибка осцилографічних вимірів не переважала 10%.

Таким чином маючи можливість відбирати випромінювання з різних просторових ділянок лазерної плазми є можливість детального її дослідження.

Із виразу (4.5) випливає, що існують два основні методи проведення абсолютного чи відносного калібрування системи монохроматор - детектор. Можна використати детектор з відомою

чутливістю $\eta_d(\lambda)$, визначивши інші величини окремими вимірами, або використовуючи еталонне джерело з відомою спектральною інтенсивністю. В області ультрафіолету це проблематично через низькі інтенсивності та поглинання, але їх можна розрахувати, якщо відомі інтенсивності ліній видимого спектру, які мають спільні верхні рівні з ультрафіолетовими та відомі відношення імовірностей переходів цих спектральних ліній.

В нашому випадку використовувалися еталонні джерела: вольфрамова стрічкова лампа "СИ 8-200У" та воднева лампа "ДВС-25". Інтенсивність водневої лампи була відома, а для вольфрамової розраховувалась виходячи із закону Планка ($I = f(\lambda, T)$). Калібрування системи монохроматор - детектор повинно проходити при абсолютно однакових умовах із експериментом для зниження неточностей.

Криві, що представляють відносну спектральну чутливість установки приведені на рис. 4.2.

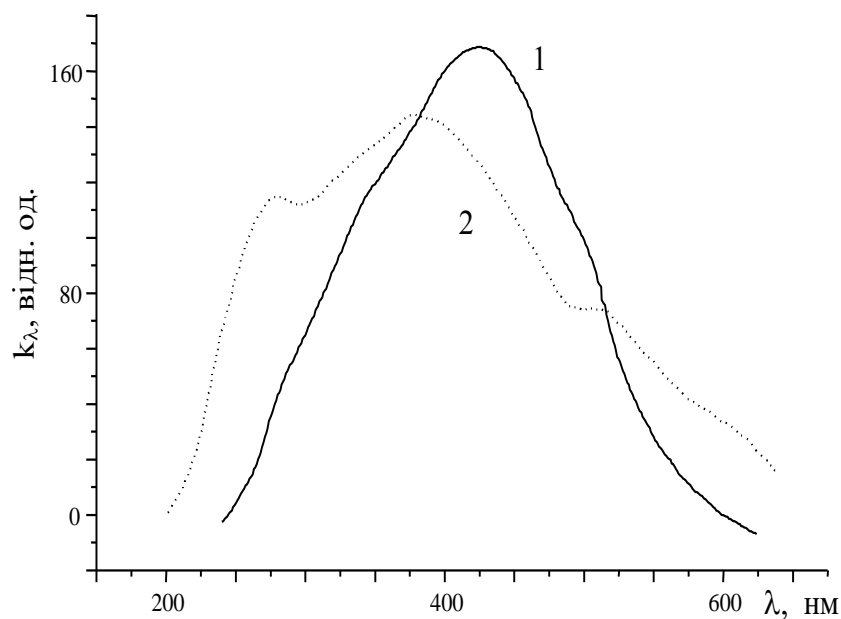


Рис. 4.2. Залежність відносної спектральної чутливості від довжини хвилі ($k_\lambda(\lambda)$) для системи реєстрації на основі: 1 – фотоелектронного помножувача "ФОТОН" та монохроматора "МДР-2"; 2 - фотоелектронного помножувача "ФЕУ-106" та монохроматора "МДР-2".

Зшивка кривих чутливості, знайдених використовуючи різні лампи, проводилась в області 400 нм. В області 200 - 400 нм для калібрування використовувався континуум випромінювання молекул водню.

Фотоелектронний помножувач на сьогодні найбільш вживаний разом із дифракційним монохроматором: така система має високу роздільну здатність та чутливість, фотострум лінійно залежить від світлового потоку. Користуючись кривими калібрування, інтенсивність у відносних одиницях знаходять наступним чином:

$$I = R / k_{\lambda}, \quad (4.6)$$

де $k_{\lambda} = \eta_d(\lambda) \cdot \eta(\lambda)$, а добуток величин G , w , S вважається константою.

Для порівняння величини інтенсивності при різних довжинах хвиль приведеного вище прийому достатньо. Додаткову калібровку інтенсивності потрібно проводити для спектрів записаних при різних підсилюючих напругах фотопомножувача. В цьому випадку сигнал струму фотопомножувача не залежить від довжини хвилі випромінювання і змінюється пропорційно з прокаліброваним сигналом. Така калібровочна крива для усередненого по часу сигналу приведена на рис. 4.3.

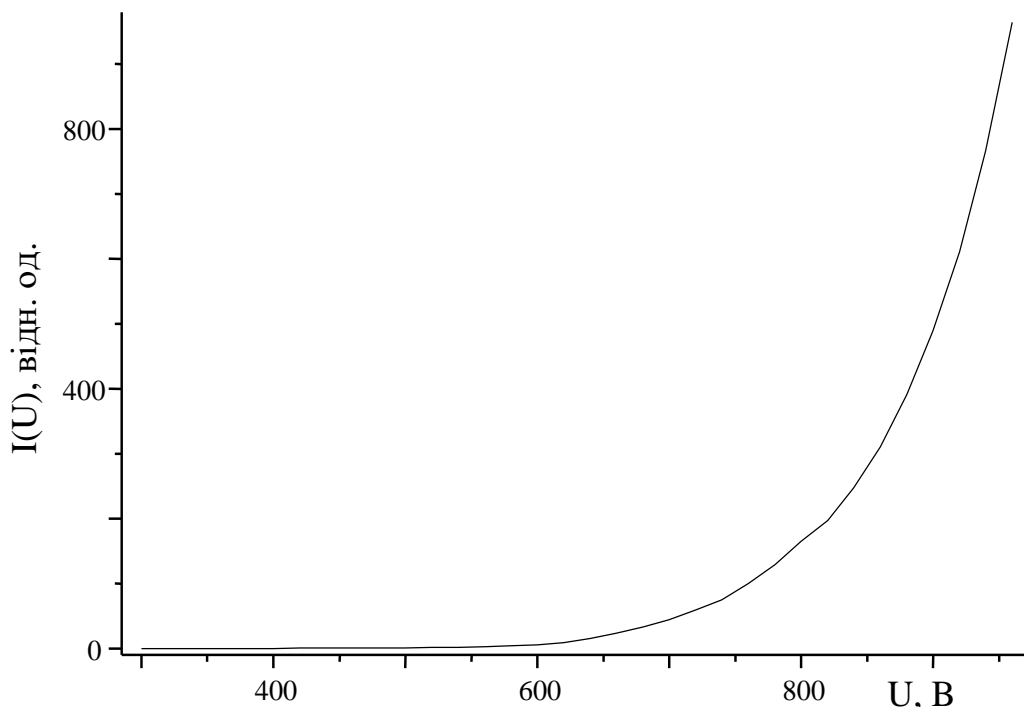


Рис. 4.3. Залежність інтенсивності випромінювання від напруги фотопомножувача для системи "ФЕУ-106" + "МДР-2".

Утворення плазми і випаровування при питомій потужності лазера вище ніж 10^7 Вт/см² проходить одночасно, а початок наростання сигналу випромінювання відповідає початку дії лазера, але така поведінка випромінювання можлива лише на невеликих

відстанях до мішені. Дослідження відтворюваності спектрів при багаторазовому опроміненні однієї і тієї ж точки мішені при різній частоті дії вказує на 20-30 % точність співпадіння. Також виявлено, що маса матеріалу, який випаровується з мішені, найбільша при низьких частотах дії лазерного випромінювання. Крім того, плазмова хмарка повністю розходить до початку наступного імпульсу. Відтворюваність можна збільшити використовуючи для порівняння величину процентного внеску інтенсивності спектральної лінії в сумарну інтенсивність лінійчатого спектру лазерної плазми.

Крім неоднорідностей мішені, на величину відносної інтенсивності випромінювання впливає і зміна умов розширення плазми внаслідок зміни динаміки руху при утворенні кратера на поверхні мішені. Оскільки при часі лазерної дії ~ 1 нс типова товщина абльованого шару знаходиться в області до ~ 1 мкм, а шар забруднення та окислу видаляється за 5 - 20 імпульсів, то з умови виникнення кратера на поверхні (глибина набагато більше діаметру) можна оцінити час квазістаціонарних умов відбору випромінювання - 25 хвилин. Цього повністю достатньо для запису всього спектру.

4.2. Розрахункові оцінки параметрів лазерної ерозійної плазми

Крім зовнішнього вигляду та структури плазми, що відображається через випромінювання внаслідок високої швидкості поширення, базуючись на її спектроскопічних характеристиках, одержують інформацію про такі параметри як температура та концентрація електронів, а також час рекомбінації іонів. По зміні інтенсивності з часом та в просторі і характерному вигляді розподілу Больцмана можна судити про процеси в лазерному факелі та особливості його еволюції. Нижче приведено ряд співвідношень, які дають можливість проводити оцінки параметрів ерозійної лазерної плазми.

Перед тим як приступити до викладу методики розрахунків потрібно відразу сформулювати основні необхідні умови справедливості використаних співвідношень. Це наявність термодинамічної рівноваги, ідеальність плазми, іонізаційно-рекомбінаційна рівновага. Головним з перерахованих факторів є сама можливість розглядати сукупність заряджених часток як плазму та малі порівняно з часом життя плазми часи термалізації. Можливість встановлення рівноважних умов в плазмі визначається електронною

концентрацією (n_e) та електронною температурою (T_e). Значення концентрації електронів, що відповідає умовам наявності рівноважного стану в лазерному факелі ($> 10\%$) найбільш просто оцінити по формулі:

$$n_e \geq 1,6 \cdot 10^{12} (E_2 - E_1)^3 T_e^{1/2}, \quad (4.7)$$

де $E_2 - E_1$ – енергетичний проміжок у межах якого визначається T_e .

Судячи з часу встановлення теплової рівноваги між електронами та решіткою ($\sim 10^{-12}$ с), імовірності випромінювання збуджених атомів (до 10 фотон/нс), інерційності теплового збудження, що особливо характерно для металів, малості енергії збудження ($h\nu = 1,16$ еВ) ерозійний факел повинен підлягати умовам локальної термодинамічної рівноваги. Про це свідчить як сам вигляд розподілу заселеності збуджених станів, так і перевірка існування рівноважного стану за формулою 4.7.

В таких умовах має місце наступне співвідношення між заселеністю енергетичного рівня та інтенсивністю спектральної лінії при переході $m \rightarrow i$, що передбачає однаковий вплив зовнішніх факторів на заселеності рівнів, які підлягають розподілу Больцмана:

$$N_m = \sum_i I_{mi}/A_{mi} \cdot h\nu_{mi}. \quad (4.8)$$

Із згаданого розподілу випливає співвідношення:

$$kT_e = (E_m - E_n)/\ln(N_n g_m / N_m g_n), \quad (4.9)$$

яке має силу і у випадку багатоконпонентної плазми, де частинки різного виду пов'язані температурою та концентрацією електронів. Даний підхід дозволяє обминути визначення коефіцієнтів атомізації, іонізації, внаслідок довільності точки відліку.

Для практичного використання формулу (4.9) зручно подати у виді:

$$kT_e = \frac{E_2 - E_1}{\ln\left(\frac{I_1 A_2 g_2 \lambda_1}{I_2 A_1 g_1 \lambda_2}\right)}, \quad (4.10)$$

де E – енергія верхнього рівня, I – інтенсивність випромінювання, A – імовірність переходу, g – статвага рівня, λ - довжина хвилі. Похибка температури електронів за цією формулою згідно залежить від точності визначення інтенсивності випромінювання та різниці енергій верхніх рівнів:

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{kT_e}{E_1 - E_2} \frac{\Delta(I_1/I_2)}{I_1/I_2}. \quad (4.11)$$

Для дослідження зміни T_e в часі необхідно більш детально аналізувати умови у плазмі та енергетичну структуру атомів. Одержання адекватної інформації про параметри плазми вимагає враховувати гомогенність спектральних ліній з метою одержання однакової зміни та високої інтенсивності в вимірюваному інтервалі температур, самопоглинання та самообернення спектральних ліній в плазмі внаслідок її неоднорідностей, добиватися незначного, поряд з температурою, впливу на плазму нестійкостей та каналів заселення збуджених рівнів.

Для проведення поглибленого аналізу виведено формулу для похибки температури електронів при непрямим вимірюваннях:

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{\sqrt{\left(\frac{\Delta(I_1/I_2)}{I_1/I_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(A_2/A_1)}{A_2/A_1}\right)^2}}{\ln\left(\frac{I_1 \lambda_1 A_2 g_2}{I_2 \lambda_2 A_1 g_1}\right)}, \quad (4.12)$$

де $\Delta T_e/T_e$ – відносна похибка визначення електронної температури; I_1/I_2 , $\Delta(I_1/I_2)$ – відношення інтенсивностей та абсолютна похибка його визначення; A_2/A_1 , $\Delta(A_2/A_1)$ - відношення імовірності спектральних переходів та його абсолютна похибка. Стандартне відхилення за цією формулою 40 %, але його можна знизити підбором спектральних ліній із бажаними значеннями спектроскопічних констант та інтенсивності.

Згідно формул (4.7), (4.12) неточності вимірювань можна знизити наступним чином. Для подолання неомогенності, впливу різних каналів заселення, вибору відповідного енергетичного проміжку, а також для зменшення похибки вимірювань згідно (4.12) накладається умова:

$$\ln(N_1/g_1) - \ln(N_2/g_2) \geq 1. \quad (4.13)$$

Таким чином, можна зменшувати енергетичний проміжок між верхніми рівнями до необхідних величин, досягаючи гомогенність та термалізацію, одночасно контролюючи точність експерименту. Через високі імовірності випромінювальних переходів для нижніх енергетичних рівнів та великі енергетичні проміжки між ними їх використовують для вимірювання високих температур або при іонізаційній нестійкості. Внаслідок малих енергетичних проміжків між верхніми рівнями, низьких імовірностей переходів, їх використовують для вимірювання низьких температур, при рекомбінаційній нестійкості.

Вплив самопоглинання та самообертання можливо зменшити вибираючи спектральні переходи з спільним нижнім рівнем. Таким чином, неоднорідність плазми впливає однаково на обидві спектральні лінії і нею можна нехтувати.

Не виконання умови (4.13) вказує на можливість розширення використання описаної методики для визначення енергії збудження, яка в випадку вибіркового заселення певних збуджених станів при конкретному процесі, дає інформацію про характерну енергію каналу заселення.

Більш точний метод визначення температури електронів та аналізу процесів в плазмі заснований на побудові всього розподілу Больцмана. Вигляд розподілу дає можливість судити про наявність певного типу нестійкостей, коректно вибирати для визначення температури певні його ділянки.

Аналіз проводять привівши розподіл до лінійного виду:

$$\ln(N_j/g_j) = \ln(N_0/g_0) + E_j(1/kT_e). \quad (4.14)$$

Експериментально є можливість виміряти заселеності $j \geq 2$ енергетичних рівнів, одержуючи таким чином перевизначену систему рівнянь з двома невідомими. Із всього набору розрахованих значень

$\ln(N_0/g_0)$ та $1/kT_e$ найбільш наближеними до реальних будуть ті, що відповідають умові мінімуму виразу:

$$\sum_j |\Delta \ln(N_j/g_j)|^2, \quad (4.15)$$

де $|\Delta \ln(N_j/g_j)| = |\ln(N_j/g_j) - \ln^*(N_j/g_j)|$ – різниця між експериментальним та розрахованим значенням логарифма заселеності. Причому дана різниця завжди має знаходитися в межах довірчого інтервалу заданого експериментом та точністю визначення заселеності. Якщо така умова не має місця, то експериментальні точки розбиваються на групи в межах яких малість відхилення справджується. Після такої обробки даних, похибка визначення T_e задається вже не виразами (4.11) та (4.12), а розкидом експериментальних точок відносно одержаної прямої, що в окремих випадках дає значення точності до 5 - 10 %.

Після закінчення дії лазерного випромінювання лазерна плазма швидко остиває, введення енергії припиняється, а відводу сприяє випромінювання, теплопровідність та розліт плазми у вакуум. В щільній лазерній плазмі швидкість взаємодій ($v_{вз}$) частинок зменшується із збільшенням їхньої маси:

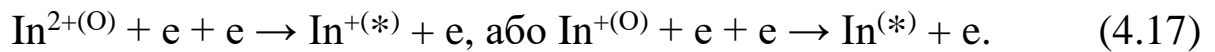
$$v_{вз}(e-e) \gg v_{вз}(e-A) \gg v_{вз}(A-A), \quad (4.16)$$

де e – електрони, A – іони, атоми, молекули, що спричиняє швидкий перерозподіл енергії в плазмі. В початкові моменти часу розліт ерозійного факелу одновимірний та внаслідок взаємодій переходить до тривимірного. Після цього довжина вільного пробігу частинок стає все меншою в порівнянні з характерним розміром плазми і починає зростати лише після значного розширення плазми у вакуумі. На певній стадії охолодження іонізаційна рівновага плазми порушиться, оскільки заселення енергетичних рівнів іде зверху вниз, а переріз реакції захоплення електрона іоном стає домінуючим.

Тому основним механізмом заселення верхніх збуджених станів атомів чи іонів в лазерній плазмі, що розширюється в вакуум, є механізм діелектронної рекомбінації іонів. Надлишок енергії, що виділяється при таких реакціях, може передаватись сусідній частинці, або виходити у вигляді випромінювання. При цьому електрон захоплюється на високо розташований рівень, а пізніше, утворений

збуджений іон чи атом під дією зіткнень з електронами переміщується на більш низько розташовані енергетичні рівні.

Наприклад:



Тут індекси в дужках означають: 0 – основний стан, * – збуджений стан. Така ситуація зумовлена високою щільністю верхніх енергетичних станів, безвипромінювальні переходи між якими можливі при незначному обміні енергією взаємодіючих частинок.

Енергетичні рівні, які поділяють систему рівнів атома чи іона на частину з перевагою безвипромінювального механізму дифузії електронів по енергетичній осі вниз і частину з перевагою випромінювання називають вузьким місцем рекомбінаційного потоку.

Інтенсивність спектральних ліній, для яких імовірності спонтанного розпаду верхніх рівнів переважають імовірності їх розпаду за рахунок дезбуджуючих зіткнень, що визначають заселення цих рівнів із континууму (швидкість рекомбінаційного потоку), має рекомбінаційну природу. Часовий хід інтенсивності рекомбінаційного випромінювання іона з зарядом Z задається швидкістю рекомбінації іонів з зарядом $Z+1$. Нехтуючи дифузійними втратами швидкість розпаду концентрації іонів (N_i) описується рівнянням:

$$dN_i / dt = -\alpha \cdot N_i \cdot n_e^2, \quad (4.18)$$

де α – коефіцієнт рекомбінації, який залежить від заряду іона (Z) і температури електронів (T_e):

$$\alpha = 8,75 \cdot 10^{-27} \cdot Z^3 \cdot T_e^{-9/2}. \quad (4.19)$$

Із виразу (4.18) випливає:

$$N_i(t) = N_i(0) \exp(-t / t_r), \quad (4.20)$$

де $1 / t_r = \alpha \cdot n_e^2$. Із цього отримуємо, що інтенсивність спектральної лінії у випадку рекомбінаційного заселення енергетичних рівнів визначається співвідношенням:

$$I(t) = I(0) \exp(- t / t_r), \quad (4.21)$$

де $I(0)$ - максимальна інтенсивність.

По залежності інтенсивності спектральної лінії іона з зарядом Z від часу можна визначити час рекомбінації (t_r) іонів заряду $Z+1$. При цьому, час рекомбінації рівний тангенсу кута нахилу прямої, яка одержується при побудові залежності логарифма інтенсивності від часу:

$$t_r = \frac{\Delta t}{\Delta \ln(I(t) / I(0))}. \quad (4.22)$$

При постановці експерименту великі тиски будуть викликати труднощі з вимірами через малі часи, при малих тисках збільшення t_r веде до необхідності проводити виміри на значній відстані, де густина атомів, що випромінюють, мала. Якщо всі процеси в лазерному факелі не відбуваються рівномірно, то звичайно це відіб'ється і на процесі рекомбінації, пряма перетвориться на ламану, що дає додаткову інформацію про природу плазми.

Дослідити вплив кінетичних реакцій в лазерному факелі на параметри лазерної плазми можна виходячи з наступних міркувань. При зменшенні енергії верхніх збуджених станів та збільшенні енергетичної щільності між ними вплив рекомбінаційного заселення та реакцій типу $e-A$ при низьких температурах електронів зменшується, а швидкість радіаційного розпаду збільшується. Тривалість випромінювання набагато переважає часи життя атомів в збудженому стані і зростає при зменшенні енергії верхнього рівня. Тобто поряд з рекомбінацією заселеність енергетичного рівня з часом все більше визначається збудженням при зіткненнях. Таким чином, спад інтенсивності сповільнюється тим більше, чим більше енергетичних рівнів розташовано над даним. Час рекомбінації знайдений по динаміці інтенсивності такого переходу, буде враховувати і роль перебігу ефективних кінетичних реакцій в плазмі, що також спричиняють заселення даного рівня.

Співставлення нахилів логарифмів інтенсивності випромінювання, що відповідають переходам з різних збуджених станів з різними часами життя даватиме інформацію про напрям потоку частинок по енергетичних рівнях та енергобаланс плазми.

З співвідношення (4.19) для часу рекомбінації та коефіцієнта рекомбінації можна оцінити концентрацію електронів n_e по відомій температурі електронів і часу рекомбінації іонів з зарядом z :

$$n_e = (8,75 \cdot 10^{-27} \cdot z^3 \cdot t_r \cdot T_e^{-9/2})^{-1/2}. \quad (4.23)$$

По відомій залежності електронної температури від часу, використовуючи рівняння Саха, а також відношення інтенсивності спектральних ліній атома та іона можна прослідкувати за зміною концентрації електронів в часі:

$$n_e = 2 \frac{I_2 A_1 g_1 \lambda_2}{I_1 A_2 g_2 \lambda_1} \frac{(2\pi m k T_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{T_e}\right), \quad (4.24)$$

де індекс 2 відноситься до іона, 1 - до атома, m - маса спокою електрона, k , h - сталі Больцмана та Планка. Відлік енергії ведеться від основного стану атома. Зниженням потенціалу іонізації знехтувано внаслідок малих електронних температур в лазерному факелі в вибраному режимі роботи лазера.

Так як похибка задається неточністю вимірювань та самим значенням температури:

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \sqrt{\left(\frac{\Delta(I_1/I_2)}{I_1/I_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(A_2/A_1)}{A_2/A_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_e}{T_e} \left(\frac{3}{2} - \frac{E_2 - E_1}{T_e}\right)\right)^2}, \quad (4.25)$$

то її типове значення складає 60 %. При цьому для зниження похибок повинна виконуватись умова $2,5 \cdot T_e \geq E_2 - E_1 \geq 0,5 \cdot T_e$. Розглядаючи встановлення термодинамічної рівноваги за дуже короткий час в порівнянні з випромінюванням, рівняння Саха завжди буде справедливе, хоча перехід від атома до іона здійснюється не прямо, а внаслідок багатьох зіткнень. Таким чином головною умовою одержання достовірних оцінок величини концентрації електронів є мінімізація похибки температури електронів.

На практиці для визначення концентрації електронів за допомогою рівняння Саха рекомендується використовувати співвідношення:

$$n_e = 2 \frac{I_2 A_1 g_1 \lambda_2}{I_1 A_2 g_2 \lambda_1} 6,0436 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{T_e}\right). \quad (4.26)$$

Підставляючи в (4.26) температуру електронів та енергію верхнього рівня в еВ одержимо електронну концентрацію в см^{-3} .

4.3. Оптичні характеристики і параметри лазерної плазми на основі сполуки CuInS_2 , та її складових (Cu, In) в чистому вигляді

Для мішені на основі полікристала CuInS_2 та її складових (Cu, In) представлено результати дослідження лазерної плазми методом емісійної спектроскопії. Виходячи з одержаних емісійних характеристик та відомих спектроскопічних констант, оцінено параметри плазми лазерного факелу. При порівнянні параметрів і характеристик ерозійної лазерної плазми полікристалу та її складових виявлено ряд особливостей, характерних для лазерної ерозії багатокомпонентних матеріалів.

4.3.1. Лазерний факел на основі міді

Результати дослідження випромінювання лазерної плазми міді представлено на рис. 4.4., 4.5. та в табл. 4.1. Ділянка спектру, зареєстрованого з області, яка віддалена від поверхні мішені на відстань 1 мм (ядро лазерного факелу), подана на рис. 4.4. В таблиці наведені результати дослідження випромінювання факелу лазерної плазми ($r = 7$ мм). Величина I/k_λ є відносною інтенсивністю спектральної лінії випромінювання, а $\Delta I/k_\lambda$ - це відношення інтенсивності окремої спектральної лінії до сумарної інтенсивності всіх ліній випромінювання в області 210 - 600 нм. Відношення $\Delta I/k_\lambda$ характеризує розподіл потоків випромінювання між рівнями атома міді в лазерній плазмі без врахування континууму.

Спектральні лінії випромінювання з плазми ядра факелу спостерігалися на фоні слабкого континууму у всій області спектру, що досліджувалася. З віддаленням від поверхні мішені до $r = 5 - 10$ мм інтенсивність суцільного випромінювання плазми зменшувалася практично до нуля. Найбільш інтенсивним було випромінювання резонансних спектральних ліній 327,4; 324,8 нм атома міді. Інша група інтенсивних ліній атома міді знаходилася в УФ - області довжин хвиль 210 - 230 нм і належала переходам із зміщених рівнів.

Таблиця 4.1.

Інтенсивності випромінювання в спектрі лазерного факелу міді.

№	λ , нм Cu I	П Е Р Е Х І Д	j	E_B , eV	I/k_λ , відн. од.	$\Delta I/k_\lambda$, %
1.	521,8	$4p^2P^0 - 4d^2D$	3/2-5/2	6,19	0,80	10
2.	515,3	$4p^2P^0 - 4d^2D$	1/2-3/2	6,19	0,25	3
3.	510,6	$4s^2^2D - 4p^2P^0$	5/2-3/2	3,82	0,05	0,6
4.	427,5	$4p^4P^0 - 5s^4D$	5/2-7/2	7,74	0,05	0,6
5.	406,3(2)	$4p^2P^0 - 5d^2D$	3/2-3/2,5/2	6,87	0,25	3,0
6.	402,3	$4p^2P^0 - 5d^2D$	1/2-3/2	6,87	0,15	1,8
7.	368,7	$4p^2P^0 - 6d^2D$	3/2-5/2	7,18	0,10	1,2
8.	365,6	$4p^4D^0 - 4d^2G$	7/2-5/2	8,78	0,05	0,6
9.	351,2	$4p^4D^0 - 4d^4G$	7/2-9/2	8,92	0,05	0,6
10.	348,4	$4p^4D^0 - 4d^4G$	5/2-7/2	9,06	0,05	0,6
11.	341,5	$4p^2D^0 - 4d^2P$	3/2-3/2	9,35	0,05	0,6
	+341,3	$4p^2P^0 - 4d^2P$	1/2-1/2	9,31		
12.	330,8	$4p^4F^0 - 4d^4G$	9/2-1/2	8,82	0,05	0,6
13.	327,4	$4s^2S - 4p^2P^0$	1/2-1/2	3,79	1,00	12,0
14.	324,8	$4s^2S - 4p^2P^0$	1/2-3/2	3,82	1,00	12,0
15.	276,6	$4s^2^2D - 5p^2P^0$	3/2-3/2,1/2	6,12	0,05	0,6
16.	261,8	$4s^2^2D - 5p^2P^0$	5/2-3/2	6,12	0,15	1,8
17.	254,7	$4p^4P^0 - 7s^4D$	5/2-7/2	9,70	0,05	0,6
18.	249,2	$4s^2S - 4p^4P^0$	1/2-3/2	4,97	0,10	1,1
19.	239,3	$4s^2D - 6p^2P^0$	3/2-3/2	6,82	0,10	1,1
20.	229,4	$4s^2D - 6p^2P^0$	5/2-3/2	6,79	0,55	6,3
21.	226,4	$4s^2D - 7p^2P^0$	3/2-1/2	7,12	0,45	5,1
	+226,1	$4s^2D - 4f^2F^0$	5/2-7/2	6,87		
22.	224,4	$4s^2S - 4p^4D^0$	1/2-3/2	5,52	0,45	5,1
23.	223,0	$4s^2^2D - 4p^2F^0$	5/2-7/2	6,95	0,90	11,0
24.	221,5	$4s^2^2D - 4p^2P^0$	5/2-3/2	6,98	0,90	11,0
25.	219,9(8)	$4s^2D - 4p^2D^0$	3/2-3/2	7,28	0,70	9,0
	+219,9(6)	$4s^2D - 4p^2D^0$	5/2-5/2	7,02		

На даний час завершена картина формування зарядового складу і заселення збуджених станів іонів і атомів металів відсутня. За даними більшості праць з даної тематики, у плазмі, яка сформована

лазерним випромінюванням з питомою потужністю на поверхні мішені $\leq 10^9$ Вт/см² і розширюється у вакуум, потрібна рекомбінація з захопленням електрона на верхній рівень є основним процесом заселення збуджених станів атомів або іонів мішені з металу. В даному випадку найбільш імовірним механізмом заселення збуджених станів атома міді є діелектронна рекомбінація.

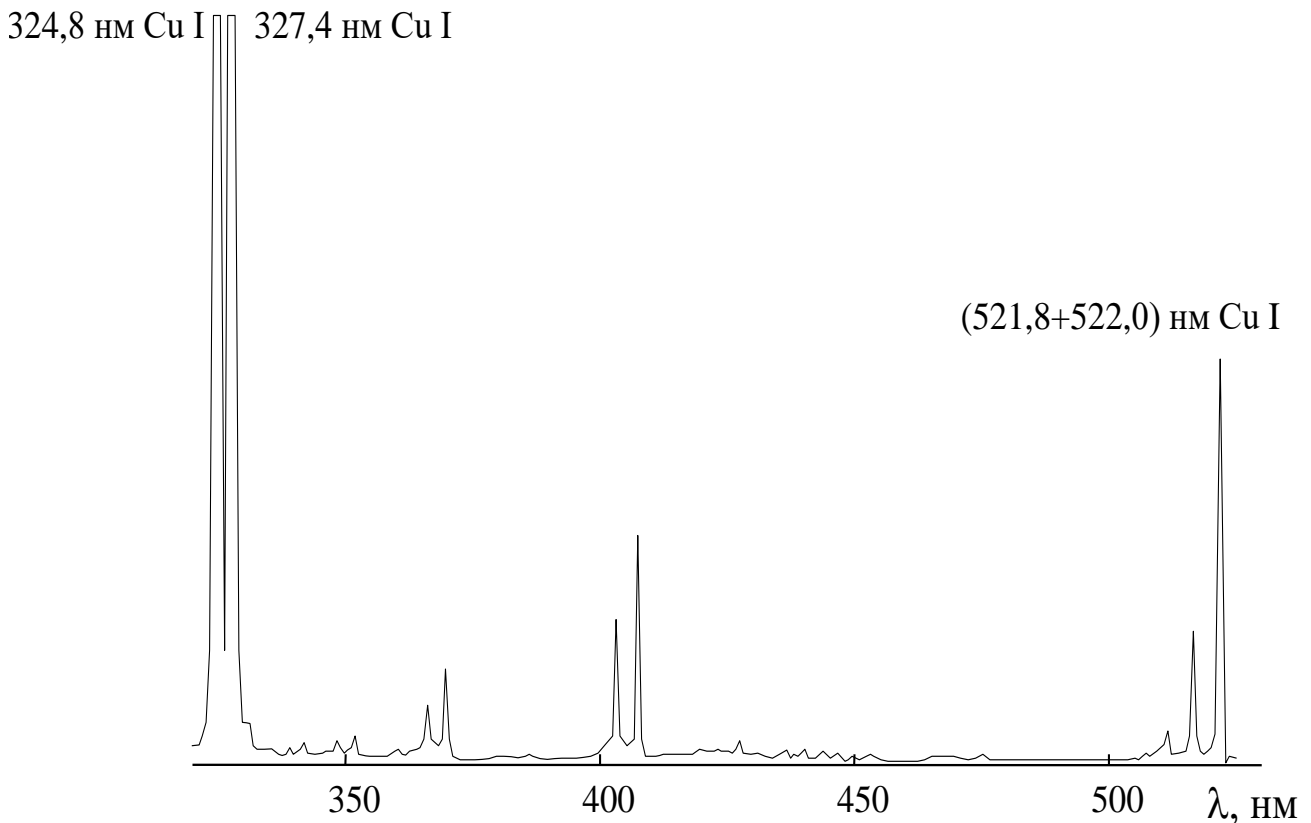


Рис. 4.4. Спектр випромінювання плазми ядра лазерного факелу на основі мішені із міді.

На рис. 4.5 наведені осцилограми випромінювання спектральних ліній міді, які зареєстровані з ядра лазерної плазми. Відносні інтенсивності по осі ординат осцилограм приведені без врахування спектральної чутливості системи "МДР-2 + ФЭУ "Фотон". Більшість осцилограм мають два чітких максимуми, що пов'язано з існуванням двох фаз поверхневого випаровування металу під дією лазерного випромінювання: перший максимум пов'язаний із дією лазерного

імпульсу, а другий - із розігріванням поверхні, теплопровідністю та випромінюванням ядра лазерного факелу.

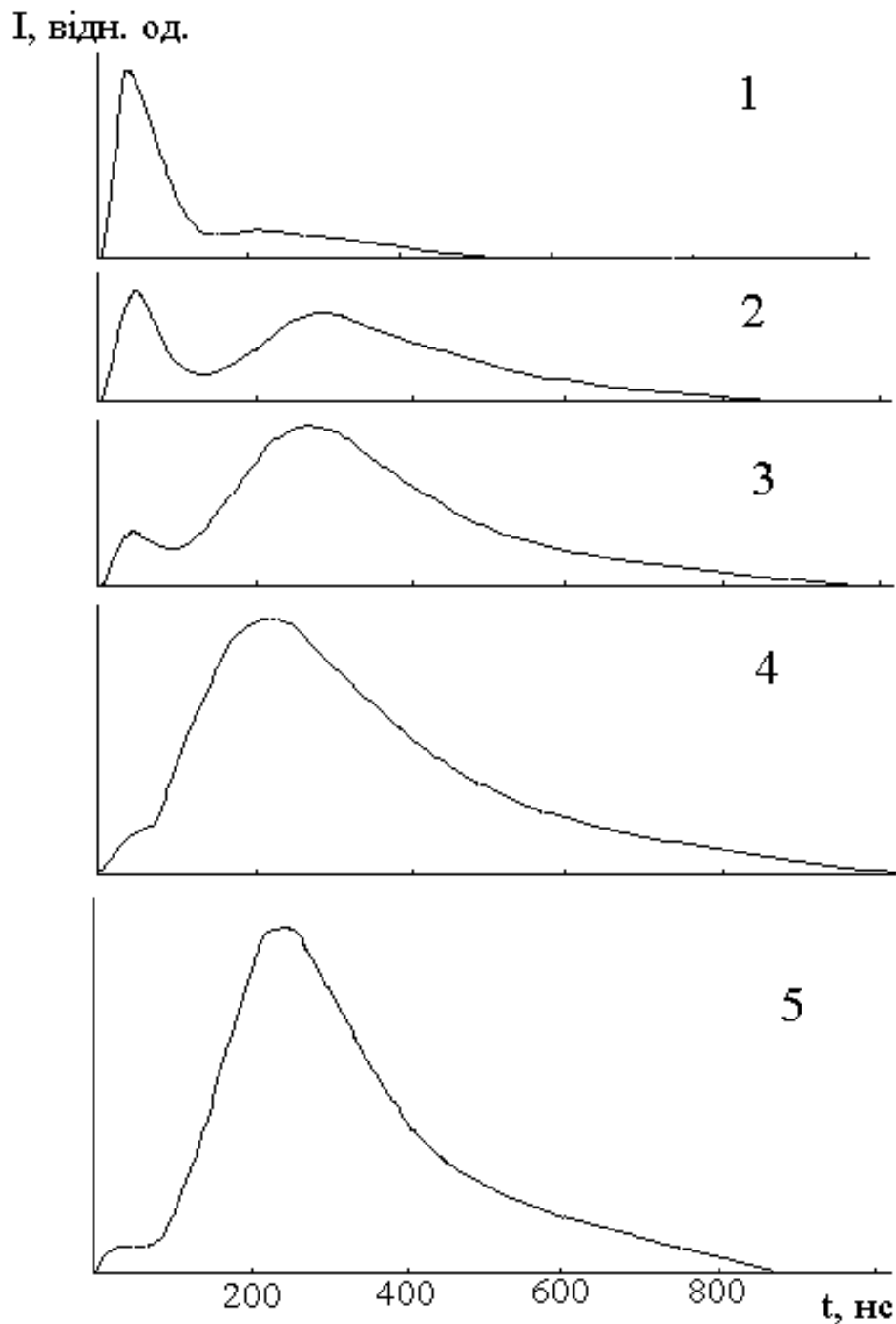


Рис. 4.5. Осцилограми випромінювання спектральних ліній атома міді з ядра лазерного факелу: 1 – 219,9 нм; 2 – 229,4 нм; 3 – 276,6 нм; 4 – 521,8 нм; 5 – 327,4 нм Cu I.

Розгляд осцилограм випромінювання показав, що для найбільш інтенсивної спектральної лінії 521,8 нм Cu I і резонансних ліній

основним є другий максимум випромінювання. Це може бути пов'язано з каскадним заселенням верхніх енергетичних рівнів для цих спектральних ліній та із самопоглинанням на резонансних спектральних лініях атома міді в початковій стадії випаровування поверхні мішені. Ультрафіолетові спектральні лінії 219,9; 229,4 і 276,6 нм Cu I у якості нижніх станів мають метастабільні рівні, що призводить до ефекту самообмеження й утворення сильно вираженого провалу між максимумами на осцилограмах випромінювання. Наступною особливістю випаровування мідної мішені є значна інерційність даного процесу, мабуть через значну теплопровідність матеріалу.

4.3.2. Лазерний факел на основі індію

Спектр випромінювання лазерної плазми індію (рис. 4.6) включав континуум по всій області довжин хвиль, що досліджувалася, на фоні якого спостерігалися найбільш інтенсивні спектральні лінії матеріалу мішені. У всіх випадках спостерігалися лише спектральні лінії збуджених атомів та однозарядних іонів індію, а випромінювання іонів більш високої кратності не спостерігалось.

Лінійчате випромінювання на переходах $In\ I$ та $In\ II$ спостерігалось на фоні неперервного випромінювання, інтенсивність якого була максимальною поблизу поверхні мішені. Найбільш інтенсивними спектральними лініями випромінювання в плазмі лазерного факелу індію були атомарні лінії: 451,1; 410,2; 325,8; 271 нм, а їх інтенсивність складала 75% від сумарної (табл. 4.2).

Початок розгортки для осцилограм (рис. 4.7) відповідає передньому фронту лазерного імпульсу. Мінімальна тривалість випромінювання зафіксована для континууму (20 нс). Тривалість випромінювання збуджених іонів індію не перевищувала 80 – 100 нс, а випромінювання атомів індію 500 – 700 нс, що також свідчить на користь рекомбінаційного механізму заселення. Тривалість випромінювання зростає із зменшенням енергії верхнього стану. Це може бути пов'язано з каскадними переходами на рівень $6^2S_{1/2}$ та самим процесом рекомбінаційного заселення. Найбільш короткотривалим було випромінювання іонів через те, що значна кількість їх швидко рекомбінувала та була зосереджена на

Таблиця 4.2.

Розподіл інтенсивності випромінювання в спектрі лазерного факелу індію.

№	λ , нм	Атом, іон	ПЕРЕХІД	E_B , еВ	I/k_λ , відн. од.	$\Delta I/k_\lambda$, %
1	511,7	In II	-	-	<0,05	(<1)
2	468,5	In II	-	15,32	0,05	<5
3	465,8	In II	$5^3D_{1,2,3} - 4^3F_{2,3,4}$	21,12	0,05	<5
4	451,1	In I	$5^2P_{3/2} - 6^2S_{1/2}$	3,02	1,00	20
5	410,2	In I	$5^2P_{1/2} - 6^2S_{1/2}$	3,02	0,75	15
6	383,5	In II	-	15,33	<0,05	(<1)
7	325,8 (6)	In I	$5^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2, 3/2}$	4,08	0,85	20
8	303,9	In I	$5^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$	4,08	0,50	10
9	295,7	In I	$5^2P_{3/2} - 5^4P_{3/2}$	4,47	0,20	<5
10	293,2	In I	$5^2P_{3/2} - 7^2S_{1/2}$	4,50	0,20	<5
11	289,1	In II	$5^1P_1 - 4d^{10}5p^2 \ ^1D_1$	17,88	<0,05	(<1)
12	283,7	In I	$5^2P_{3/2} - 5^4P_{5/2}$	4,64	0,05	<5
13	275,3	In I	$5^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2}$	4,50	0,10	<5
14	271,0 (4)	In I	$5^2P_{3/2} - 6^2D_{5/2, 3/2}$	4,84	0,35	10
15	260,1	In I	$5^2P_{3/2} - 8^2S_{1/2}$	5,05	<0,05	(<1)
16	256,0	In I	$5^2P_{1/2} - 6^2P_{3/2}$	4,84	0,10	<5
17	249,6	In II	-	-	0,05	(<1)

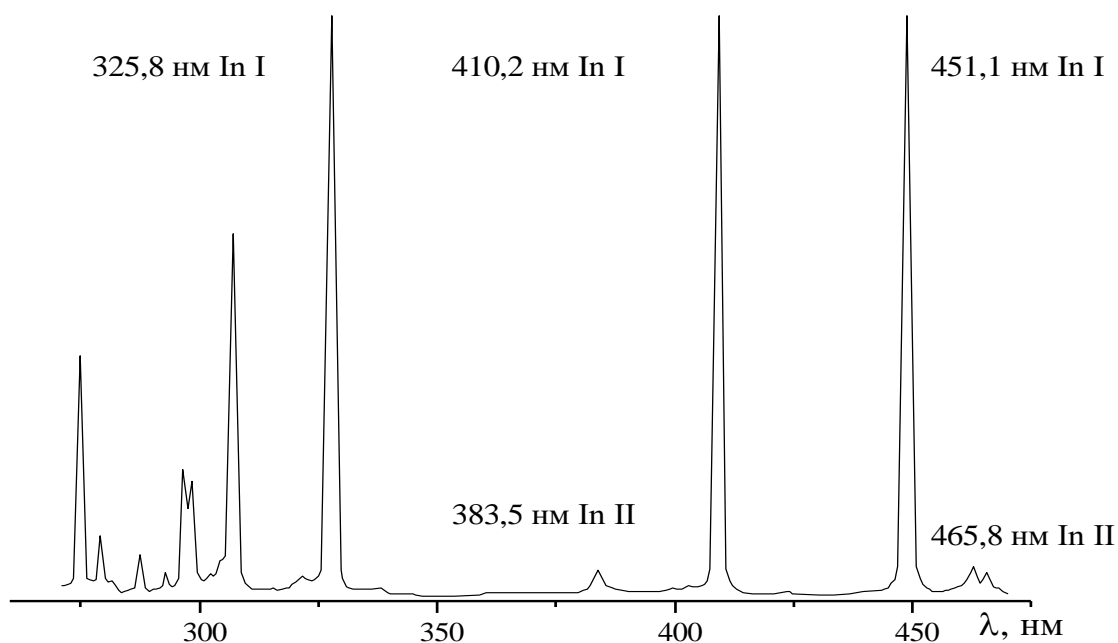


Рис. 4.6. Спектр випромінювання ядра ерозійної лазерної плазми індію.

передньому фронті плазми. При переході з області віддаленої від поверхні мішені на 1 мм до 7 мм тривалість свічення зростає до декілька мікросекунд для іонів та десятків мікросекунд для атомів. Це засвідчує значне видовження плазми в просторі при розльоті та зміні її просторової структури. Збільшення тривалості випромінювання може бути пов'язано з рекомбінаційним підігріванням та зіткненнями електрон - важка частинка в початкові моменти часу біля мішені, де інтенсивність континууму значна, а також зіткненнями між важкими частинками на кінцевій стадії життя плазми. Крім того, на відстані 7 мм від мішені вигляд осцилограм значно ускладнюється також через специфіку обміну енергією між атомами індію.

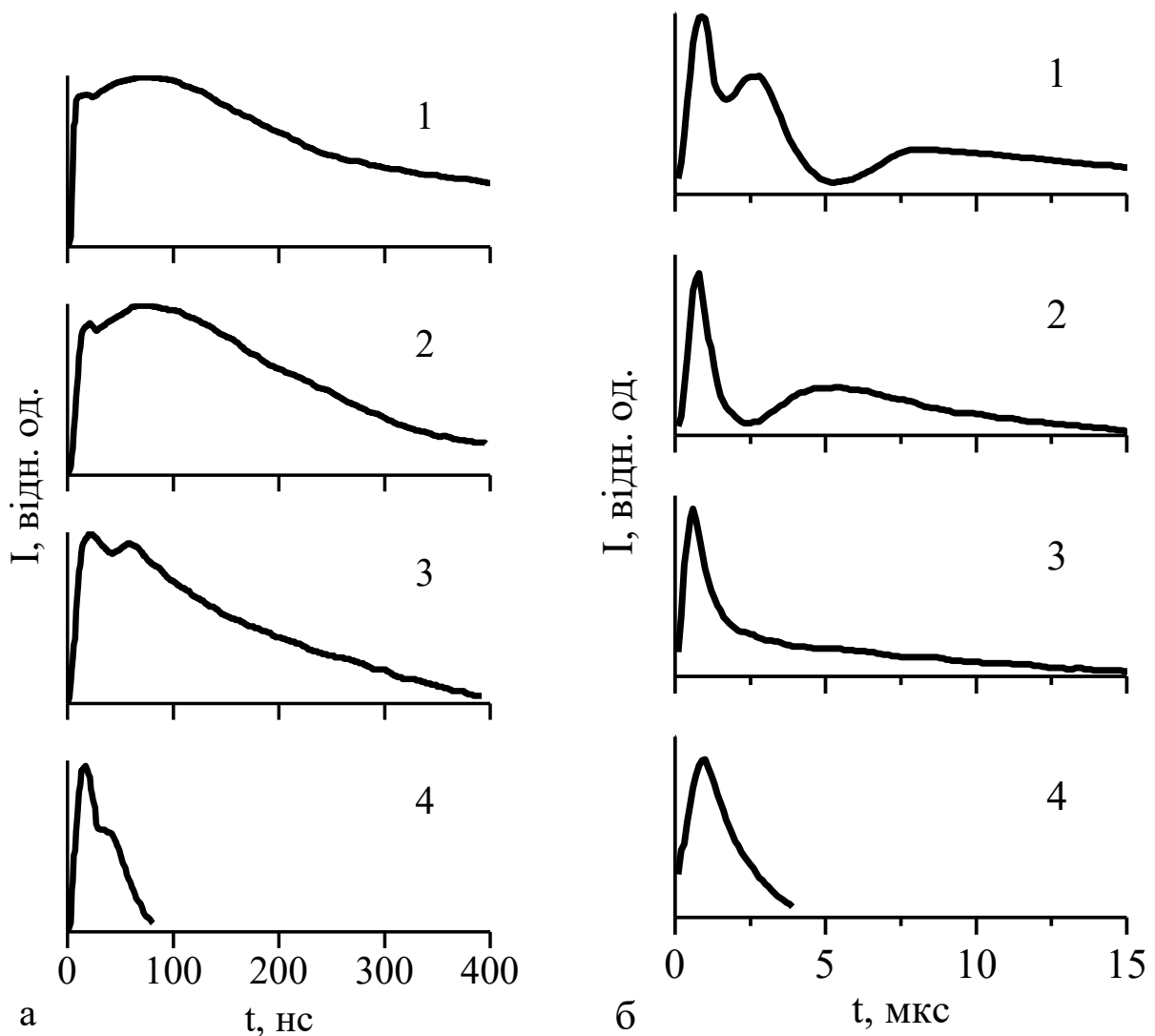


Рис. 4.7. Осцилограми випромінювання спектральних ліній лазерної плазми індію на відстані 1 мм від мішені (а) та 7 мм від мішені (б): 1 – 451,1 нм; 2 – 325,9 нм; 3 – 303,9 нм In I; 4 – 383,5 нм In II.

4.3.3. Лазерна плазма на основі полікристалу CuInS_2

Спектр випромінювання ерозійної лазерної плазми полікристалічної сполуки CuInS_2 наведено на рис. 4.8, а результати його розшифрування подано в таблиці 4.4. Найбільш інтенсивними були резонансні спектральні лінії атомів міді та індію. Спектральні лінії випромінювання атомів міді розташовані в двох спектральних областях 522,0 – 510,6 і 406,3 – 324,8 нм; випромінювання індію рознесено по всьому спектральному діапазону від 227,8 до 461,2 нм. Для атомів та іонів сірки реєструвалися лише слабкі лінії на всьому спектральному діапазону. Потенціали іонізації всіх елементів сполуки складають: Cu – 7,73; In – 5,79; S – 11,58 еВ.

Для цих спектрів характерним є наявність іонних спектральних ліній S II, відсутність інтенсивних іонних ліній In II та відсутність відчутної заселеності зміщених рівнів Cu I. Внесок випромінювання іонів в спектр лазерної плазми CuInS_2 складає ~ 5% від сумарної інтенсивності.

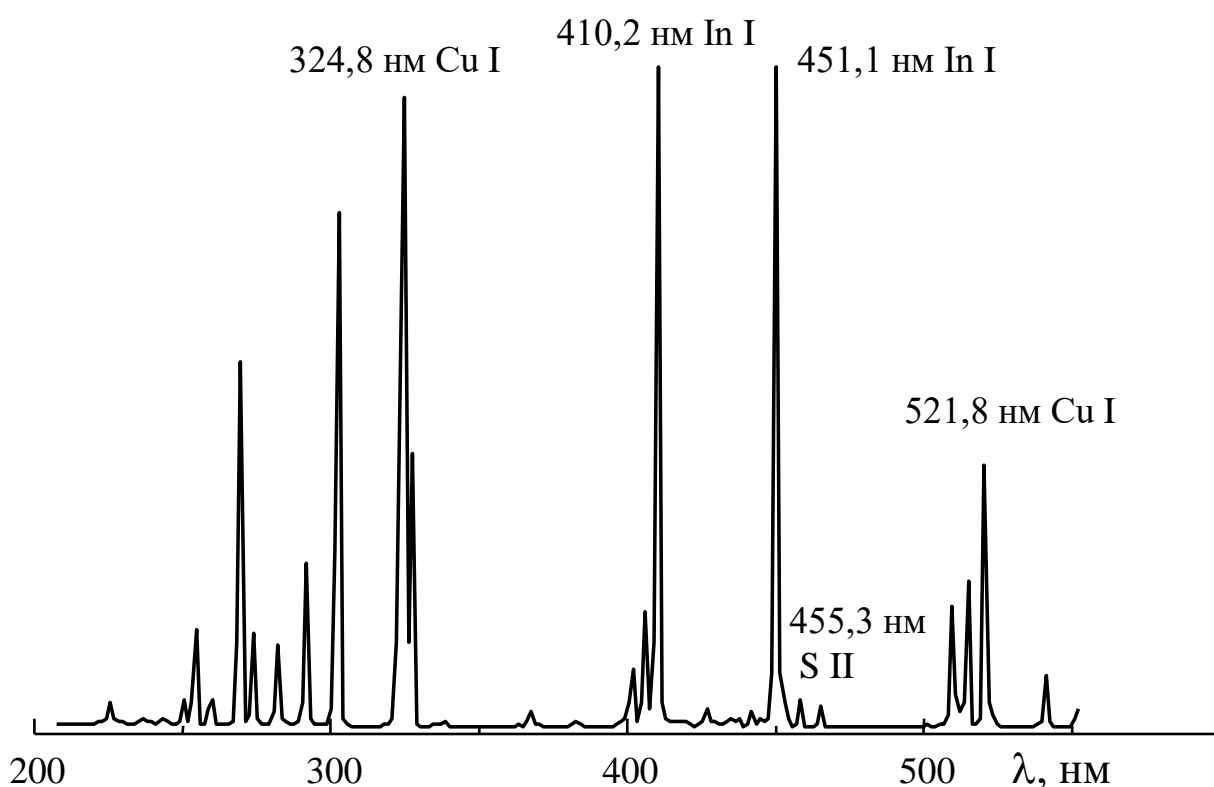


Рис. 4.8. Спектр випромінювання ерозійної лазерної плазми полікристалічної сполуки CuInS_2 ($r = 7$ мм).

Осцилограми випромінювання ерозійної лазерної плазми полікристалу наведені на рис. 4.9. Залежність інтенсивності випромінювання спектральних ліній атомів в лазерній плазмі складної сполуки від часу мають в більшості випадків один чітко виражений максимум з протяжним заднім фронтом. Тривалість випромінювання спектральних ліній зменшується з ростом енергії верхнього рівня. Для переходів з нижніх рівнів індію спостерігається додатковий слабо виражений максимум, який відтворює часовий хід випромінювання спектральних ліній атомів міді.

Таблиця 4.4.

Розподіл інтенсивності в спектрі випромінювання ерозійного лазерного факелу сполуки CuInS_2 ($r = 7$ мм).

λ , нм Атом, іон	Верхній стан	E, eV	I/k_λ , відн. од. CuInS_2
550,7 S I	$8d^5D^0$	10,12	0,05
522,0 Cu I	$4d^2D_{3/2}$	6,19	0,55
521,8 Cu I	$4d^2D_{5/2}$	6,19	
515,3 Cu I	$4d^2D_{3/2}$	6,19	0,30
510,6 Cu I	$4p^2P^0_{3/2}$	3,82	0,25
461,2 In I	-	-	0,05
455,3 S II	$4p^2P^0_{3/2}$	17,81	0,05
451,1 In I	$6^2S_{3/2}$	3,02	1,00
441,1 S I	$6p^3P_{0,1,2}$	9,66	0,05
410,2 In I	$6^2S_{1/2}$	3,02	0,70
406,3 Cu I	$5d^2D_{3/2,5/2}$	6,87	0,10
402,3 Cu I	$5d^2D_{3/2}$	6,87	0,05
327,4 Cu I	$4p^2P^0_{1/2}$	3,79	0,35
324,8 Cu I	$4p^2P_{3/2}$	3,82	0,70
303,9 In I	$5d^2D_{3/2}$	4,08	0,65
293,2 In I	$7^2S_{1/2}$	4,50	0,20
283,7 In I	$5^4P_{5/2}$	4,64	0,10
275,3 In I	$7^2S_{1/2}$	4,50	0,10
271,0 In I	$6d^2D_{5/2,3/2}$	4,84	0,45
256,0 In I	$6^2P_{3/2}$	4,84	0,15
252,2 In I	$7d^2D_{5/2,3/2}$	5,19	0,05
227,8 In I	-	5,45	0,10

Це разом з наявністю в спектрі спектральних ліній S I та S II вказує на утворення атомарних збуджених частинок і при дисоціації молекулярних продуктів розпаду CuInS_2 .

Зважаючи на те, що головну роль при руйнуванні мішені відводиться емісії електронів та тепловим процесам, основні механізми утворення збуджених частинок в значній мірі визначатимуться властивостями складових матеріалу мішені. Різне положення максимумів на осцилограмах спектральних ліній різних елементів показує, що енергія зв'язку та температура плавлення менше в атомів індію.

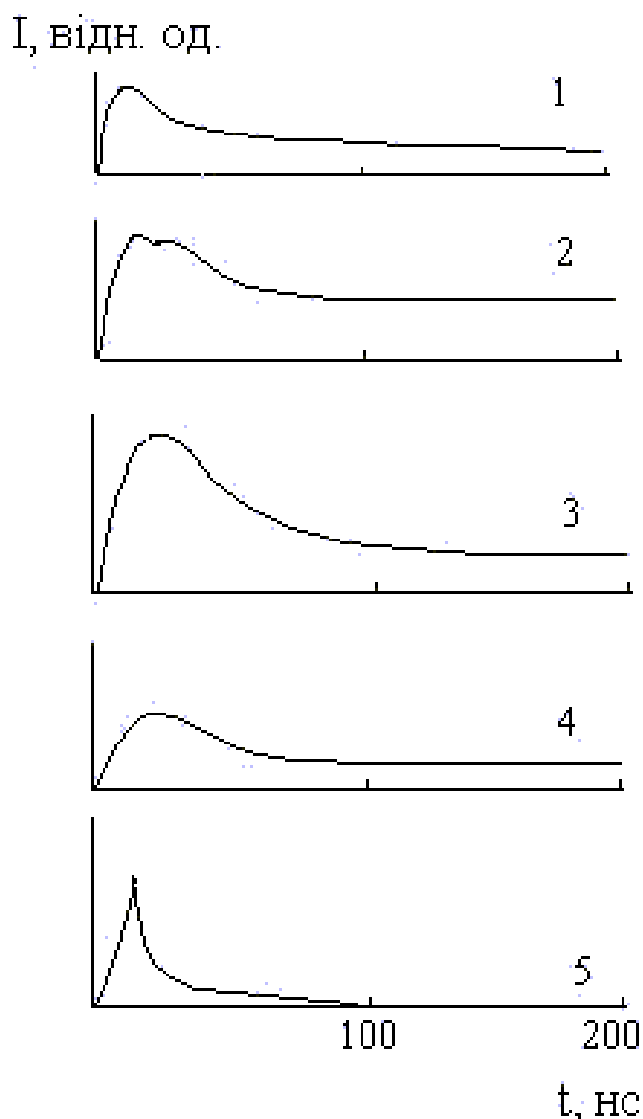


Рис. 4.9. Осцилограми випромінювання спектральних ліній міді та індію в ерозійному факелі CuInS_2 ($r = 1$ мм) : 1 – 451,1 нм In I; 2 – 410,2 нм In I; 3 – 327,4 нм Cu I; 4 – 521,8 нм Cu I; 5 – 271,0 нм In I.

Внесок інтенсивності випромінювання спектральних ліній порівняно з чистими елементами в цілому зріс, а відносна інтенсивність спектральних ліній, визначених при дослідженні окремих елементів як діагностичних, змінилася мало. Більш детальне порівняння внеску інтенсивності окремих спектральних ліній в сумарну інтенсивність спектру для випадку ерозії складної сполуки та її компонент вказує на відсутність змін інтенсивності для переходів з нижніх збуджених станів атомів індію, а для верхніх - інтенсивність в спектрі сполуки явно зростає. Для міді у випадку сполуки інтенсивність випромінювання на переходах з нижніх збуджених станів зменшується, а для верхніх майже постійна. З'являється випромінювання атомів та іонів сірки, а випромінювання іонів індію та радіаційний розпад зміщених станів міді відсутні.

4.4. Параметри лазерної плазми міді, індію та їх халькогенідної сполуки

Дослідження зміни параметрів лазерної ерозійної плазми дає змогу виявити основні процеси, які мають місце на різних стадіях її еволюції. Особливо важливим даний підхід є з огляду на необхідність порівняння результатів досліджень методом емісійної спектроскопії з результатами, що одержані іншими методиками.

4.4.1. Вузькі місця рекомбінаційного потоку та часи рекомбінації іонів, зміна інтенсивності спектральних ліній з часом

Особливістю вибраного підходу для визначення часів рекомбінації в застосуванні до ерозійної плазми міді є те, що вузьке місце рекомбінаційного потоку (рівні в області $E_{ур} = 9,06 - 9,12$ еВ) знаходиться вище потенціалу іонізації атомів міді, що вказує на низькі значення температури електронів у лазерній плазмі, яка досліджувалась. Найбільше значення енергії верхнього зміщеного стану $Cu I$ складає 10,08 еВ. Різниця між цим значенням енергії і найбільшою енергією верхнього стану $Cu I$, із якого спостерігалися лінії випромінювання, складає приблизно 0,7 еВ.

При еволюції лазерного факелу міді розкид часу рекомбінації знаходиться в межах $t_r = 44 - 242$ нс, інтенсивність рекомбінаційного

збудження енергетичних рівнів відбувається в декілька фаз, при зміні яких час рекомбінації змінюється стрибком майже на порядок (рис. 4.10). Сповільнення спаду випромінювання із зменшенням енергії верхнього рівня разом із зіткненнями, які є причиною перерозподілу заселеності, зумовлено і каскадними переходами. Різка зміна часу рекомбінації може бути викликана різким посиленням ефективності кінетичних реакцій в плазмі, яка охолоджується.

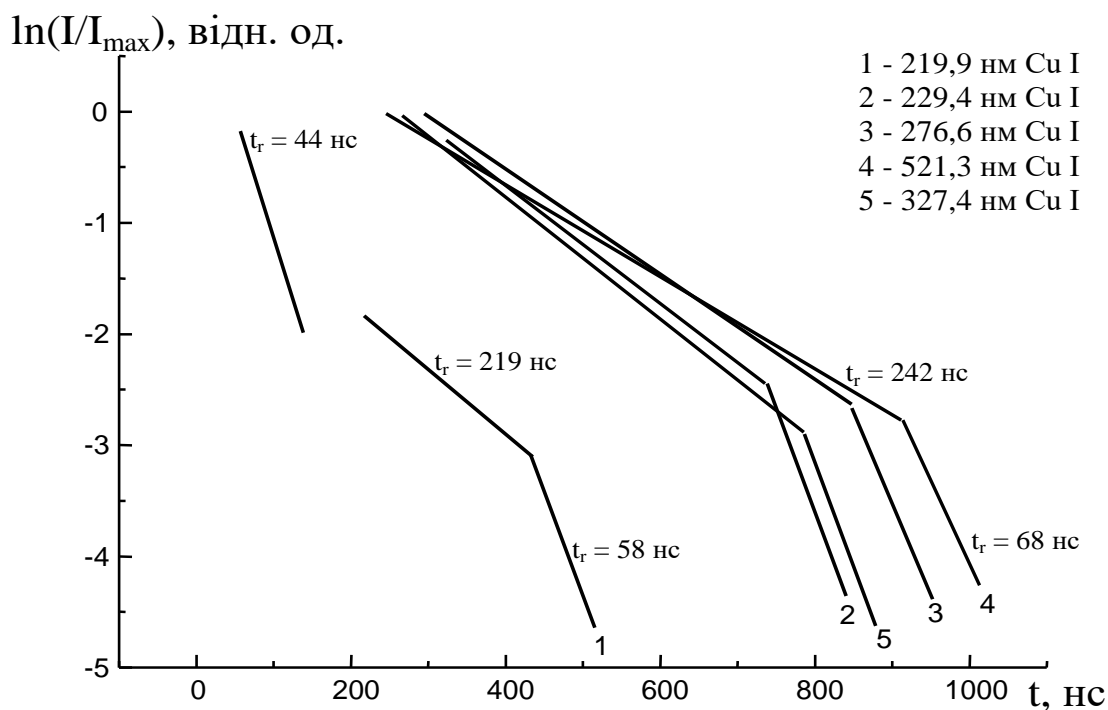


Рис. 4.10. Прямі для визначення часу рекомбінації іонів в ядрі лазерної плазми міді.

Разом із збільшенням тривалості випромінювання ерозійної плазми індію при віддаленні від мішені, зростає до мікросекунд і час рекомбінації (рис. 4.11). З рис. 4.11 також випливає, що канали розселення спільного верхнього рівня In I з часом та відстанню ніби конкурують між собою (рис. 4.11 (б): 1 – 4; 2 – 3). Причому така картина при розльоті стає більш виражена для нижніх енергетичних рівнів.

Час рекомбінації для іонів індію не перевищує 50 нс, а для атомів – 500 нс в ядрі лазерного факелу.

На відстані 7 мм від мішені час рекомбінації In II – 1,3 мкс, а In III – 14,2 мкс. Вузьке місце рекомбінаційного потоку для індію це In I ($8^2S_{1/2}$; $E = 5,04$ еВ) і In II ($4^3F_{4,3,2}$; $E = 21,12$ еВ).

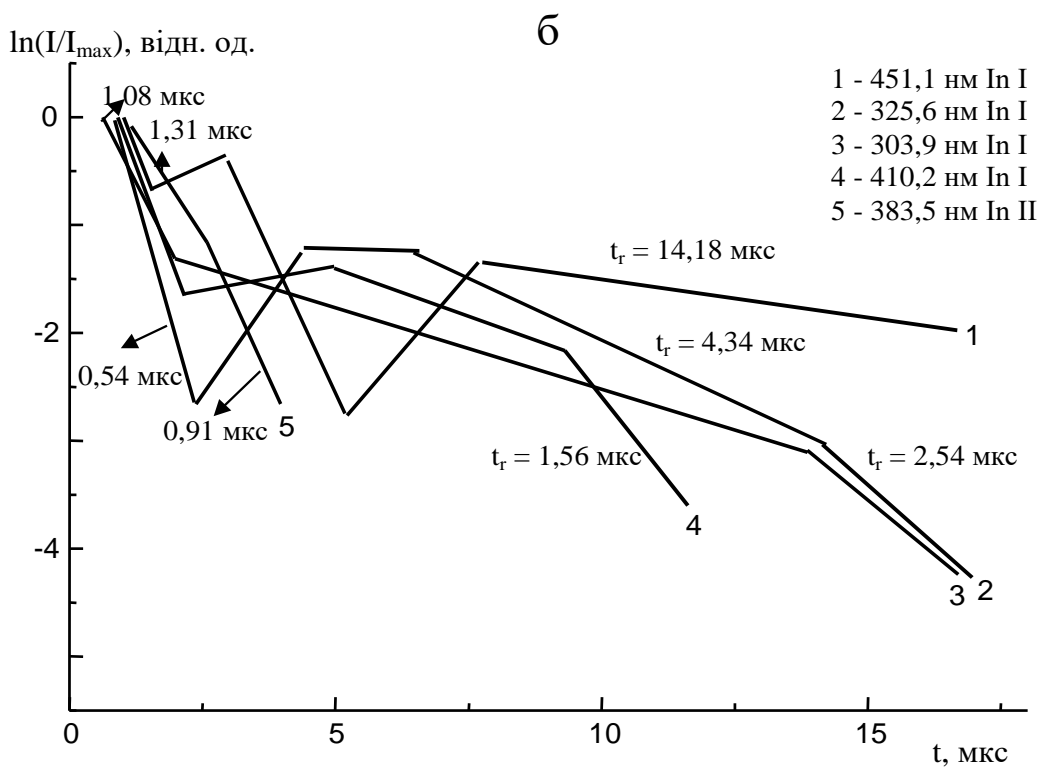
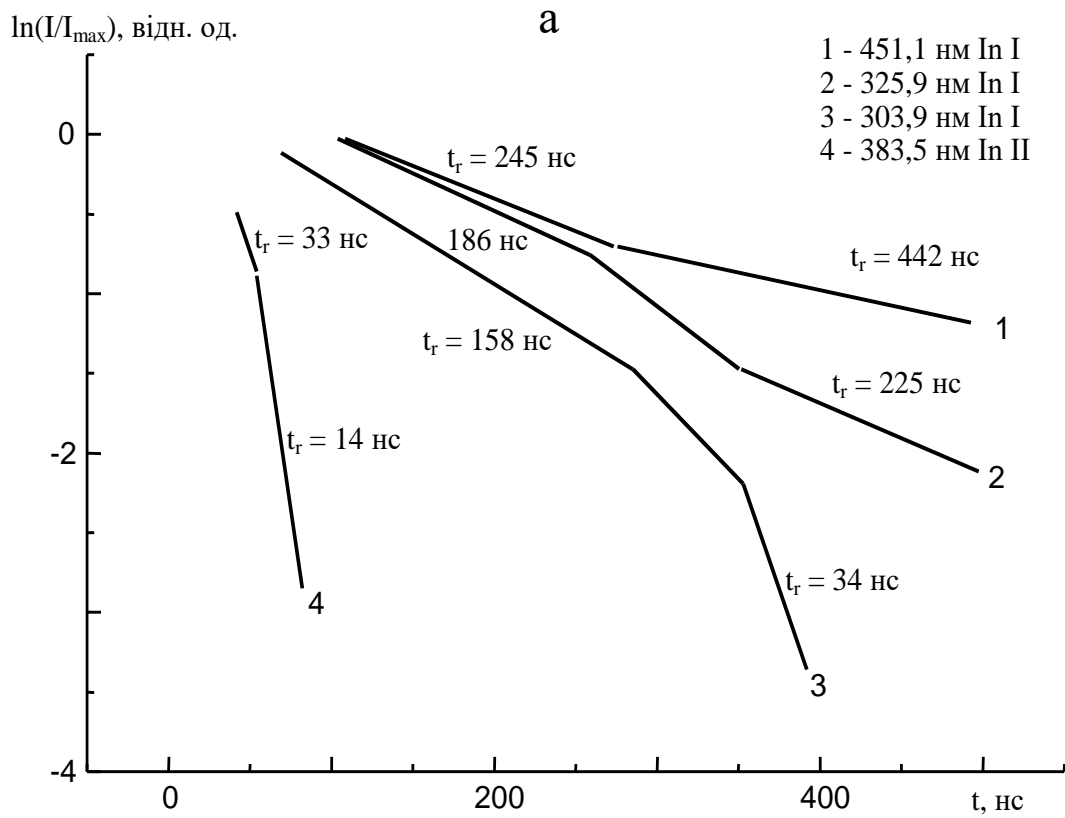


Рис. 4.11. Прямі для визначення часу рекомбінації іонів в лазерній плазмі індію на відстані 1 (а) та 7 (б) мм від мішені.

Енергетична щілина між енергією іонізації та вузьким місцем рекомбінаційного потоку складає для атомів індію 0,75 еВ. Різниця часів рекомбінації знайдених по верхніх та нижніх енергетичних рівнях In I $\Delta t_r = 87$ нс, а з часом зростає до 408 нс у ядрі лазерного факелу. На відстані 7 мм від мішені Δt_r зростає з часом від 0,54 до 12,62 мкс.

Так, як при заселенні збуджених станів значну роль відіграє рекомбінація і вільна дифузія в межах близько розміщених енергетичних рівнів, то доцільно привести вузькі місця рекомбінаційного потоку і для лазерної плазми полікристалічної сполуки CuInS_2 .

Такими є стани S I ($8d \ ^5D_{0-4}$, $E = 10,12$ еВ), Cu I ($5d \ ^2D_{3/2,5/2}$, $E = 6,87$ еВ), In I ($E = 5,45$ еВ), а для іонної складової S II ($4p' \ ^2P_{3/2}$, $E = 17,81$ еВ). На користь рекомбінаційного механізму заселеності верхніх збуджених станів атомів та іонів свідчить також тривалість випромінювання та менш різкий спад інтенсивності спектральних ліній з боку менших довжин хвиль.

Енергетична щілина між енергією іонізації та вузьким місцем рекомбінаційного потоку складає 1,46; 0,86; 0,34 еВ для S I, Cu I, In I відповідно.

Кінетика утвореної плазми досить складна, тому доцільно вивчити час рекомбінації (рис. 4.12), який показує час протягом якого заселеність енергетичного рівня (інтенсивність випромінювання) змінюється в e разів. Зміна заселеності верхніх збуджених рівнів атомів з часом в лазерній плазмі міді та CuInS_2 вказує на майже одночасну зміну механізмів їх утворення, що впливає з рис. 4.12 по різкій зміні нахилу для логарифма інтенсивності всіх спектральних ліній одразу.

Час рекомбінації складає 16 нс і переходить до 58 нс для іонів індію в багатокомпонентній лазерній плазмі. Різниця часів рекомбінації знайдених по верхніх та нижніх рівнях при цьому зростає від 66 до 1999 нс. Це вказує на значно менші часи рекомбінації іонів в багатокомпонентній ерозійній плазмі та значно більшу ефективність зіткнень на її задньому фронті. З огляду на те, що часи життя збуджених станів набагато менші від часу спостереження випромінювання, припускаємо, що утворення збуджених станів зумовлено в першу чергу режимом випаровування і процесами в плазмі. З залежностей (рис. 4.12) впливає, що при часі 20 - 80 нс і 80 - 200 нс встановлюються квазістаціонарні режими

збудження, судячи з часу їхньої появи, внаслідок рекомбінації. Відповідні часи рекомбінації показані на рисунку.

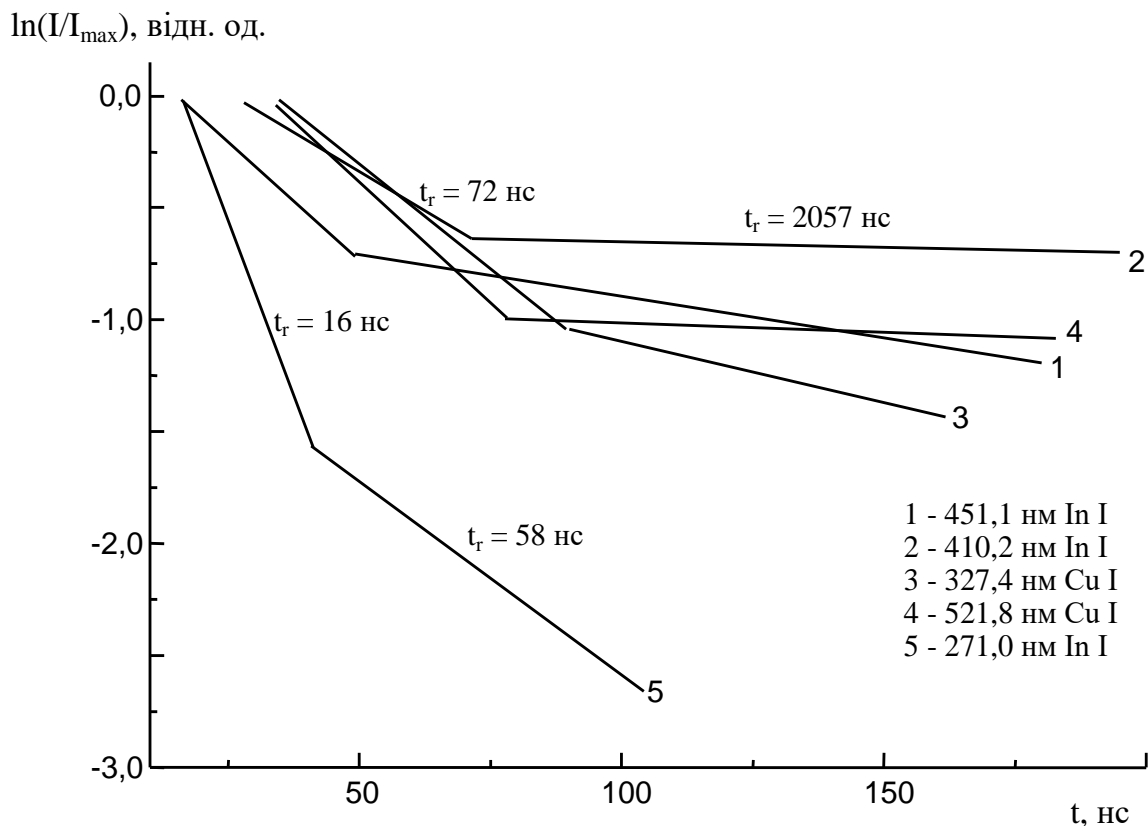


Рис. 4.12. Залежність логарифма інтенсивності випромінювання спектральних ліній із ерозійної плазми CuInS_2 від часу на відстані 1 мм від мішені (довжини хвиль нанесені на рисунку).

4.4.2. Розподіл заселеності збуджених станів за енергіями та усереднені і часові залежності температури електронів лазерної плазми

На рисунку 4.13 приведені залежності інтегральної за часом заселеності збуджених станів атомів міді та індію від їх енергії. З метою покращення наглядності вигляду розподілу заселеностей збуджених станів атомів за енергіями при його побудові використано лише найбільш інтенсивні спектральні лінії, а у випадку незначного енергетичного проміжку між збудженими станами їх заселеності усереднювалися, з огляду на високу імовірність обміну енергією між ними. Користуючись методом найбільшої правдоподібності через

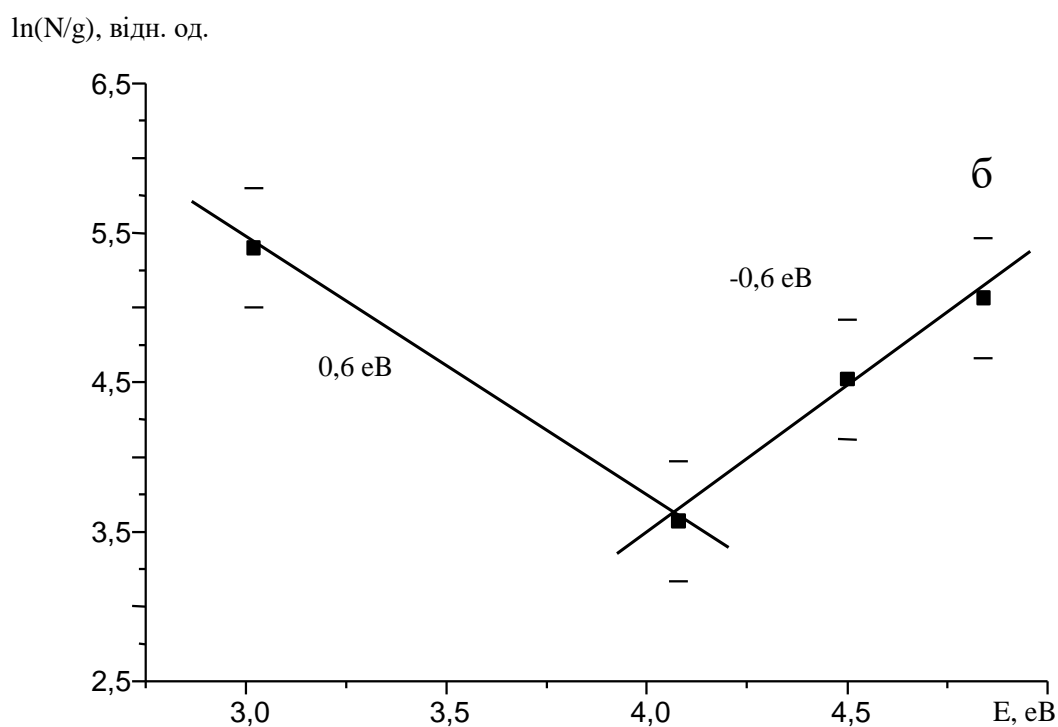
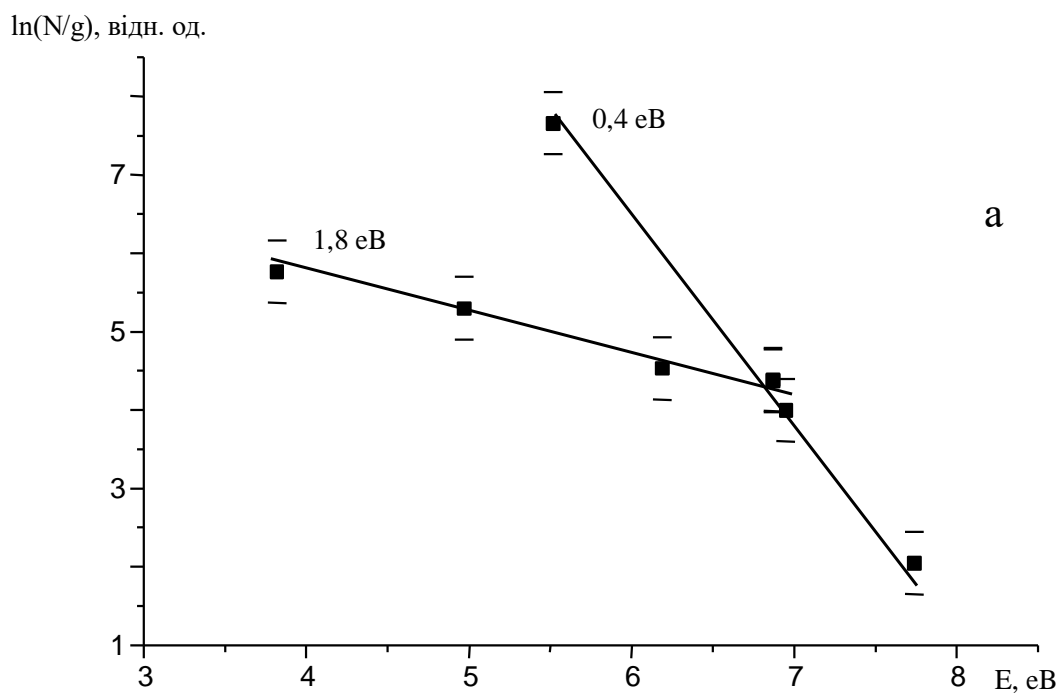


Рис. 4.13. Розподіл заселеності збуджених станів атомів в лазерній плазмі: а – міді; б - індію по енергіях на відстані 7 мм від мішені (біля прямих вказано значення температури електронів).

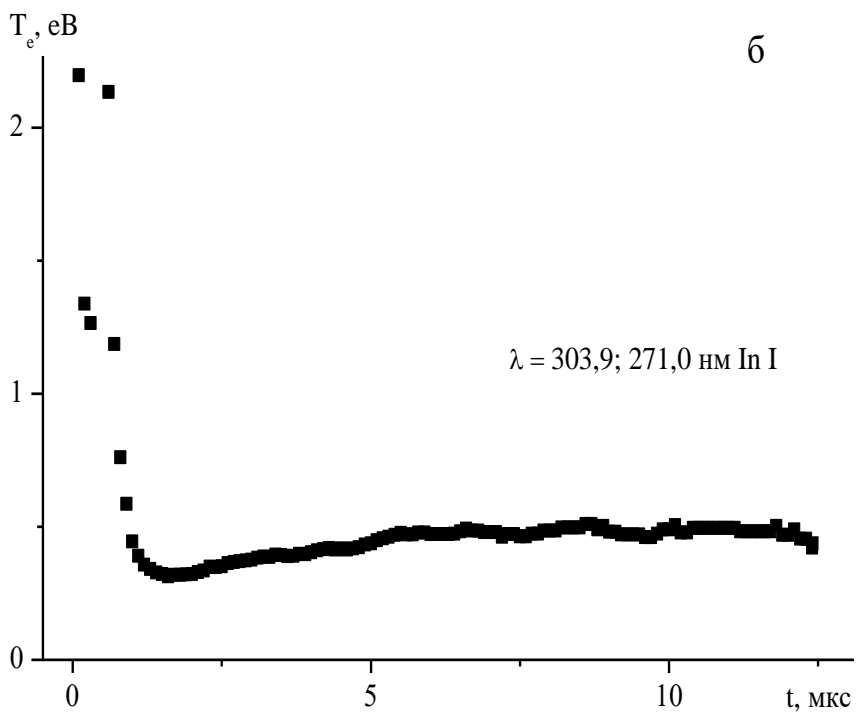
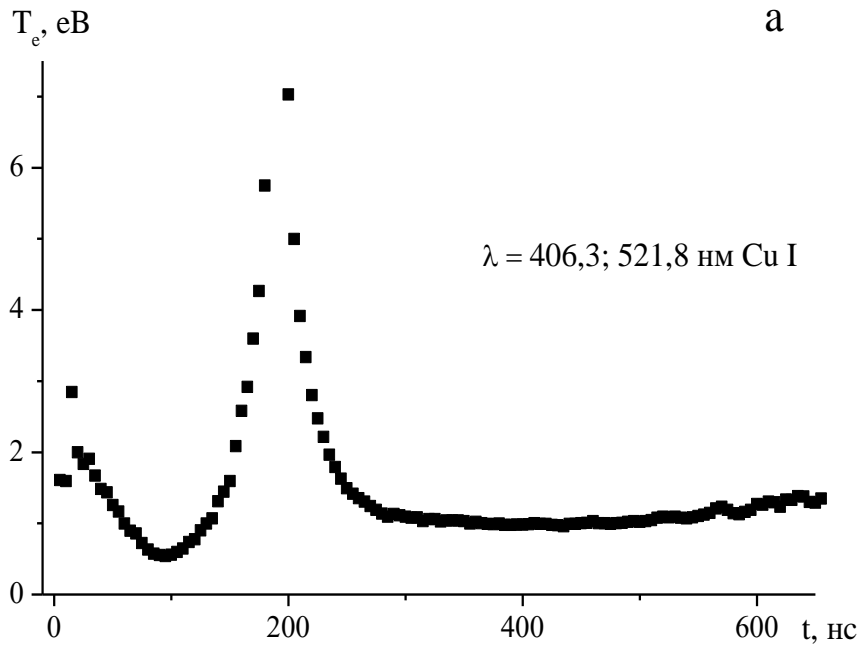


Рис. 4.14. Зміна температури електронів з часом в лазерній плазмі: а) Cu на відстані 1 мм від мішені, б) In на відстані 7 мм від мішені визначена по відношенню інтенсивностей спектральних ліній атомів.

точки проведено декілька прямих, які розподіляються на кілька близьких напрямків і відображають особливості механізмів утворення збуджених станів. Такий розкид точок свідчить про необхідність застосування до лазерної плазми як понять термодинаміки, так і механіки атома. Він вказує на утворення в плазмі шарів близької температури з різною ефективністю та механізмами збудження. Ефективність передачі енергії вглиб матеріалу для міді вища, судячи по вищій теплопровідності, хоча внаслідок різних коефіцієнтів поглинання накачування металічної мішені лазером краще.

Розглядаючи часову зміну T_e (рис. 4.14) видно кілька максимумів. Логічно припустити, що на близьких відстанях перший максимум є наслідком дії фотонів. Поява другого максимуму є дещо швидшою від появи максимуму випромінювання, особливо добре це проявляється біля мішені (рис. 4.14 (а)).

Значна інверсія заселеності при часах 300 – 500 нс для міді та 2–5 мкс для індію вказує на рекомбінаційну природу другого максимуму. Третій підйом температури в лазерній плазмі міді можна зв'язати з ефективністю зіткнень важких частинок при цих часах і підігрівом при переході енергії збудження в теплову та виділенні енергії при об'єднанні атомів у молекули.

Рисунок 4.14 (б) вказує на зміну температури в ерозійній лазерній плазмі індію на відстані 7 мм від мішені. Тут також видно три максимуми. Судячи з їх розміщення другий та третій мають переважно теплову рекомбінаційну природу, хоча їх походження є аналогічним до тих, які одержані для міді біля мішені, але вони змінюються через вплив процесів в плазмі при її поширенні.

Слід також відмітити, що висота максимумів на рис. 4.14, яка вказує на значні електронні температури, порівняні з енергіями збудження, є досить відносною через мале значення логарифма відношення інтенсивностей, що впливає з формули для похибок непрямих вимірів.

З вигляду осцилограм на відстані 1 та 7 мм від мішені впливає, що лазерна плазма сильно видовжується, чому сприяє високий тиск в плазмі та виникнення на поверхні і в деякій області біля неї значного потенціалу, який буде знижувати енергію утворення заряджених частинок плазми і сприяти розширенню її в просторі.

Похибка визначення T_e зменшується при збільшенні

енергетичного проміжку між верхніми енергетичними рівнями спектральних переходів, а при заданому $E_1 - E_2$ змінюється відповідно до точності визначення інтенсивності. При збільшенні інтенсивності похибка її визначення зменшується.

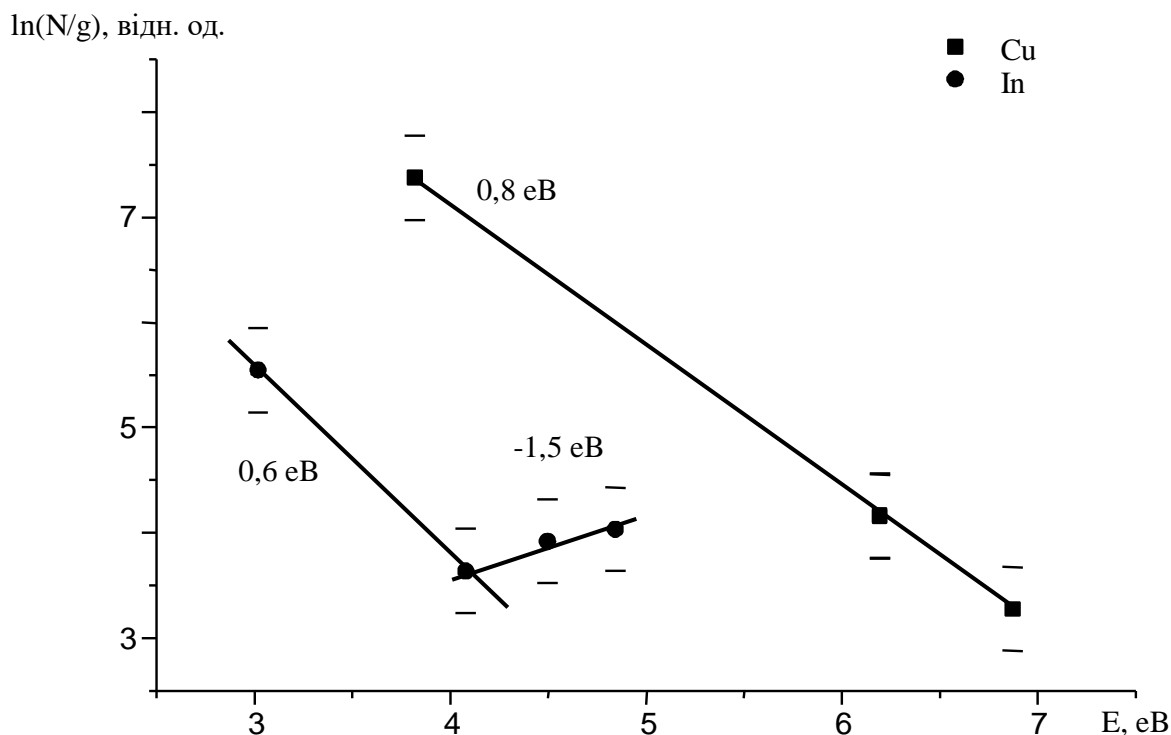


Рис. 4.15. Розподіл за енергіями заселеностей збуджених станів атомів в лазерній плазмі CuInS_2 на відстані 7 мм від мішені.

Середня температура лазерної плазми на основі полікристалу CuInS_2 є досить однорідною, знаходиться в межах 0,6 – 0,8 eV, на відміну від плазми чистих металів при $r = 7$ мм ($T_e(\text{Cu}) = 0,4$ та 1,8 eV; $T_e(\text{In}) = 0,6$ та -0,6 eV). В ерозійній плазмі сполуки заселеності збуджених станів атомів міді та температура визначена по їх енергорозподілу вища ніж для індію (рис. 4.14).

Аналіз рисунків 4.13 - 4.15 вказує на можливий внесок в формування розподілу заселеностей збуджених станів атомів як чергування різних процесів в плазмі (в тому числі при її утворенні), так і присутності різних механізмів збудження, серед яких слід відмітити дисоціативну та тричастинкову рекомбінацію та збудження при зіткненнях з електронами.

4.4.3. Оцінки абсолютного значення концентрації електронів

Враховуючи, що максимальна швидкість випромінювання характерна для переходів з нижніх збуджених станів, а також значну інверсію заселеності в центральних ділянках лазерного факелу, час рекомбінації знайдений таким чином відповідає істинній картині рекомбінації іонів. Оцінена за часом рекомбінації іонів та температурою електронів середня концентрація електронів в ерозійній лазерній плазмі незначно змінюється з відстанню має значення: $n_e = 1,9 \times 10^{16}$; $9,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в лазерній плазмі індію на відстані 7 та 1 мм від мішені відповідно, $n_e = 4,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ на відстані 1 мм в лазерній плазмі Cu, $n_e = 2,2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ на відстані 1 мм в лазерній плазмі CuInS_2 .

Видно, що для окремих елементів концентрація електронів в лазерному ерозійному факелі вища ніж у випадку сполуки. Для багатокomпонентного лазерного факелу сполуки такий висновок підтверджується і внеском інтенсивності випромінювання іонів в сумарну інтенсивність спектру випромінювання.

На рисунку 4.16 представлено зміну концентрації електронів з часом в лазерній плазмі індію на відстані 7 мм від мішені, для чого використано відношення інтенсивності спектральних ліній атома та іона, які взято з осцилограм та відому зміну в часі температури електронів. Перший максимум електронної концентрації знаходиться між швидким фронтом та основною частиною іонів. Другий з'являється одразу за основним максимумом випромінювання іонів In II. Межі зміни електронної концентрації на відрізку часу який досліджувався $10^{12} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Енергія верхніх збуджених станів іонів, які випромінюють найбільш інтенсивно, 17,88 eV та 15,33 eV, а енергія іонізації In II 18,87 eV. Це дає привід припустити рекомбінаційну природу утворення верхніх збуджених станів In II, а також враховуючи межі зміни n_e та зондові дослідження, що значна кількість іонів, які утворюються в плазмі, знаходяться в основному стані та досить ефективно рекомбінують. Основна маса заряджених часток знаходиться на передньому фронті плазми, що сприяє утворенню подвійного шару зарядів.

Перший максимум вказує на утворення на достатньо великих відстанях до мішені швидкого фронту плазми, який складається з заряджених частинок і є проявом дії електричного поля основної

маси іонів та взаємодії із швидкими електронами.

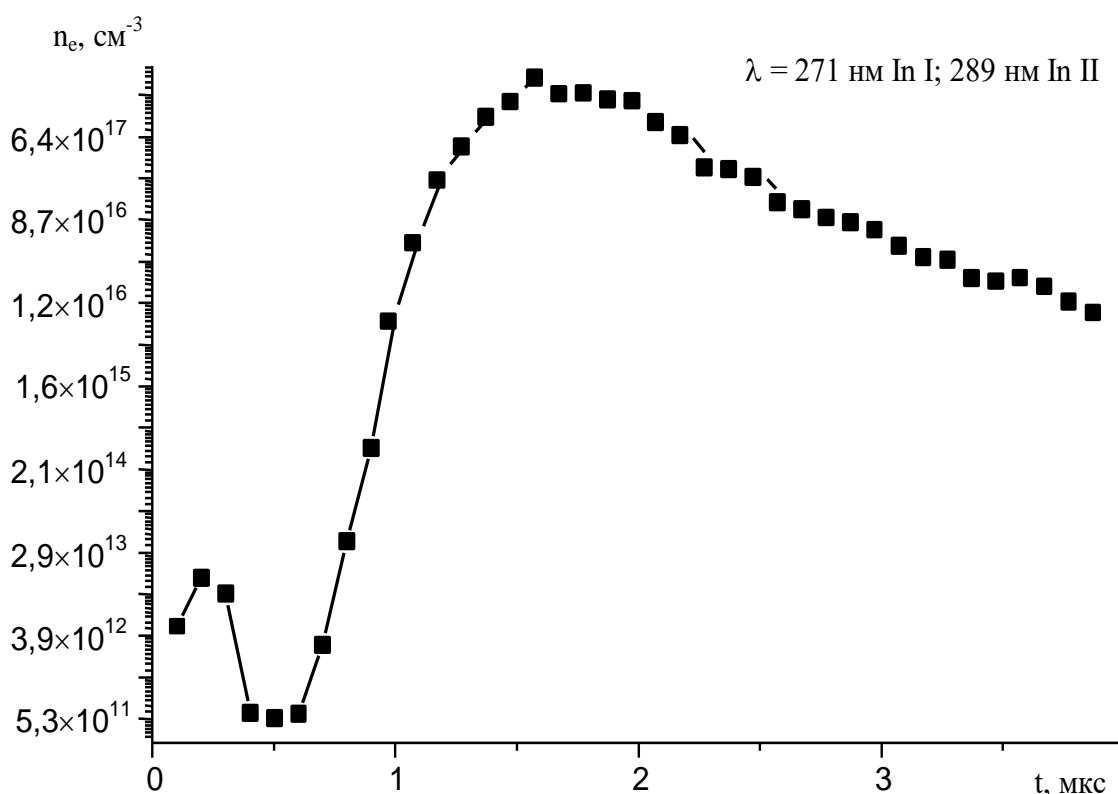


Рис. 4.16. Зміна концентрації електронів з часом в лазерній плазмі індію на відстані 7 мм від мішені, яка знайдена по відношенню інтенсивностей спектральних ліній атома та іона.

Найбільш коректно для дослідження вигляду часової залежності $n_e(t)$ вибрати електронну температуру, що відображує рекомбінацію. Якраз цей механізм вносить в обчислення найменшу похибку. Хоча похибка визначення концентрації електронів дає змогу впевнено говорити лише про вигляд залежності і порядок цієї величини.

Підсумовуючи аналіз результатів емісійної діагностики лазерної плазми міді, індію та їх полікристалічної халькогенідної сполуки відмітимо наступне.

1) В спектрах випромінювання лазерної плазми міді найбільшою інтенсивністю характеризуються резонансні спектральні лінії Cu I, лінії каскадних переходів на резонансні рівні атома міді і лінії з зміщених станів Cu I. Осцилограми інтенсивності випромінювання спектральних ліній складаються з двох максимумів, що зумовлено двома фазами поверхневого випаровування. На першій фазі випаровування мішені резонансні спектральні лінії Cu I мало

інтенсивні, а досягнення максимальної їхньої інтенсивності пов'язано з внеском каскадних переходів із станів, що розташовані вище, і самопоглинанням на першій фазі випаровування поверхні. Час рекомбінації вказує на ефективність кінетичних реакцій в плазмі і знаходиться в межах 44 – 242 нс, рекомбінаційне збудження рівнів відбувається в декілька фаз, при зміні яких час рекомбінації змінюється стрибком майже на порядок. Вузьке місце рекомбінаційного потоку - $E_{\text{в}} = 9,06 - 9,12$ еВ, а $E_i - E_{\text{в. м.}} \approx 0,7$ еВ. Спектральні лінії 327,4; 324,8; 521,8; і 515,3 нм Cu I є характеристичними для даної плазми і можуть використовуватися як діагностичні.

2) Основний внесок у випромінювання лазерного факелу індію вносять спектральні лінії 452,1; 410,2; 325,8; 271,1 нм In I. Головним механізмом заселення збуджених станів In I та In II є діелектронна рекомбінація In II та In III. Вузьким місцем рекомбінаційного потоку є рівень $E = 5,04$ еВ, а різниця $E_i - E_{\text{в}} = 0,75$ еВ. Для іонів вузьким місцем є рівень $E = 21,12$ еВ. Час рекомбінації двозарядних іонів індію не перевищує 50 нс, а однозарядних – 500 нс в ядрі лазерного факелу. На відстані 7 мм від мішені час рекомбінації In III – 1,31 мкс, а In II – 14,18 мкс. При переході з області віддаленої від поверхні мішені на 1 мм до 7 мм тривалість свічення зростає від сотень наносекунд до декілька мікросекунд для іонів та десятків мікросекунд для атомів. Це засвідчує значне видовження плазми при розлітанні та зміну її просторової структури внаслідок електричної та кінетичних взаємодій. Різниця часів рекомбінації, які визначені за радіаційним розпадом верхніх та нижніх енергетичних рівнів In I з часом зростає від 0,54 до 12,62 мкс при $r = 7$ мм.

3) В спектрі випромінювання ерозійної лазерної плазми полікристалічної сполуки CuInS_2 найбільш інтенсивними були резонансні лінії In I та Cu I. Випромінювання атомів Cu I розташоване в двох спектральних діапазонах 522,0 – 510,6 і 406,3 – 324,8 нм; In I розкидано по всьому спектральному діапазону, як і для слабких ліній S I та S II. Характерним для випромінювання лазерної плазми сполуки є наявність спектральних ліній S II та відсутність іонних ліній In II, відсутність випромінювальних переходів з зміщених рівнів Cu I. Вузькими місцями рекомбінаційного потоку є стани S I ($8d \ ^5D^0_{0-4}$, $E = 10,12$ еВ), Cu I ($5d \ ^2D_{3/2,5/2}$, $E = 6,87$ еВ), In I ($E = 5,45$ еВ), а для іонної складової S II ($4p \ ^2P^0_{3/2}$, $E = 17,81$ еВ). Різниця між енергією іонізації та вузьким місцем рекомбінаційного потоку рівна 1,46; 0,86;

0,34 eV для S I, Cu I, In I відповідно. Залежність інтенсивності випромінювання спектральних ліній атомів сполуки від часу має один чітко виражений максимум з протяжним заднім фронтом. Тривалість випромінювання зменшується з ростом енергії верхнього рівня атома. Для переходів з нижніх рівнів атомів індію спостерігається додатковий максимум, який відтворює часовий хід випромінювання спектральних ліній атомів міді. В спектрі наявні лінії S I та S II сумірної інтенсивності. Це вказує на утворення атомарних збуджених частинок при дисоціації молекулярних продуктів розпаду CuInS_2 . Час рекомбінації однозарядних іонів In II і Cu II знаходиться в межах 16 – 72 нс та з часом переходить до 58 – 2057 нс, що вказує на зміну механізму утворення збуджених станів атомів.

4) Характер взаємодії імпульсного випромінювання з поверхнею твердого тіла приводить до того, що випаровування та утворення плазми проходить в два етапи: фотоабляційний та тепловий. Швидкість поширення плазми складає ~ 10 км/с. Динаміка випромінювання та розподіл інтенсивності по спектру в значній мірі визначаються дисоціативною та діелектронною рекомбінацією іонізованих продуктів ерозії, специфікою розширення плазми. Ефективність кінетичних реакцій (Δt_r) зростає з часом. Аналіз залежностей від часу інтенсивності випромінювання атомів та іонів в лазерному ерозійному факелі, швидкості руху плазми дає можливість стверджувати, що процес лазерної ерозії є затухаючими автоколиваннями абляції речовини при фотостимуляції нагрівання та прояві ефектів пов'язаних з градієнтом тиску, а також поглинанням вільними електронами та електронами провідності енергії випромінювання. Коротка тривалість випромінювання для переходів з рівнів близьких до вузького місця говорить про фотостимульоване утворення атомарних іонів, а динаміка випромінювання про вибірковість механізмів заселення збуджених станів.

5) Середня за часом температура лазерної плазми на основі полікристалу CuInS_2 для індію та міді знаходиться відповідно в межах 0,6 – 0,8 eV, на відміну від плазми чистих металів при $r = 7$ мм ($T_e(\text{Cu}) = 0,4$ та 1,8 eV; $T_e(\text{In}) = 0,6$ та -0,6 eV). Залежність $T_e(t)$ добре відтворює вигляд осцилограм, особливо біля мішені, хоч і має додатковий максимум та зсунута вліво по осі часу. Середнє значення концентрації електронів $n_e = 2,2 \times 10^{16}$ см⁻³ в ядрі лазерного факелу ($r = 1$ мм) CuInS_2 , що менше ніж в ядрі факелу міді і індію. Залежність

$n_e(t)$ вказує на зміну концентрації електронів в лазерному факелі індію ($r = 7$ мм) протягом 4 мкс в межах $10^{12} - 10^{17}$ см⁻³.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ

1. Які методи діагностики лазерної плазми Ви знаєте?
2. З яких основних елементів складається типова установка для дослідження емісійних характеристик лазерної плазми?
3. Дайте коротку характеристику приладів, які використовуються для дослідження емісійних характеристик лазерної плазми.
4. Які спектральні лампи використовуються для калібровки системи реєстрації випромінювання за відносною чутливістю в діапазоні довжин хвиль 200-900 нм?
5. Охарактеризуйте типові криві відносної спектральної чутливості експериментальної установки для реєстрації випромінювання лазерного факелу в спектральному діапазоні 200-600 нм.
6. Які чинники найбільше впливають на величину відносної інтенсивності випромінювання спектральних ліній з лазерної плазми?
7. Які параметри лазерної плазми можливо визначити методом емісійної діагностики?
8. Охарактеризуйте основні умови застосування методу емісійного аналізу лазерної плазми.
9. Як пов'язані між собою концентрація електронів та їх температура у рівноважній лазерній плазмі?
10. Як пов'язані між собою заселеність енергетичного рівня атома чи іона та інтенсивність відповідної спектральної лінії?
11. Який процес відповідає за заселення верхніх рівнів атомів в лазерній плазмі металів?
12. Що розуміють під вузьким місцем рекомбінаційного потоку в лазерній плазмі?
13. Яким рівнянням описується швидкість розпаду концентрації іонів лазерної плазми на стадії її охолодження?
14. Від чого і як залежить інтенсивність спектральної лінії атома в лазерній плазмі?
15. Як розрахувати часи рекомбінації іонів у лазерній плазмі?
16. Як оцінити концентрацію електронів за відомою температурою електронів і часом рекомбінації іонів з зарядом z ?

17. Як, використовуючи рівняння Саха, знайти залежність $n_e(t)$ в лазерній плазмі?
18. Охарактеризуйте спектр випромінювання лазерної плазми на основі міді.
19. В чому полягають основні особливості осцилограм спектральних ліній лазерної плазми міді?
20. Охарактеризуйте основні відмінності між спектрами випромінювання лазерної плазми міді та індію.
21. Охарактеризуйте динаміку випромінювання на спектральних переходах атомів та іонів індію при різних відстанях точки відбору випромінювання з лазерної плазми від мішені.
22. В чому полягають основні особливості спектрів випромінювання лазерної плазми полікристалічної сполуки CuInS_2 в порівнянні з відповідними даними для мішеней з міді та індію?
23. Дайте порівняльний аналіз динаміки випромінювання збуджених фрагментів лазерної плазми на основі сполуки CuInS_2 та відповідних результатів для плазми міді та індію.
24. Охарактеризуйте вузькі місця рекомбінаційного потоку та часи рекомбінації іонів в плазмі лазерного факелу міді, індію та сполуки CuInS_2 .
25. Охарактеризуйте розподіли заселеності збуджених станів за енергіями та усереднені і часові залежності температури електронів для лазерної плазми міді, індію і халькогенідної сполуки CuInS_2 .
26. Якою є величина і поведінка концентрації електронів з часом у лазерній плазмі індію?

ЛІТЕРАТУРА

1. Реди Дж. Промышленные применения лазеров. -М.: Мир, 1981. -638 с.
2. Воздействие лазерного излучения на материалы / Арутюнян Р. В., Малюта Д. Д., Себрант А. Ю., Баранов В. Ю., Большов Л. А. -М.: Наука, 1989. -355 с.
3. Анисимов С. И., Лукьянчук Б. С. Избранные задачи теории лазерной абляции // УФН. -2002. -Т. 172, № 3. -С. 301-333.
4. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. -М.: Мир, 1986. -504 с.

5. Воробьев И. С. Плазма возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями // Успехи физических наук. -1993. -Т. 163, № 12. -С. 52-82.
6. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. -М.: Энергоатомиздат, 1985.-206 с.
7. Сухов Л. Т. Лазерный спектральный анализ. -Новосибирск: Наука, 1990. -143 с.
8. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. -Москва: Наука, 1970. -272 с.
9. Делоне Н. Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. - М.: Наука, 1982. -304 с.
10. Хора Х. Физика лазерной плазмы. -Москва: Энергоатомиздат, 1986. -272 с.
11. Ashfold M. N. R., Glaeysens F., Fuge G. M., Henley S. J. Pulsed laser ablation and deposition of thin films // Chem. Soc. Rev. -2004. -Vol. 33. -P. 23-31.
12. Itina T. E., Hermann J., Delaporte Ph., Sentis M. Laser-generated plasma plume expansion: Combined continuous-microscopic modeling // Physical Review E. -2002. -Vol. 66. -P. 066406: 1-12.
13. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. - Москва: Мир, 1971. -552 с.
14. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона // УФН. -1982. -Т. 136, № 1. -С. 25-58.
15. Таблицы спектральных линий / Зайдель А. Н., Прокофьев В. К., Райский С. М., Славный В. А., Шрейдер Е. Я. -Москва: Наука, 1969. -782 с.
16. Стриганов А. Р., Свентицкий Н. С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизированных атомов. -Москва: Атомиздат, 1966. -899 с.
17. Корлис Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. -М.: Мир, 1968. -562 с.
18. Wiese W. L., Martin G. A. Wavelengths and transition probabilities for atoms and atomic ions: Part II. Transition probabilities // U. S. Dep. Commer. Nat. Bur. Stand. Nat. Stand. Ref. Data Ser. -1980. -№ 68 (IV). -406 p.
19. Smith P. L., Heise C., Esmond J. R., Kurucz R. L. Atomic spectral line database from CD-ROM 23 of R. L. Kurucz. -Cambridge:

Smithsonian astrophysical observatory, 1995. -<http://cfa-www.harvard.edu/amp>.

20. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. -Москва: Наука, 1982. -375 с.
21. Чучман М. П. Емісійні характеристики та фізика процесів в лазерній плазмі галію, індію, свинцю, сурми і сполук на їх основі. Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.04 - фізична електроніка. Ужгородський національний університет, Ужгород, 2005. -167 с.

5. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ

- 5.1. ДІАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ
- 5.2. ВИМІРЮВАННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ.
- 5.3. ВИМІРЮВАННЯ ФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ (БЗІ).

З численних методів діагностики нестационарної плазми тут будуть розглянуті лише ті, які своїм виникненням або своїм новим якісним розвитком зобов'язані створенню лазерів і розмаху досліджень лазерної плазми. Тому не будуть розглядатися такі традиційні методи діагностики плазми, як хронографія рухомого плазмового згустка, вимірювання імпульсу і тиску плазми, калориметрія і ін. При необхідності з методами такого роду можна ознайомитися в широко відомій літературі.

Отже, розглянемо методи діагностики, які, з одного боку, внаслідок свого високого часового і просторового розділення, а з іншого - внаслідок когерентності і малої розбіжності лазерного випромінювання, дали змогу отримати цінну інформацію про такий складний для досліджень об'єкт, як лазерна плазма.

5.1. Діагностика лазерної плазми електромагнітним випромінюванням

Багатокадрове тіньове фотографування

Метод заснований на просвічуванні оптично неоднорідного об'єкта (у нашому випадку - лазерної плазми) паралельним пучком світла з подальшою реєстрацією пучка фотоемульсією. При проходженні через неоднорідну плазму на тих ділянках оптичного шляху, де є відмінна від нуля похідна коефіцієнта заломлення, світло заломлюється так, що на фотоемульсії виникають темні і світлі області, які інтерпретуються в подальшому як "портрет" більш щільних і менш щільних областей плазми.

На рис. 5.1 показана схема установки і діагностичної апаратури для багатокадрового тіньового фотографування лазерної плазми.

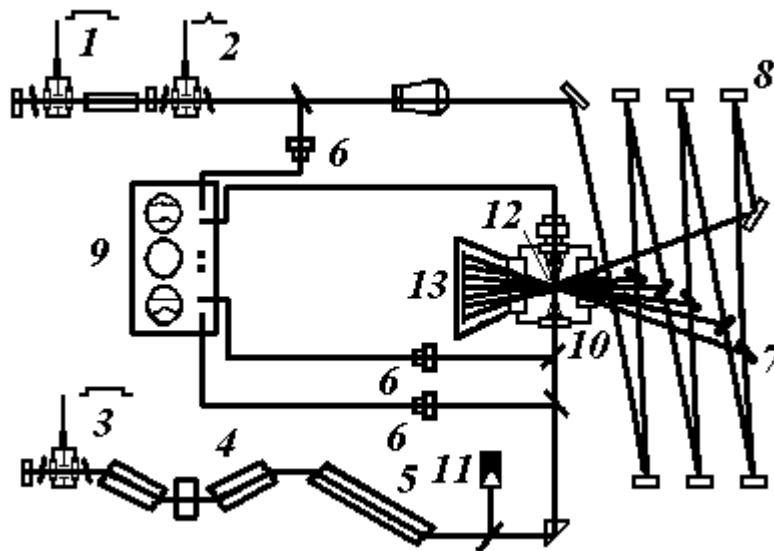


Рис. 5.1. Схема установки для багатоканального тіньового фотографування: 1, 2 - елементи підсвічуючого лазера; 3, 4, 5 - елементи лазера, який створює плазму; 6 - фотоелементи; 7, 8 - дзеркала оптичної затримки; 9 - шестиканальний осцилограф; 10 - вакуумна камера; 11 - калориметр; 12 - мішень (плазма); 13 - фотопластинка.

Випромінювання неодимового лазера 3 проходить через підсилювачі 4 і 5 і фокусується лінзою на мішень, розміщену у вакуумній камері. Випромінювання рубінового лазера з модуляцією добротності через телескоп синхронно прямує на світлову затримку, з допомогою якої відбувається формування ряду кадрів, розділених в просторі і часі, що фокусуються на фотопластині. Тривалість лазерних імпульсів і їх амплітуди контролюються на екрані осцилографа.

Іншим методом оптичної діагностики лазерної плазми з візуальним виявленням неоднорідності є так званий шлірен-метод або метод "ножа Фуко". Найпростіша схема шлірен-методу приведена на рис. 5.2. Паралельний пучок світла 1 проходить через плазму 2 і фокусується лінзою в точці А. В площині зображення знаходиться фотоплівка 3. Через заломлення на оптичних неоднорідностях плазми частина променів пройде біля точки А. Ці промені можна "відрізати", вміщуючи трохи нижче за точку А тонкий ніж 4. Зображення на плівці виходять світліші для ділянок плазми, що не містять градієнта заломлення.

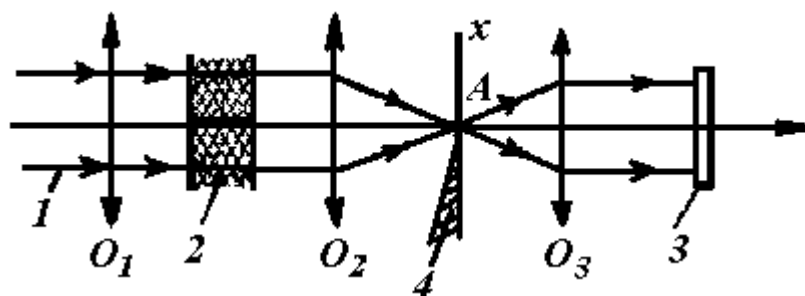


Рис. 5.2. Схема методу шлірен-фотографування.

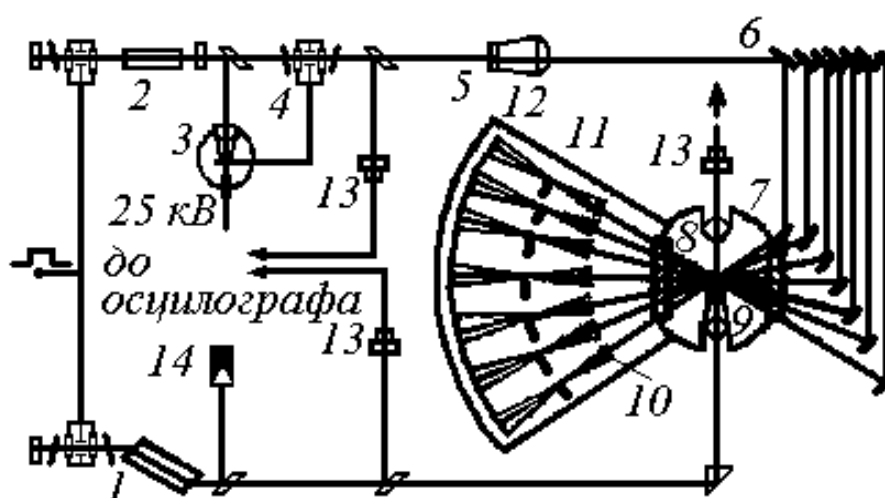


Рис. 5.3. Схема установки для багатокадрового шлірен-фотографування: 1-5 - оптичні елементи лазерів; 6 - дзеркала оптичної затримки; 7 - камера; 8 - плазма; 9, 10 - фокусуючі лінзи; 11 - ножі Фуко; 12 - фотоплівка; 13 - фотоелементи; 14 - калориметр.

На рис. 5.3 зображена схема експериментальної установки для багатокадрового шлірен-фотографування в промені рубінового лазера, що застосовується на системі "Кальмар". Сім пучків, що просвічують лазерну плазму, перетинаються в області мішені під невеликим кутом один до одного. В кожний пучок вміщується своя шлірен-система, що складається з шлірен-лінзи і ножа Фуко. Установка ножів в фокальній площині лінзи, а також фокусування зображення на фотоплівку проводиться за допомогою мікроскопа. Час експозиції становить $\sim 5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$, а просторове розділення $\sim 200 \text{ ліній/см}$.

За допомогою такої методики проводять, наприклад, фотографування динаміки ударної хвилі в залишковому газі, виникаючої при русі лазерної плазми.

Високошвидкісна інтерферометрія

Метою інтерферометричної діагностики високотемпературної лазерної плазми є (як і для шлірен-методу) визначення просторового розподілу показника заломлення, який в основному залежить від електронної щільності плазми. Метод дає можливість визначати, наприклад, розвиток у часі, профілю електронної щільності плазми, що в свою чергу дозволяє розрахувати такі важливі параметри плазми, як степінь іонізації, витрату маси, тиск в щільному плазмовому ядрі.

Застосування лазерів як джерел діагностуючого випромінювання, дозволило значно підвищити часову і просторову роздільну здатність.

В наш час є багато різних схем інтерферометрів. Більшість з них заснована на класичній схемі Майкельсона, зокрема та модифікаціях Жамена або Маха-Цендера (рис. 5.4).

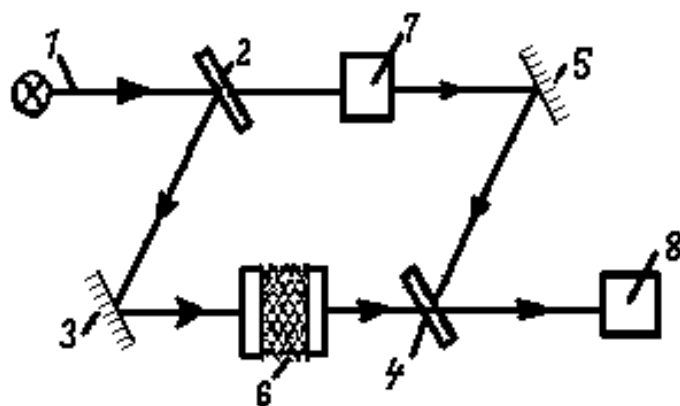


Рис. 5.4. Інтерферометр Маха-Цендера: 1 - лазерний промінь; 2, 4 - світлоподілюючі пластинки; 3, 4 - дзеркала ; 6 - камера з плазмою; 7 - камера без плазми; 8 - фотоматеріал або ЕОП.

Принцип методу полягає в отриманні інтерференційної картини від опорного променя (1-2-5-4) і від променя, що пройшов через плазму (1-2-3-6-4). Реєстрація інтерференційної картини можлива на фотоматеріал або на екрані електронно-оптичного перетворювача.

На рис. 5.5 показана схема експеримента при багатокадровому інтерферометричному фотографуванні щільної плазми.

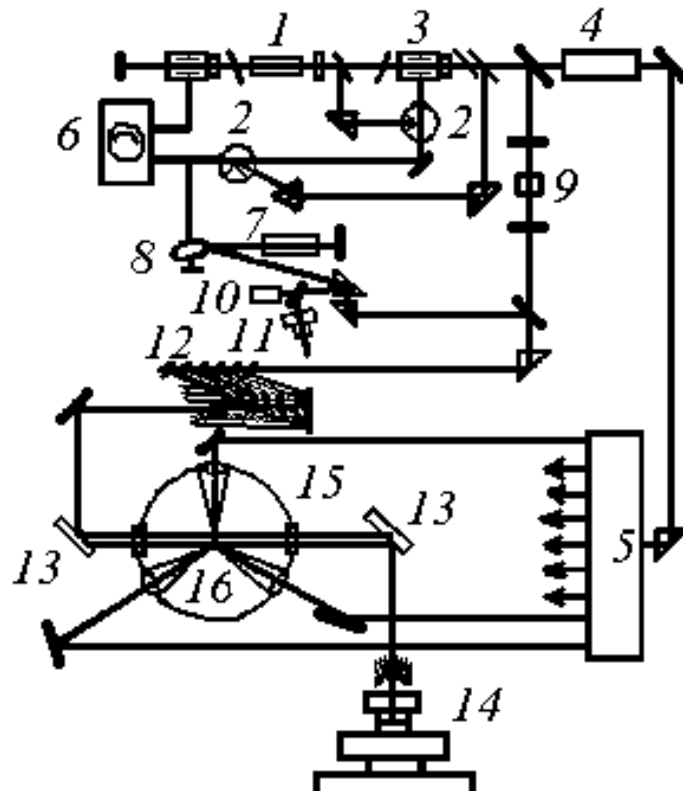


Рис. 5.5. Схема установки для багатокadroвої інтерферометрії плазми: 1-9 - елементи лазерної техніки; 10 - калориметр; 11 - фотоелемент; 12-13 - світлоподільні пластини; 14 - фотокасети; 15 - камера; 16 - плазма.

Для "підсвічування" інтерферометра використовується випромінювання другої гармоніки Nd - лазера $\lambda = \lambda_0/2 = 1,06/2 = 0,53$ мкм. З цією метою частина енергії "нагрівачого" випромінювання подається на кристал КДР, що перетворює біля 20% енергії випромінювання у другу гармоніку. Світловий імпульс другої гармоніки з тривалістю ~ 1 нс виводиться на дзеркальну систему оптичної затримки, яка формує сім розділених в просторі і часі кадрів. Застосування другої гармоніки пов'язане з необхідністю проникнути в більш глибокі і щільні шари плазми, оскільки більш короткохвильове випромінювання відбивається від шару плазми з більшою критичною щільністю.

Голографія

Голографічні методи мають важливу перевагу перед фотографуванням, оскільки дають можливість реєструвати не тільки відмінності в освітленості об'єкта, але і фіксувати відмінності фазові. Ця обставина особливо важлива, оскільки у відмінностях фаз можна зафіксувати значно більше інформації, ніж у відмінностях квадратів амплітуд.

Оскільки для голографічних методів потрібне потужне джерело когерентного випромінювання, інтенсивний розвиток голографії почався з появою лазерів.

Принцип отримання голограми плазмового факелу зображений на рис. 5.6. Світло лазера ділиться на напівпрозорій пластині:

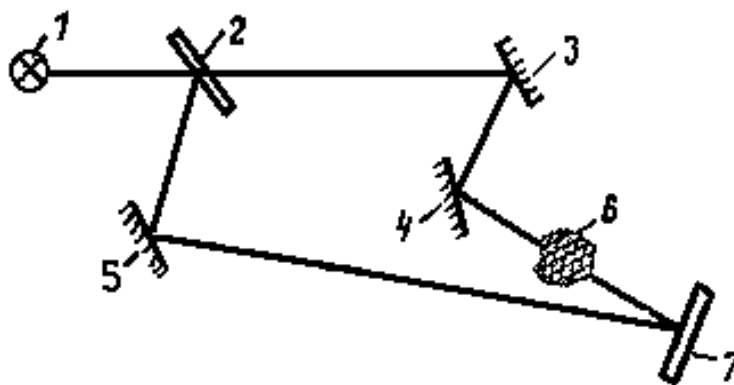


Рис. 5.6. Схема голографічної діагностики плазми: 1 - лазер; 2 - пластинка; 3, 4, 5 - дзеркала; 6 - плазма; 7 - фотопластина.

Один промінь - опорний - йде по оптичному шляху обминаючи плазму (2-5-7), інший проходить через досліджувану плазму по шляху (2-3-4-6). Якщо шляхи цих променів рівні, то різниця ходу променів визначається властивостями об'єкта опромінення. На фотопластинці виходить інтерференційна картина від опорного та основного променів у вигляді складної дифракційної решітки.

При пропусканні світла того ж лазера через фотопластинку, за нею утворюється хвильовий фронт дифрагованого світла. В результаті виходить об'ємне зображення плазмового згустку.

5.2. Вимірювання випромінювання лазерної плазми

Існує декілька причин, через які плазма випромінює електромагнітні хвилі від радіочастот до вельми жорстких рентгенівських квантів.

Випромінювальні переходи в збуджених атомах і іонах є причиною лінійчатого випромінювання 1 (рис. 5.7). При рекомбінації іонів, тобто при "вільно-зв'язаних" переходах електронів виникає неперервний спектр випромінювання 2, а зміна швидкості рухомих в плазмі електронів є причиною гальмівного випромінювання також з неперервним спектром 3 ("вільні-вільні" переходи).

З допомогою спектрографів за характерними лініями емісії в області вакуумного ультрафіолету ($\lambda > 200 \text{ \AA}$) ідентифікують лінії багатозарядних іонів і таким шляхом визначають заряд іонів в нещільній плазмі.

Для розкладання випромінювання плазми в спектр використовується відбивання від кристалів по закону Вульфа-Брега.

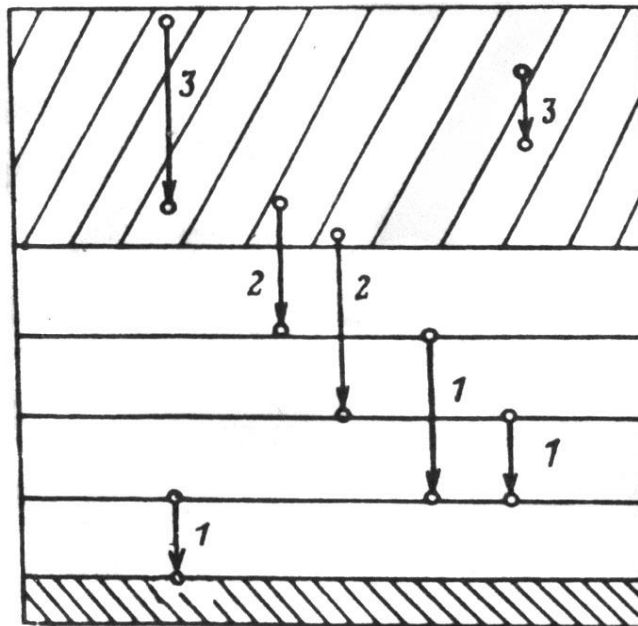


Рис. 5.7. Схема електронних переходів в іоні та збудженому атомі.

За допомогою спеціальних методів використовуючи доплерівське уширення ліній спектру, а також інтенсивності окремих спектральних ліній можна визначити температуру плазми. Взаємне

розташування ліній в спектрі при співставленні з табличними значеннями дає змогу ідентифікувати якісний склад плазми.

Особливе зацікавлення викликає гальмівне рентгенівське випромінювання, яке дає змогу отримати багату інформацію про температуру лазерної плазми. Дійсно, для плазми з Максвелівським розподілом електронів за швидкостями спектральний розподіл інтенсивності є:

$$I(\lambda) = \frac{dQ}{d\lambda} = \text{const} \cdot n_e n_i z^2 \frac{1}{\lambda^2 \sqrt{T_e}} e^{-\frac{hc}{\lambda T_e}}. \quad (5.1)$$

Величина $I(\lambda)$ має максимум при $\lambda_{\max} = \frac{hc}{2T_e} = \frac{6200 \text{ \AA}}{T_e}$ (тут T_e - в електронвольтах). Це значить, що між довжиною хвилі, яка відповідає максимальній інтенсивності гальмівного випромінювання, і електронною температурою є однозначний зв'язок. Отже, отримавши експериментальне криву розподілу інтенсивності і визначивши λ_{\max} , можна вирахувати і T_e .

Реально тут існує складність, пов'язана з накладанням лінійчатого спектру на гальмівний спектр, тому і доводиться розглядати лише жорстку частину гальмівного випромінювання (де відсутній вклад лінійчатих спектрів) і відновлювати по ній криву розподілу інтенсивності.

Найбільш поширеним методом вимірювання T_e по гальмівному випромінюванню є метод фільтрів. Відомо, що при проходженні через речовину міняється інтенсивність і міняється спектральний склад випромінювання. Інтенсивність експоненційно спадає в залежності від товщини фільтра, а спектр стає жорсткішим, оскільки м'які кванти поглинаються сильніше, ніж жорсткі. Формально зміна інтенсивності виражається так:

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (5.2)$$

де I_0 - інтенсивність перед фільтром; d - товщина фільтра; μ - коефіцієнт поглинання, що залежить від матеріалу фільтра і від спектру падаючого випромінювання.

Якщо лінійчатим і рекомбінаційним випромінюванням можна знехтувати; то форма спектру гальмівного випромінювання може

бути відновлена шляхом вимірювань інтенсивності цього випромінювання після проходження ним певної комбінації фільтрів. Вимірявши залежність I від енергії квантів, що задається енергіями відсічки фільтрів, будується в напівлогарифмічному масштабі відповідний графік, нахил якого визначається коефіцієнтом поглинання μ , і безпосередньо пов'язаний з температурою T_e , як видно з (5.1).

Чим товщі фільтри, тим більшу помилку внесуть спотворення, пов'язані з відмінністю розподілу електронів від Максвелівського. Тому використовуються певні комбінації фільтрів різної товщини - алюмінієві, берилієві і лавсанові. Такі комбінації дають можливість визначити найбільш адекватні значення температури (наприклад, для Ve це 5 мкм , 20 мкм , 50 мкм).

Крім температури плазми часто виникає необхідність визначити розмір і форму гарячої області плазми, що випускає рентгенівське випромінювання. У цьому випадку використовується фотографування плазми камерою Обскура (рис. 5.8). Отвори 1 камери Обскура 2 захищаються фільтрами 3, які відсікають той чи інший діапазон довжин хвиль. Діаметр отвору ($10 - 50 \text{ мкм}$) визначає просторове розділення зображення, що фіксується спеціальною фотоплівкою.

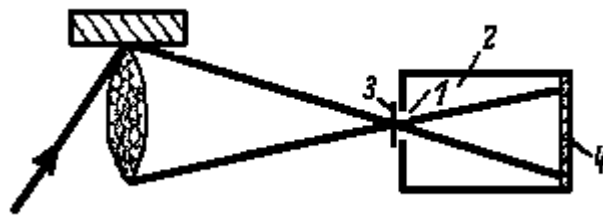


Рис. 5.8. Камера Обскура.

Для отримання розділених в часі зображень гарячих областей плазми, а також, наприклад, для контролю часової зміни інтенсивності рентгенівського випромінювання (і, відповідно, руху гарячої плазми, темпу її охолодження та ін.) застосовуються електронно-оптичні перетворювачі (ЕОП), які мають розділення в часі кілька десятків пікосекунд.

Деякі з таких приладів дають можливість зробити покадрову зйомку процесів.

5.3. Вимірювання фізичних характеристик багатозарядних іонів (БЗІ)

Завданням досліджень БЗІ є вивчення енергетичних, зарядових характеристик і особливостей просторового розльоту іонів, визначення як повної кількості іонів, так і їх розподілу за зарядами. Все це належить дослідити на значних відстанях від мішені, маючи на увазі практичні цілі застосування БЗІ.

У випадку, коли лазерна плазма являє собою суміш іонів різних елементів, виникає необхідність кількісного та якісного аналізу іонного складу плазми, яка розлітається.

На відмінну від пасивних методів корпускулярної діагностики методи активної діагностики полягають в зондуванні плазми пучками часток.

Ці експериментальні задачі вирішуються методами пасивної корпускулярної діагностики, де іони, які емітуються лазерною плазмою, реєструються шляхом вимірювання заряду, який переноситься іонами. Аналіз іонів за енергіями, імпульсами та масами звичайно проводиться використовуючи взаємодію іонів з електричними і магнітними полями.

Крім методів корпускулярного характеру існує і використовується метод ідентифікації іонів та їх зарядових станів в щільній плазмі за характерними лініями емісії БЗІ в рентгенівському діапазоні, однак цей метод не може бути використаний на великих відстанях від мішені, де плазма розріджена та охолоджена.

Детектування іонів

Найпростішим детектором БЗІ є колектор заряду, який звичайно виготовляється у вигляді класичного циліндра Фарадея, схема включення якого показана на рис. 5.9.

Дно колектора може бути зроблено скошеним для того, щоб електрони вторинної емісії, вибиті іонами, не покидали колектора. Для перешкоджання попаданню на колектор електронів лазерної плазми, перед колектором встановлюється сітка з від'ємним потенціалом.

Перевагами колектора є простота конструкції, простота застосування, мала ємність (одиниці пФ), хороші частотні характеристики. До недоліків потрібно віднести невисоку чутливість в порівнянні з іншими детекторами. Наприклад, неможливо за допомогою колектора реєструвати окремі іони.

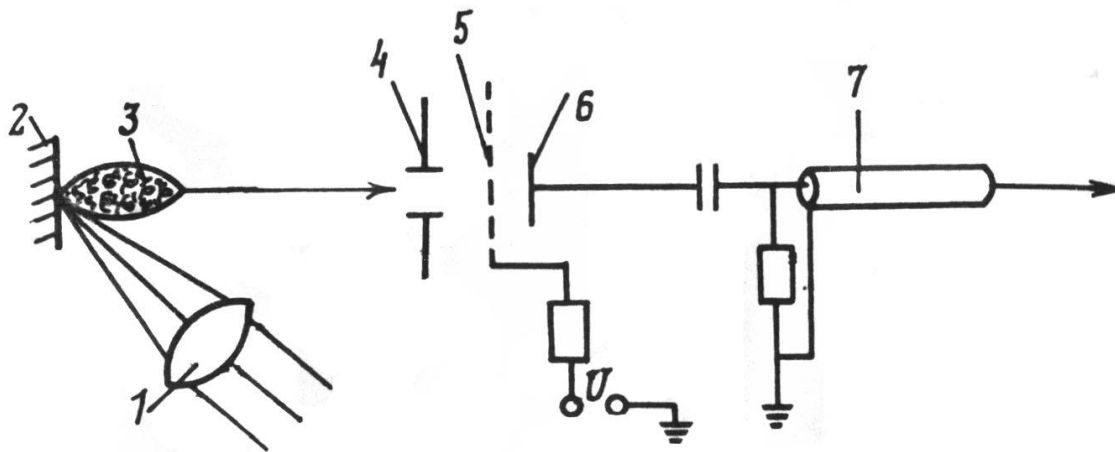


Рис. 5.9. Схема колекторних вимірювань: 1 - лінза; 2 - мішень; 3 - плазма; 4 - щілина; 5 - сітка; 6 - колектор; 7 - коаксіальний кабель.

У детекторі Делі (рис. 5.10) мішень з металу з малим значенням роботи виходу грає роль приймача іонів. Вторинні електрони, вибиті іонами, прискорюються в проміжку між мішенню і сіткою до енергії біля 10 кеВ і попадають на сцинтилятор, пов'язаний оптичним контактом з ФЕП. Потім сигнал посилюється широкополосним підсилювачем.

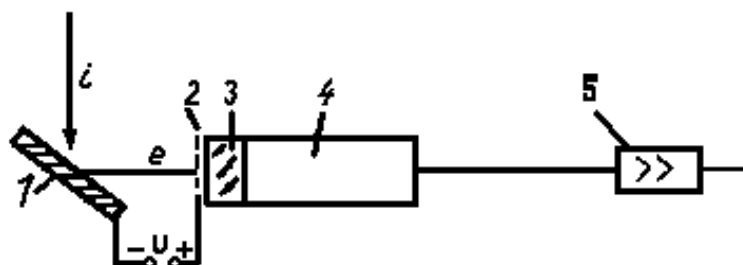


Рис. 5.10. Детектор Делі: 1 - мішень; 2 - сітка; 3 - сцинтилятор; 4 - ФЕП; 5 - підсилювач.

Детектор Делі широко застосовується для реєстрації іонів в маспектрометрах і енергомасоаналізаторах. До недоліків цього детектора можна віднести необхідність високої напруги для живлення самого детектора і ФЕП.

Вторинні електронні помножувачі (ВЕП) являють собою звичайний електронний помножувач відкритого типу. Перший динод ВЕП, виготовлений, як правило, з берилієвої бронзи, зазнає бомбардування іонами лазерної плазми, додатково прискореними в проміжку між сіткою, встановленою на вході детектора, і першим динодом. Вторинні електрони, вибиті з першого динода, прискорюються в проміжку між першим і другим динодами; далі на наступних динодах розвивається електронна лавина. ВЕП мають великі коефіцієнти підсилення ($\sim 10^5$), що дозволяє реєструвати окремі іони. Часове розділення ВЕП також досить високе - до 10^{-8} с. ВЕП широко застосовуються в дослідженнях лазерної плазми.

ВЕП не можуть використовуватися для аналізу великих іонних потоків, оскільки струм вторинних електронів не повинен перевершувати струм дільника, що визначає потенціал на дінодах.

Цей струм звичайно становить $\sim 10^{-4}$ А. Застосування інших детекторів, поширених в ядерній фізиці, звичайно наштовхується на дві перешкоди. По-перше, виникає необхідність "екранування" іонних сигналів від електромагнітного випромінювання лазерної плазми в широкому діапазоні довжин хвиль і, по-друге, необхідне подолання "мертвих зон" перед попаданням в чутливу область детекторів, яке ускладнене для іонів лазерної плазми через великі втрати на іонізацію речовини в силу великих енергій (до ~ 100 кеВ).

Колекторні або зондові вимірювання

Звичайно колектори розташовуються так, що область дії лазерного випромінювання на мішень відділена від них деяким вакуумним часопротітним проміжком L. За осцилограмою колекторного сигналу визначається час прольоту іонів від мішені до колектора (рис. 5.11) і розраховується швидкість розльоту основної частини іонів, максимальна швидкість іонів, а інтегрування іонного сигналу за часом дозволяє визначити повну кількість іонів, що попали в тілесний кут реєстрації детектора:

$$N_i \sim \int_0^{\infty} I(t) dt. \quad (5.3)$$

Величина N_i відповідає кількості однозарядних іонів. Якщо коефіцієнт пропорційності перед інтегралом враховує заряд іонів, то такий розрахунок справедливий і для БЗІ. Структура іонного сигналу на колекторі дозволяє в ряді випадків виділяти з основної маси термалізованих іонів швидку компоненту, яка випереджає інші іони, що в певній мірі дозволяє судити про процеси в щільній плазмі, яка не розлетілася і, зокрема, про процес прискорення іонів електронами.

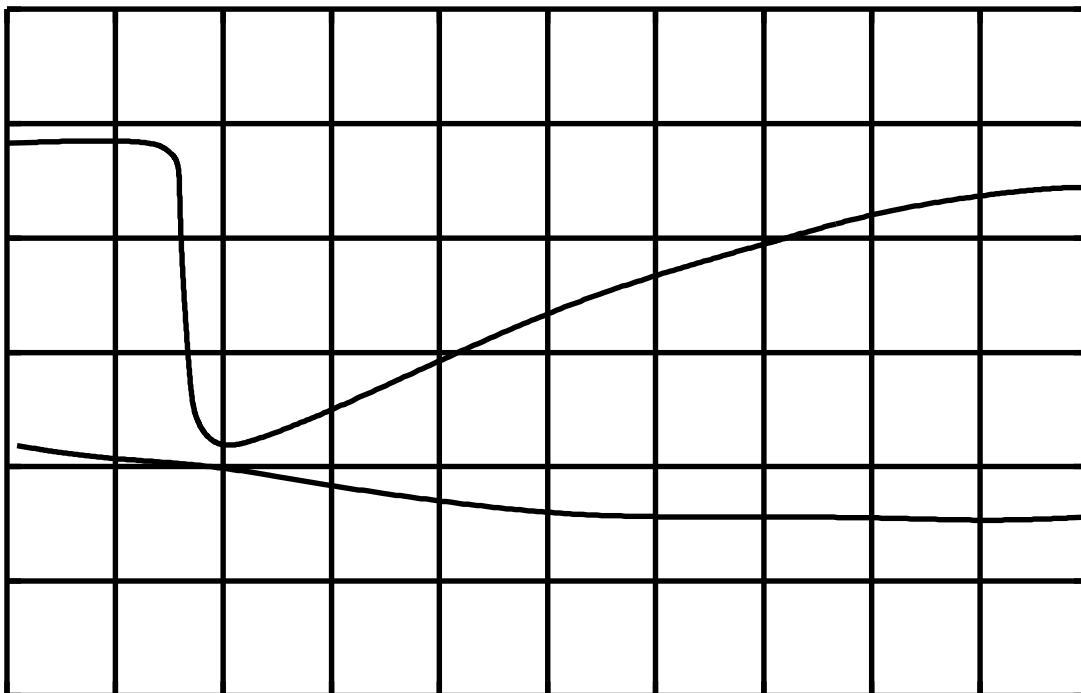


Рис. 5.11. Типова осцилограма колекторного сигналу.

У фізиці плазми за вольт-амперною характеристикою електричного зонда (колектора), вміщеного в плазму, отримують ряд найважливіших характеристик, таких, як n_e , T_e , потенціал плазми.

Лазерна плазма є плазмою рухомою, яка налітає на зонд з деякою швидкістю. Однак для її аналізу можна застосовувати зондову методику, якщо виконуються умови:

1. плазма повинна бути беззіткнувальною, тобто $\lambda_{ee} \gg R_d$;
2. швидкість електронів повинна перевищувати швидкість іонів

$$v_e > v_i;$$

3. потенціал зонда повинен бути меншим енергії налітаючих іонів $V_p < (M_i v_i^2) / 2$.

При експериментах з лазерною плазмою ці умови звичайно задовольняються. На рис. 5.12 показаний графік зміни струму j_e на зонді в залежності від потенціалу зонда V_p . Якщо зонд вміщений в плазму так, що збурення, які викликаються ним є невеликі, то із зондових характеристик можна отримати відомості про ряд характеристик лазерної плазми. При цьому потрібно врахувати, що на ділянці В форма характеристики зумовлена розподілом електронів за енергіями і при Максвелівському розподілі за формою цієї ділянки можна визначити kT_e . Електронний струм насичення j_{e0} є мірою величини $j_{e0} \sim n_e (kT_e)^{1/2}$, так що звідси можливий розрахунок n_e .

Покажемо, як це робиться практично. З повного струму зонда j_e в області зліва від точки V_s віднімають виміряну величину іонного струму насичення j^+ і отримують функцію $j_e \sim f(V_p)$. Потім будують в логарифмічному масштабі відповідний графік. Нахил кривої визначається рівнянням $j_e \sim j_{e0} \exp(eV_p / kT_e)$. Якщо електрони мають Максвелівський розподіл, то нахил є постійний і дає величину kT_e : $\frac{d \ln j_e}{dV_p} = \frac{e}{kT_e}$, $V_f < V_p < V_s$.

Таким чином, вимірявши тангенс кута нахилу кривої, обчислюють kT_e . За виміряним електронним струмом насичення j_{e0} (точка V_s), враховуючи, що $\bar{v} = (8kT_e / \pi m)^{1/2}$, і підставляючи, в $j_{e0} = \frac{1}{4} n_{e0} e v_e S$ (S - площа зонда), обчислюють n_{e0} . Нарешті, щоб визначити потенціал плазми, будують дотичну до експоненційної частини характеристики і екстраполюють електронний струм насичення. Абсциса точки перетину дає V_s .

На закінчення нагадаємо, що вимірювання T_e лазерної плазми вказаним способом дають по суті справи міру хаотичного руху електронів в плазмовому пучку на значних відстанях від мішені, де щільність плазми мала, а зіткнення неістотні.

Серйозним недоліком колекторних методів є неможливість ідентифікації іонів за зарядами, однак інформація про інтегральну поведінку іонів вельми цінна. Крім того, оскільки відповідно до теоретичних моделей величина $E_{\max} \sim T_e$, то за максимальною енергією іонів, виміряною колекторним методом, можна в певній мірі судити і про температуру щільної лазерної плазми.

Найбільш повна інформація про розподіл іонів за енергіями, кутову спрямованість емісії іонів, кількість іонів різної маси і надійна ідентифікація іонів за зарядами на великих відстанях від мішені отримані в наш час за допомогою методу часопролітної мас-спектрометрії.

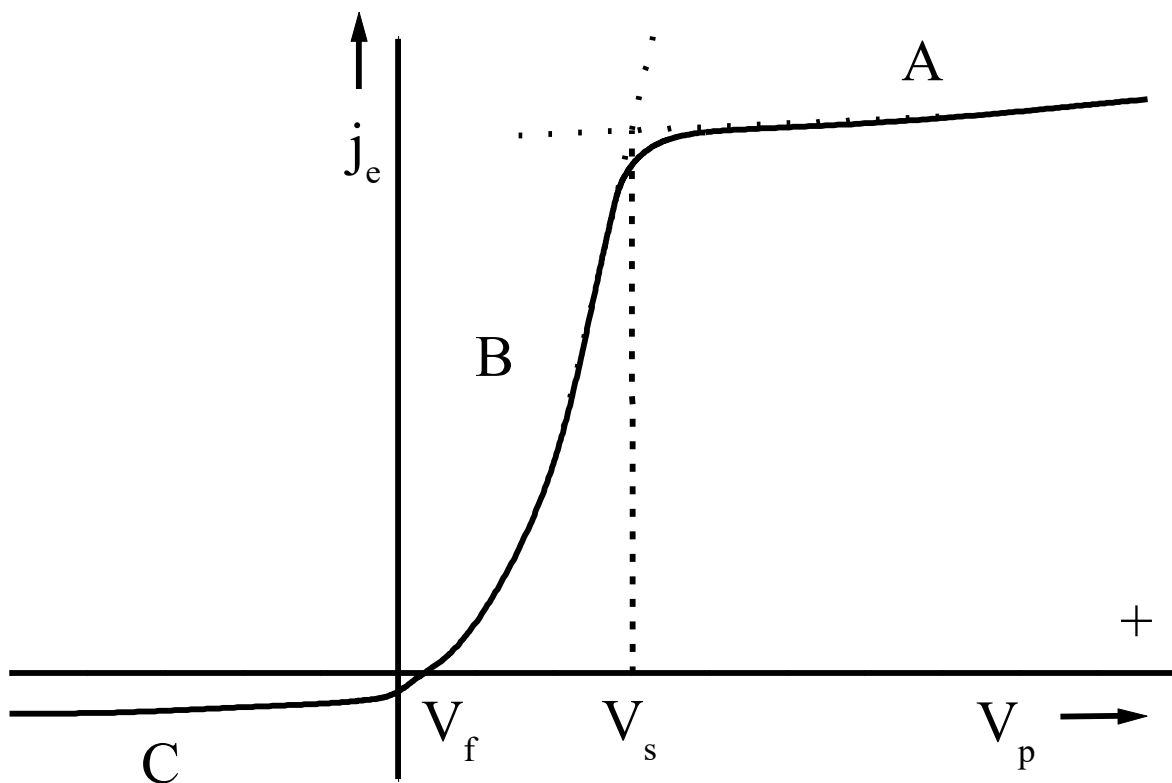


Рис. 5.12. Вольт-амперна характеристика зонда.

Метод лазерної часопролітної мас-спектрометрії

Вказаний метод має на увазі застосування часопролітного аналізатора і мас-спектрометра, магнітного або електростатичного (рис. 5.13). Часопролітний аналізатор (ЧПА) являє собою вакуумний

проміжок деякої довжини L , що відділяє лазерну мішень від вхідної щілини мас-спектрометра, ЧПА виконує три функції:

- здійснює розділення іонів за швидкостями при розльоті плазми на довжині L ;
- зменшує щільність плазми n_e до величини, при якій можливий розрив плазми полем мас-спектрометра;
- зменшує щільність іонного струму в мас-спектрометрі до величини, яка виключає можливість впливу об'ємного заряду іонного пучка після розриву плазми.

ЧПА сполучений з камерою мішені і з вакуумним простором мас-спектрометра. Між ЧПА і мас-спектрометром вміщується рухома щілина S_1 . На виході мас-спектрометра розташовується друга регульована щілина S_2 . Зміною ширини щілин можна регулювати роздільну здатність приладу, яка визначається як величина масового числа, при якому реалізовується повне розділення іонів, відмінних на 1 атомну одиницю маси (а.о.м.):

$$K = \frac{M}{\Delta M}, \quad (5.4)$$

де $\Delta M = 1$ а.о.м.

Для часопролітного мас-спектрометра вираз для роздільної здатності може бути записаний двома методами:

$$a) \quad K = \frac{r}{S_1 + S_2 + \sigma}, \quad (5.5)$$

де S_1 і S_2 - поперечні розміри вхідної і вихідної щілини в мас-спектрометрі; σ - загальне розширення іонного пучка, викликане спотворенням фокусування (сферична аберація), зіткненнями іонів з нейтральними молекулами залишкового газу, розсіюванням за рахунок деякого впливу об'ємного заряду, якщо таке є.

$$b) \quad K = \frac{t}{\Delta t}, \quad (5.6)$$

де Δt - тривалість імпульсу на приймачі:

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2 + \Delta t_3 + \Delta t_4, \quad (5.7)$$

причому Δt_1 зумовлене розходженням ($\varphi \sim S_1 / L$) пучка іонів на вході в мас-спектрометр; Δt_2 може виникнути від впливу об'ємного заряду; Δt_3 враховує тривалість лазерного імпульсу (цією величиною частіше за все можна нехтувати); Δt_4 відповідає кінцевій ширині частини енергетичного спектру, що вирізається щілиною S_2 .

З приведених вище виразів слідує, що для забезпечення хорошої роздільної здатності (наприклад, $K \sim 200$) необхідно збільшувати часопролітну відстань L , оскільки в цьому випадку $t = L/v$ збільшується, а розбіжність пучка іонів на вході в мас-спектрометр $\varphi \sim S_1 / L$ зменшується, знижується вплив об'ємного заряду. Однак збільшувати L понад міру не можна хоч би тому, що із зростанням L падає світлосила приладу, яка визначається як відношення кількості іонів, що попали на приймач, до їх повного числа:

$$\frac{N_i}{N_{0i}} = \left(\frac{R_0}{L} \right)^3, \quad (5.8)$$

де R_0 - первинний розмір плазми, рівний приблизно радіусу плями фокусування лазерного променя на мішені.

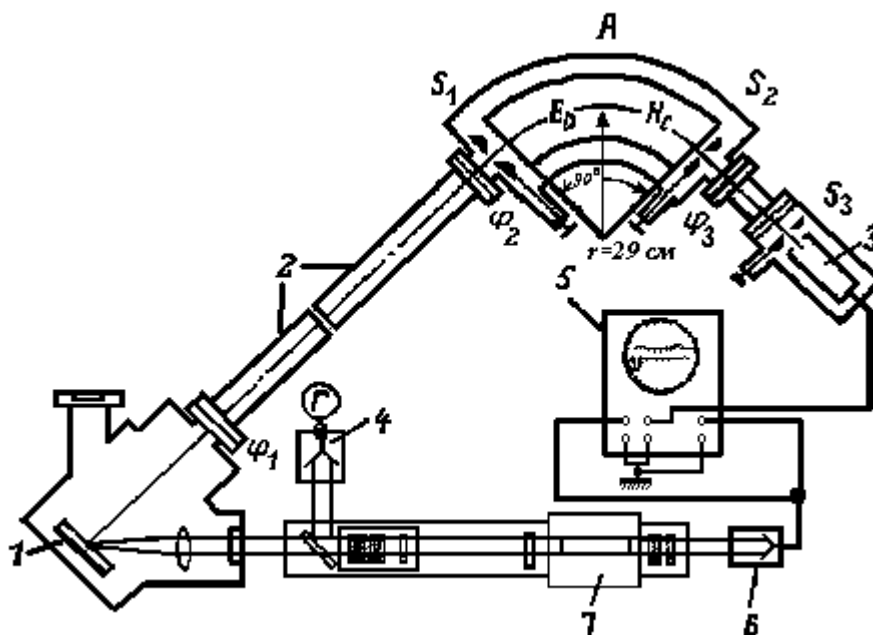


Рис. 5.13. Часопролітний мас-спектрометр: 1 - лазерне джерело; 2 - часопролітний аналізатор; 3 - електронний помножувач; 4 - калориметр; 5 - осцилограф; 6 - фотоелемент; 7 - лазер.

Важливою характеристикою мас-спектрометра є максимальна величина електричного або магнітного поля, оскільки вона визначає максимальні межі енергетичного розкиду часток, який охоплюється даним приладом. Хороші мас-спектрометри для аналізу лазерної плазми мають електричні поля $10-15$ кВ і магнітні поля $H \sim 0,5$ Тл.

Магнітний мас-спектрометр

Найпростіший магнітний мас-спектрометр, який широко застосовується для аналізу іонів лазерної плазми, являє собою секторний електромагніт з однорідним полем, в яке вміщена вакуумна камера з немагнітного матеріалу (наприклад, з нержавіючої сталі). Магнітне поле, яке створюється в проміжку h міжполюсного простору, пов'язане, як відомо, з кількістю ампер-витків NI обмотки електромагніту (приблизно $NI=Hh$).

Розглянемо рівняння руху іона, який потрапив через вхідну щілину S_1 в міжполюсний простір і рухається по центральній траєкторії до щілини S_2 .

$$\frac{Mv^2}{R} = \frac{zevH}{c} \quad (5.9)$$

де R - радіус центральної траєкторії; $v=L/t$ - швидкість іона, яка визначається як відношення часопродітної відстані t (в сумі з відстанню до іонного детектора) до часу прольоту, який визначається по осцилограмі іонного струму на детекторі.

З цієї формули видно, що при даному H на детектор попадуть лише іони з певним відношенням імпульсу до заряду:

$$\frac{Mv}{ze} = \frac{RH}{c}. \quad (5.10)$$

При аналізі іонів одного елемента періодичної системи час приходу іонів з різними зарядами обернено пропорційний z :

$$t_z = \frac{MLc}{zeRH}, \quad (5.11)$$

що добре видно на рис. 5.14, де представлена типова осцилограма іонного сигналу.

На практиці доводиться мати справу з пучками іонів, які мають деякий кут розходження, тому виникає необхідність в фокусуванні таких пучків по напрямку.

Можливі конфігурації однорідних магнітних полів, які задовольняють вимогам дисперсії іонів за масою або зарядом і дають можливість фокусувати іони по напрямку. Найбільш поширеними конфігураціями є симетричні системи секторного типу з відхиленням пучка часток на 60, 90, 180 градусів.

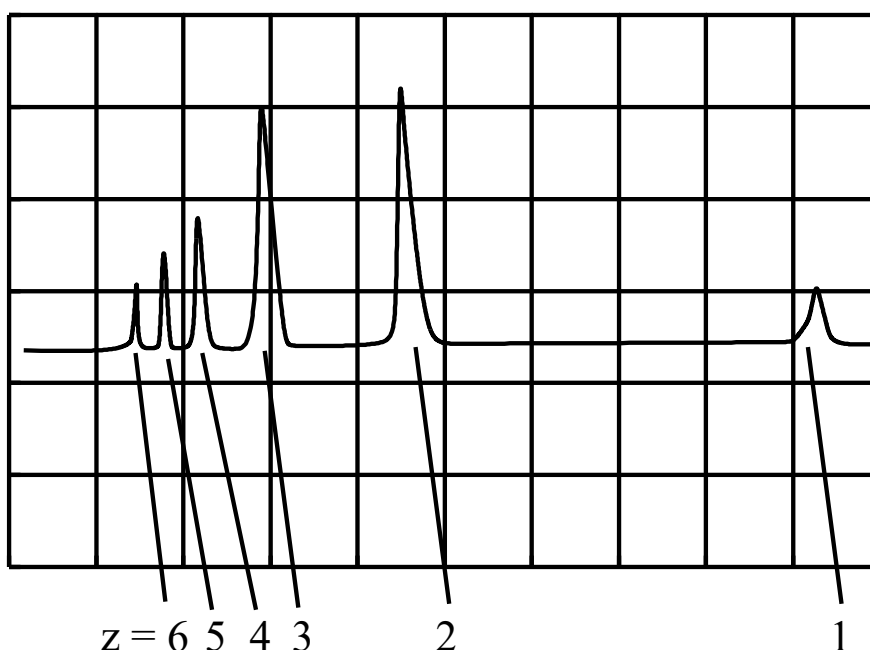


Рис. 5.14. Осцилограма іонного сигналу.

На рис. 5.15 зображено хід моноенергетичного слабозбіжного пучка іонів, які слабо розходяться. Ці іони вийшли з точки S_1 - і зфокусовані в точці S_2 . Пучок іонів входить і покидає магнітне поле перпендикулярно до його меж. У цьому випадку рівняння для так званого фокусування першого порядку має вигляд:

$$r \sin \varphi + l_1 \cos \varphi + l_2 (\cos \varphi - l_1 / r \sin \varphi) = 0, \quad (5.12)$$

де l_1 - відстань від джерела іонів до межі поля; l_2 - відстань від вихідного кордону поля до детектора іонів. Для секторного магніта з $\varphi = 90^\circ$ це рівняння зводиться до $r^2 = l_1 \cdot l_2$.

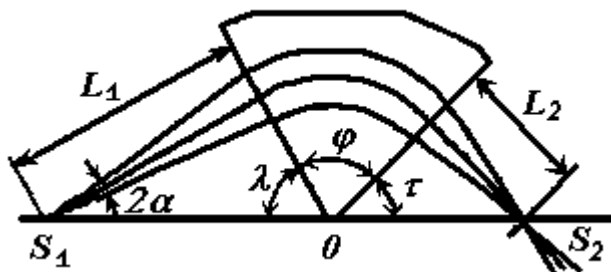


Рис. 5.15. Хід іонних пучків в однорідному магнітному полі.

Таким чином, знаючи відстань від мішені до вхідної межі поля, можна визначити l_2 , тобто положення детектора іонів, при якому внаслідок фокусування іонів буде забезпечуватися найбільша світлосила приладу.

Електростатичний аналізатор

Розглянемо моноенергетичний пучок іонів, які влітають під кутом θ в однорідне електростатичне поле. Вмістимо початок координат на вхідну щілину S_f (рис. 5.16). Нехай початкова швидкість іонів v_0 з рівняння динаміки:

$$Ma = z e E. \quad (5.13)$$

Із звичайних кінематичних співвідношень отримуємо відстань по осі X від S_1 , до точки, в яку попадуть іони з даним зарядом z і даною енергією:

$$I_z = \frac{v_0^2 \sin 2\theta}{a} = \frac{v_0^2 \sin 2\theta \cdot M}{zeE} = \frac{2(\varepsilon/z) \sin 2\theta}{eE} = \frac{2(\varepsilon/z) \sin 2\theta}{ev \frac{1}{d}}, \quad (5.14)$$

де V - напруга на конденсаторі, який створює поле; d - відстань між обкладинками конденсатора; ε - енергія іонів, які влітають в поле.

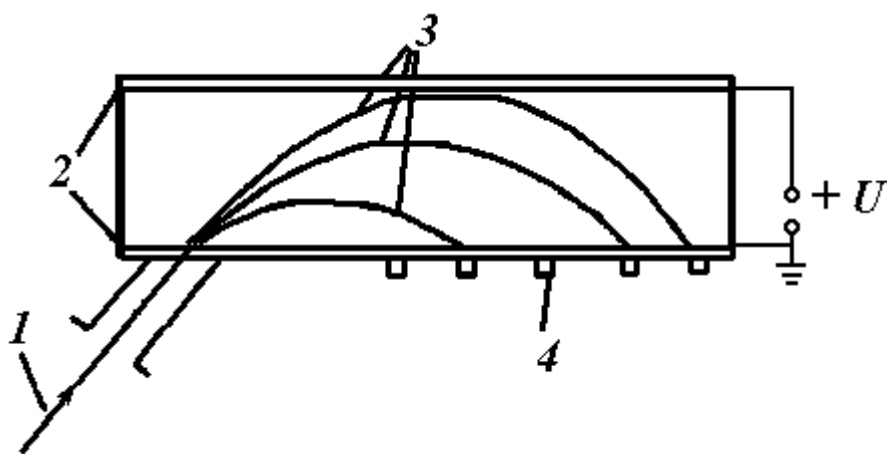


Рис. 5.16. Багатоканальний електростатичний мас-спектрометр: 1 - пучок іонів; 2 - обкладинка конденсатора; 3 - траєкторії іонів; 4 - детектори.

Таким чином, іони з різними енергіями і зарядами будуть приходити в різні точки осі x . Якщо на осі x розташувати m детекторів з вхідними щілинами S_m , то за один постріл лазера можна отримати m точок енергетичного спектру іонів кожного заряду.

Роздільна здатність такого аналізатора визначається величиною щілин S_1 і S_m і відстанню між ними:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{S_1 + S_m}{l_m} \cdot \quad (5.15)$$

У наш час в експериментах з багатозарядними іонами використовуються і інші типи електростатичних аналізаторів, наприклад, циліндричні секторного типу з кутом повороту пучка 90° .

Для аналізу швидких ($E \geq 50 \text{ кеВ}$) іонів застосовуються спектрографи Томпсона, багатоканальні аналізатори, однак роздільна здатність таких приладів недостатньо велика.

Побудова енергетичних і кутових спектрів іонів. Визначення повної кількості іонів

Початковими експериментальними даними для побудови вказаних спектрів є "амплітуди" іонних сигналів кожного заряду і значення часу, в які іонні сигнали поступають на детектор. Ці відомості одержують з осцилограм, з допомогою лазерного мас-

спектрального приладу. Для детектора іонів з площею A розділений у часі сигнал рівний:

$$I_m(t) \approx \int_0^{\infty} \varepsilon j(E, t) dE, \quad (5.16)$$

де ε - ефективність детектора; $j(E, t)$ - потік часток на 1 см^2 в одиничному інтервалі енергій. Якщо детектор використовується з аналізатором, то вираз для сигналу, який вимірюється має вигляд:

$$I_m(E_0, t) = \int_{E_0 - \frac{\Delta E}{2}}^{E_0 + \frac{\Delta E}{2}} \int_{\Delta\Omega} \varepsilon \frac{\partial j(E_0, t)}{\partial \Omega} d\Omega dE \approx \varepsilon \left[\frac{\partial j(E_0, t)}{\partial \Omega} \right] \Delta E \Delta\Omega, \quad (5.17)$$

де ΔE - характерна для аналізатора смуга пропускання по енергіях; $\Delta\Omega$ - характерний вхідний тілесний кут, під яким аналізатор "бачить" плазму. Для плазми, яка рухається з постійною направленою швидкістю, маємо:

$$\frac{\partial j(E_0, t)}{\partial \Omega} \Delta\Omega \approx n_0(E_0) v S_1, \quad (5.18)$$

де $n_0(E_0)$ - щільність часток з енергією E_0 в одиничному енергетичному інтервалі; v - їх направлена швидкість; S_1 - площа вхідної щілини. Таким чином, у розглянутому випадку отримуємо:

$$n_0(E_0) = \frac{I_m(E_0, t)}{\Delta E \cdot \varepsilon \cdot S_1} \cdot \left(\frac{2E_0}{M} \right)^{-1/2}. \quad (5.19)$$

У нашому випадку $\Delta E \sim E_0$ і формула приймає вигляд:

$$n(E_0) \sim \frac{I_m(E_0, t) \sqrt{M}}{E_0^{3/2} \cdot \varepsilon \cdot S_1}. \quad (5.20)$$

У процесі експерименту за побудовою енергетичного розподілу іонів, використовуючи часопролітний мас-спектрометр, знімається залежність $I_m(t)$, тобто залежність струму іонів як функція від часу прольоту на реєстратор. Тоді очевидно, що повна кількість часток

даного заряду і маси, що попали в тілесний кут установки, може бути знайдена наступним чином:

$$N_{z,M} \sim \int_0^{\infty} I_m(t) \frac{1}{\varepsilon(M, z)} dt. \quad (5.21)$$

За цією формулою легко розрахувати інтегральні характеристики іонів. Формула (5.21) написана в припущенні, що імпульс іонного струму з мішені у часі являє собою дельта-функцію. Тоді кінцева ширина імпульсу на детекторі зумовлена розподілом іонів за початковими швидкостями. Це припущення є виправданим, оскільки ширина імпульсу іонного струму на приймачі набагато більша тривалості лазерного імпульсу, протягом якого відбувається іонна емісія, і набагато менша часу прольоту через систему.

Покажемо перехід від (5.21) до виразу для функції розподілу іонів за енергіями $n(E) = \Delta N / \Delta E$. Зрозуміло, що:

$$E = \frac{M}{z} \left(\frac{l}{t} \right)^2, \quad (5.22)$$

де l - довжина часово-пролітного проміжку, t - час прольоту іона на реєстратор. Отже,

$$dt = \frac{\sqrt{M}}{E^{3/2}} dE. \quad (5.23)$$

Підставляючи цей вираз в (5.12) отримуємо:

$$N_{z,M} \sim \int_0^{\infty} \frac{I_m \sqrt{M}}{\varepsilon(M, z) E^{3/2}} dE. \quad (5.24)$$

З іншої сторони, очевидно, що $N = \int_0^{\infty} \frac{\partial N}{\partial E} dE$.

З порівняння двох останніх формул отримуємо вираз аналогічний (5.21), який дає вигляд функції розподілу іонів за енергіями через величину, що експериментально вимірюється:

$$n_{z,M} = \frac{I_m \sqrt{M}}{E^{3/2} \varepsilon(M, z)}. \quad (5.25)$$

Зупинимось детальніше на величині коефіцієнта вторинної емісії ε , який характеризує собою кількість електронів, які вибиваються іонами з поверхні детектора (першого динода ВЕП або з мішені в детекторі Делі).

У загальному випадку ε залежить від енергії, маси і заряду іонів. У літературі існують суперечливі відомості про залежність ε від цих параметрів, однак більшість авторів вважають, що $\varepsilon \sim \frac{z}{\sqrt{M}}$, а залежність ε від енергії іонів в області більше 2 кеВ досить слаба. Тому при побудові енергетичних спектрів для іонів однієї маси застосовується компромісна формула:

$$n_z \sim \frac{I}{E^{3/2} z}. \quad (5.26)$$

Для побудови кутових розподілів необхідно отримати енергетичні спектри іонів, які розлітаються під різними кутами відносно нормалі до лазерної мішені. Для цього потрібно або розташовувати детектор під різними кутами, або застосовувати спеціальну систему обертання мішені, що забезпечує незмінний кут падіння лазерного променя на мішень при одночасній зміні її орієнтації. Отримані в таких умовах енергетичні спектри інтегруються за енергіями:

$$N_z^\varphi = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\partial N(z)}{\partial E} dE. \quad (5.27)$$

Потім у полярних координатах відкладаються значення N_z^φ (див. рис. 5.17). Знання кутових розподілів дозволяє розрахувати повну кількість іонів кожного заряду, які розлітаються в напівпростір, обмежений площиною мішені (рис. 5.17). Шукається значення інтегралу:

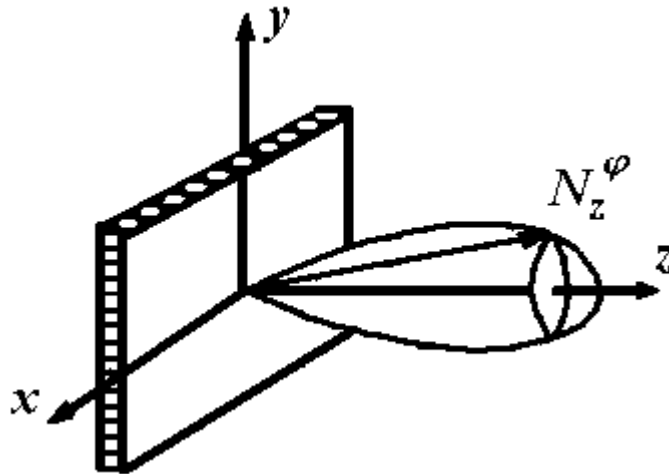


Рис. 5.17. До розрахунку повної кількості іонів, що розлітаються в напівпростір.

$$N_z = \int \frac{\partial N}{\partial \Omega} d\Omega, \quad (5.28)$$

де тілесний кут $d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\theta$. Оскільки залежність $M(\varphi)$ і $N(\varphi)$

однакові, то $N_z = 2\pi N(0^0) \int_0^{\pi/2} \frac{N_z^\varphi(\varphi^0)}{N_z(0^0)} \sin \varphi d\varphi$, де N_z^φ - інтеграл по енергетичному спектру, вимірюваному під кутом φ до нормалі (5.14).

Застосування теорії випадкових помилок для ряду непрямих вимірювань дозволяє розрахувати похибку визначення інтегральних характеристик іонів, яка звичайно складає біля 30%.

ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ

1. Які існують методи діагностики нестационарної плазми і в чому полягає їх особливість?
2. Дайте характеристику методів багатокадрового тіньового фотографування, шлірен-методу і методів високошвидкісної інтерферометрії та голографії.
3. В чому полягають методи пасивної і активної корпускулярної діагностики багатозарядних іонів ?
4. Поясніть сутність колекторних або зондових вимірювань параметрів лазерної плазми.
5. Які умови застосування зондової методики?
6. В чому суть методу лазерної часопротітної мас-спектрометрії ?
7. Від яких параметрів залежить роздільна здатність методу часопротітної мас-спектрометрії?

8. Дайте характеристику і опишіть принцип роботи електростатичного аналізатора.
9. Які особливості побудови енергетичних і кутових спектрів іонів, та визначення їх повної кількості?
10. Яка величина похибки визначення інтегральних характеристик іонів?

ЛІТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. -М.: Физматгиз, 1961. -238 с.
2. Лукьянов С.Ю. Высокотемпературная плазма и управляемый термоядерный синтез. -М.: Атомиздат, 1973. -351 с.
3. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. -М.: Мир, 1974. -543 с.
4. Романовский М.К. Введение в физику высокотемпературной плазмы. -М.: Изд. МИФИ, 1970. -431 с.
5. Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Отражение и поглощение мощного излучения в лазерной плазме. Труды ФИАН. 1976. Т.85. -С. 231-235.
6. Хадлстоун Р. Диагностика плазмы. -М.: Изд. иностр. литер., 1966. -334 с.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн. -М.: Наука, 1966. -243 с.
8. Шиканов А.С. Взаимодействие мощного излучения с плазмой. -Труды ФИАН. 1978. Т.103. -С. 2351.
9. Методы исследования плазмы. / Под ред-Лохте-Хольтгревена. - М.: Наука, 1967. -423 с.
10. Сысоев А.А., Чупахин М.С. Введение в масс-спектрометрию. -М.: Атомиздат, 1977. -231 с.
11. Лазеры и термоядерные проблемы. / Под ред. Б.Б. Кадомцева. - М.: Атомиздат, 1973. -342 с.
12. Прохоров А.М, Пашинин С.И. УФН. 1976. Т.119, в.3. -С. 401.
13. Проблема лазерного термоядерного синтеза. -М.: Атомиздат, 1976. -232 с.
14. Бегляков Н.Н., Сартори А.В., Прорвич В.А. Экспериментальные методы ядерной физики. -М.: Атомиздат, 1978. -251 с.

15. Столярева Е.Л. Нейтронные спектрометры и их применение в прикладных задачах. -М.: Атомиздат, 1969. -456 с.

6. ПРАКТИЧНЕ ЗАСТОСУВАННЯ ЛАЗЕРНОЇ ПЛАЗМИ

- 6.1. ПРОБЛЕМА ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ
- 6.2. ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА БАГАТОЗАРЯДНИХ ІОНІВ І ЯДЕР ДЛЯ ПРИСКОРЮВАЧІВ
- 6.3. ЛАЗЕРНИЙ ЕЛЕМЕНТНИЙ АНАЛІЗ
- 6.4. ЛАЗЕРНЕ ДЖЕРЕЛО М'ЯКОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ
- 6.5. ЛАЗЕРНИЙ ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНІВ

В розділі описана області застосування плазми і основні проблеми пов'язані з її використанням.

6.1. Проблема лазерного термоядерного синтезу

Проблема керованого термоядерного синтезу (КТС) є однією з центральних в сучасній фізиці.

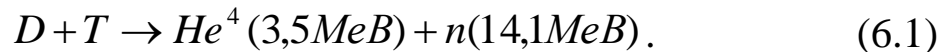
Інтенсивні дослідження по КТС почалися з 1950 р. після того, як була сформульована ідея магнітного утримання і термоізоляції високотемпературної плазми. Однак до цих пір ще ні на одній з установок не досягнутий потрібний для протікання термоядерної реакції час утримання плазми τ , а точніше не досягнутий так званий критерій Лоусона $n\tau \geq 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Тільки при виконанні цього критерію в дейтерієво-тритієвій плазмі за рахунок ядерних реакцій може вивільнитися енергія, яка перевершує теплову енергію самої плазми.

У 1964 р. вперше М.Г.Басов і О.М.Крохін висунули ідею про використання випромінювання лазера для виробництва гарячої плазми. Специфіка лазерного нагрівання полягає в тому, що плазма нагрівається випромінюванням лазера до виключно високих температур при високій щільності ($n_e \sim 10^{15} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$), втримати таку плазму при сучасному рівні техніки виявляється неможливим. Однак, з точки зору КТС, в магнітному утриманні тут немає необхідності, оскільки, наприклад, для плазми з $n_e \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$, згідно з критерієм Лоусона, потрібний час для утримання $\tau \sim 10^{-9} \text{ с}$, а такий час реалізується автоматично при об'ємі плазми з радіусом $\sim 0,1 \text{ см}$: при термоядерних температурах $\sim 10 \text{ кеВ}$ швидкість розльоту плазми

у вакуум складає $\sim 10^8$ см/с і відповідно, при вказаному розмірі плазми час "інерціального" утримання складу $\sim 10^{-9}$ с.

Для оцінки порогової енергії лазера, необхідної для реалізації КТС, розглянемо нагрівання малої частки з радіусом R , яка складається з твердої DT -суміші, з метою створити реакцію:



Час інерціального утримання плазми визначається часом її вільного розльоту $\tau \sim R / v_s$, де $v_s = (2kT / M)^{1/2}$ - швидкість звуку.

Для того, щоб енергія, яка вивільняється внаслідок злиття ядер, перевищила тепло, необхідне для розігрівання плазми до термоядерної температури, необхідно виконати умову:

$$n_D \cdot n_T < \sigma \cdot v > E_s \tau \geq \frac{3}{2} kT (n_D + n_T + n_e), \quad (6.2)$$

де n_D , n_T - концентрації ядер дейтерію і тритію: $\sigma \cdot v$ - усереднений по Максвелівському розподілу добуток перетину реакції синтезу на швидкість ядер; E_s - енергія, яка виділяється в процесі злиття двох ядер. Враховуючи, що $n_D = n_T$, а $v = R / \gamma_s$, отримаємо:

$$nR \geq \gamma \cdot f(T), \quad (6.3)$$

де γ - коефіцієнт, пов'язаний з геометрією розльоту плазми, а $f(T)$ - функція температури, яка має мінімум при $T = 20$ кеВ. Для позитивного енергетичного балансу необхідно, щоб $nR \geq 2 \cdot 10^{22}$ см⁻².

При щільності DT -суміші, рівній щільності твердого водню $N \sim 5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ вказана умова дає $R \approx 0,5$ см. Енергія, необхідна для розігрівання частинки суміші такого розміру, як показують оцінки, повинна бути біля 10^8 Дж. Оскільки ККД сучасних лазерних систем складає $\sim 0,1 \div 3\%$ (для твердотільних лазерів), то реально потрібні ще більші значенні енергії:

$$Q \geq 10^8 \cdot k^{-3} (n_s / n), \quad (6.4)$$

де k - ККД лазера; n_s / n - відношення щільності твердого водню n_s до щільності плазми. Таким чином, для отримання термоядерної реакції необхідно використати плазму, стиснену до щільності, що перевищує у багато разів щільність твердого водню, що виключно важко.

Протягом 70-х років була розвинена ідея використання лазерного випромінювання не тільки для нагрівання плазми, але і для її одночасного стиснення з використанням сферичного опромінення мішені у вигляді кулі.

За допомогою програмованого в часі режиму сферичного опромінення і з використанням реактивної сили гарячої плазмової корони, що розлітається можна майже адіабатично стиснути центральне ядро мішені до щільності, яка перевищує в $10^2 \div 10^4$ разів щільність твердого водню і ініціювати таким чином термоядерний мікрОВибух з позитивним виходом енергії.

У такій схемі порогова лазерна енергія знижується на багато порядків і попадає в інтервал $10^3 \div 10^4$ Дж при тривалості імпульсу $\sim 10^{-10}$ с. Як показують розрахунки, для максимального стиснення мішені потрібне наростання потужності лазерного імпульсу у часі згідно із законом:

$$q = q_0 / (1 - t / \tau)^2, \quad (6.5)$$

де $q_0 \sim 10^{12}$ Вт; $\tau \sim 10^{-8}$ с.

Це означає, що спочатку мішень порівняно повільно стискується при відносно невеликій потужності лазера і лише потім (за час $\sim 10^{-10}$ с) вкладається основна частина енергії, що йде як на подальше стиснення, так і на нагрівання.

На рис. 6.1 приведена залежність різних величин від радіуса R в короні лазерної плазми. На рис. 6.2 показаний часовий профіль імпульсу лазера, необхідний для адіабатичного стиснення.

Вказаний режим реалізується при порівняно невеликих енергіях "підпалу" ($\sim 10^5$ Дж), при порівняно низькій температурі плазми (~ 1 кеВ). Сама мішень виявляється при цьому вельми простою: це кулька з хорошою симетрією (з точністю до 1%). Складність цього режиму складається в програмуванні часового ходу лазерного імпульсу.

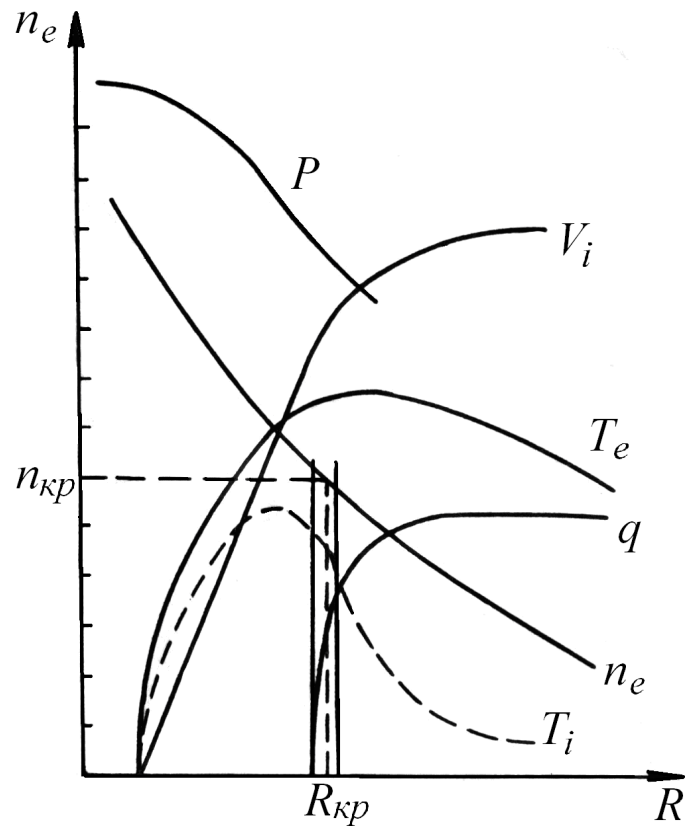


Рис. 6.1. Залежність тиску, щільності, швидкості, температури іонів і електронів від радіуса в короні лазерної термоядерної плазми.

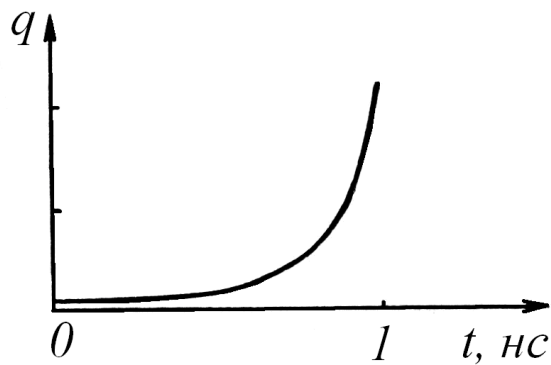


Рис. 6.2. Часовий профіль лазерного імпульсу при адіабатичному стисненні.

Альтернативним підходом є стиснення термоядерного пального важкою оболонкою мішені, отже, використання так званих "оболонкових" мішеней. У цьому варіанті може використовуватися

лазерний імпульс простої форми і наносекундної тривалості, однак технологічні складності у виготовленні мішеней зростають.

Чисельні розрахунки, проведені в ФІАН Росії і ІПМАН Росії показали, що кінцеві стани, відповідальні виникненню термоядерної реакції, можуть бути отримані при енергії лазера $10^3 \div 10^4$ Дж і для мішені, яка складається з газоподібної *DT*-суміші, яка заповнює тонку сферичну скляну оболонку.

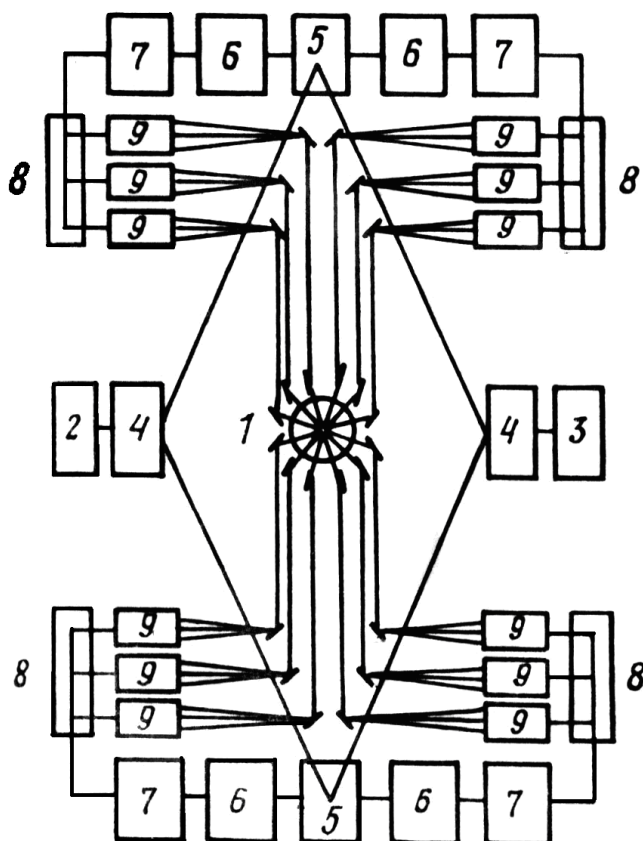


Рис. 6.3 а. Схема установки "Дельфін": 1 - вакуумна камера; 2, 3 - генератори імпульсів; 4 - 9 - системи підсилювачів.

У наш час для експериментів по лазерному термоядерному синтезу створені і знаходяться в тій або іншій мірі готовності величезні багатопучкові лазерні установки на основі лазерів на *Nd*-склі. Наприклад: "Дельфін" (ФІАН Росія) з енергією 10 кДж (12 пучків) (рис. 6.3 а і 6.3 б), Shiva (США) з енергією 10 кДж (20 пучків) і ін.

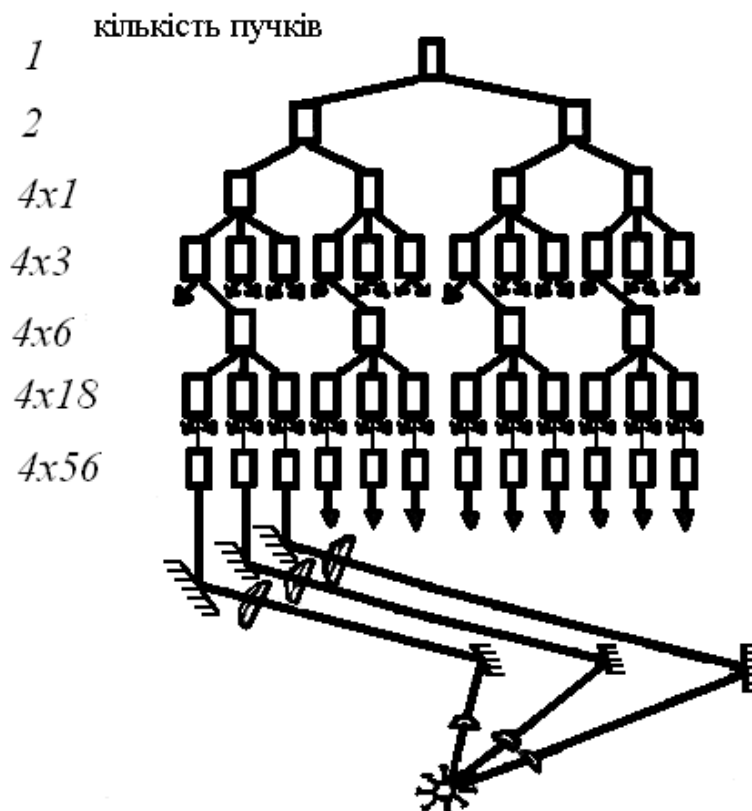


Рис. 6.3 б. Схема розгалужень пучків на установці "Дельфін".

У 1978 р. був зареєстрований нейтронний вихід на рівні 10^7 нейтронів за імпульс лазера. У експериментах такого роду важливий і ряд допоміжних методичних моментів, таких, як екранування нейтронних детекторів від рентгенівських і світлових квантів, використання різних методів реєстрації і діагностики нейтронів.

Для практичного використання лазерного термоядерного синтезу (у разі успіху в принципових експериментах) будуть потрібні лазери з енергією в імпульсі $10^5 \div 10^6$ Дж і з ККД до 10%. У зв'язку з цим велике зацікавлення викликають імпульсні лазери високого тиску на CO_2 . На жаль, поки що техніка керування параметрами імпульсу, елементна база і оптичні матеріали для $\lambda = 10,6$ мкм розвинені гірше, ніж для $\lambda \sim 1$ мкм.

Великий інтерес представляють також хімічні лазери на основі реакції $H_2 + F_2 = 2HF^*$ (або $H_2 + F_2 = 2DF^*$). Останні успіхи в

створенні таких лазерів (ККД ~ 10%) роблять хімічні лазери вельми перспективними для кола задач, що обговорюються.

Можливо, що згодом виявиться корисним і застосування фотодисоційних йодних та ексиплексних лазерів.

6.2. Лазерні джерела багатозарядних іонів і ядер для прискорювачів

Експерименти по реєстрації в лазерній плазмі багатозарядних іонів і дослідженню характеристик іонної емісії показали, що лазерна плазма є ефективним джерелом таких іонів і може бути використана для інжекції іонів і ядер в прискорювальній установці.

Принциповий пристрій лазерного інжектора вперше був запропонований в 1973 р. Переваги такого інжектора, засновані на фізичних особливостях утворення і розльоту лазерної плазми, наступні:

- можливість отримання іонів будь-яких елементів періодичної таблиці Менделєєва з високою зарядністю;
- вельми вузький кутовий розподіл багатозарядних іонів;
- досить велика кількість іонів і ядер;
- порівняльна простота пристрою.

Як звичайно, для введення іонів лазерної плазми в тракт прискорення потрібні деякі заходи, пов'язані з формуванням іонних пучків. Внаслідок вивчених експериментальних фізичних особливостей лазерної плазми ці заходи значною мірою спрощуються в порівнянні з існуючими.

1. Лазерна плазма розлітається у вигляді квазінейтрального згустка, в головній частині якого рухаються іони вищих зарядностей і ядра. Тому екстракція іонів проводиться з поверхні плазми (екстракція іонів з об'єму плазми представляла б значну проблему). Для екстракції іонів і їх відділення від електронної компоненти можливе застосування витягуючих пристроїв у вигляді системи діафрагм, які нарівні з виділенням іонної компоненти вирізають тілесний кут, відповідний розльоту багатозарядних іонів і ядер.

2. Багатозарядні іони і ядра лазерної плазми мають значний енергетичний розкид, однак звуження енергетичного спектру потрібно лише при інжекції в прискорювачі типу циклотронів і то

лише у випадку, коли захоплення іонів з необхідною для режиму прискорення енергією не забезпечує потрібної кількості іонів.

Для лінійних прискорювачів енергетичний розкид іонів і ядер лазерної плазми складає частки процента від енергії інжекції і не є перешкодою для захоплення в режим прискорення.

3. Об'ємний заряд іонного пакета лазерної плазми при великій кількості іонів може бути великим, оскільки тривалість іонного пакета приблизно рівна тривалості випромінювання лазера, тобто ~ 10 нс. Це може призвести до втрат іонів при інжекції. З метою зниження об'ємного заряду потрібно, при необхідності, збільшити тривалість іонного пакета. Тут зручним є використання широкого енергетичного розподілу багатозарядних іонів і ядер: при проходженні спеціальної часопролітної відстані тривалість пакета іонів, що мають енергетичний розкид, зростає, що і приводить до зниження об'ємного заряду. Застосування часопролітного каналу є найпростішим і ефективним способом збільшення тривалості іонного пакета.

Крім того, у разі необхідності додаткове гальмування плазмового згустку можна здійснити за допомогою поперечного магнітного поля.

Збільшення тривалості іонного пакета можна отримати також за допомогою поздовжнього неоднорідного магнітного поля; при цьому тривалість пакета формується за рахунок того, що іони, які розлітаються під різними кутами в межах відповідного кутового розподілу, отримують різну поздовжню швидкість при проходженні поля.

Всі перераховані методи були успішно реалізовані експериментально.

4. Застосування часопролітного каналу дещо обмежує вхідну апертуру прискорювального тракту, однак використання поздовжнього магнітного поля компенсує це обмеження. Крім того, вузький кутовий розподіл іонів вищих зарядностей і ядер сприяє проходженню часопролітної відстані без істотних втрат.

У всіх практично реалізованих модифікаціях лазерний інжектор містить лазер, оптичну систему, що фокусує світло на мішень, і власне мішень, розміщену у вакуумному об'ємі, який з'єднується з каналом введення іонів в прискорювач.

Застосування лазерного інжектора на циклотроні

Лазерний інжектор уперше був реалізований на циклотроні з використанням методу "внутрішньої" інжекції, коли випромінювання лазера вводиться всередину циклотрона і фокусується на мішень, розташовану в центрі магнітного поля циклотрона між дуантами.

Схема експерименту показана на рис. 6.4. Вибір мішені (TiD) і режим прискорення визначилися прискорювачем.

У випадку, що розглядається, витягування іонів і відділення електронної компоненти успішно проводилася дією високочастотного електричного поля без застосування яких-небудь спеціальних пристроїв, що і було показано експериментально.

Внаслідок експериментів було отримано прискорення іонів D^+ , утворених в лазерному джерелі.

Лазерна інжекція в циклотрон може проводитися і "зовнішнім" способом. Таке зовнішнє введення іонів можна реалізувати на прискорювачах типу У-200, У-300, У-400, які мають вертикальний канал, що проходить через ярмо і захист магніту і призначений для вертикального введення іонного джерела. По цьому каналу від лазерного інжектора, розташованого поза циклотроном, пучок багатозарядних іонів може бути введений в прискорюючий простір між дуантами, причому сам вертикальний канал, розташований паралельно магнітному полю, як впливає з сказаного раніше, здатний виконувати призначення формуючого пристрою для збільшення тривалості іонного пакету і зниження об'ємного заряду.

Застосування лазерного інжектора на лінійному прискорювачі

Найбільш вдало фізичні особливості лазерної плазми використовуються в лазерному інжекторі в поєднанні з лінійним прискорювачем. Уперше в світі випробування такого інжектора проводилися на лінійному прискорювачі ЛУ-20.

Як система, що збільшує тривалість іонного пакета, був використаний часопролітний канал довжиною 2 м з додатковим гальмуванням і розтяганням іонного пакета поздовжнім магнітним полем.

Для екстракції, фокусування і попереднього прискорення іонів застосовувався фор-інжектор лінійного прискорювача. При прискорюючому потенціалі на фор-інжекторі (400 - 500 кВ)

відношення енергетичного розкиду багатозарядних іонів до енергії інжекції склало частки відсотка і розкид не перешкоджав захопленню іонів в режим прискорення. Можливість використання фор-інжектора для формування іонного пучка досліджувалася заздалегідь.

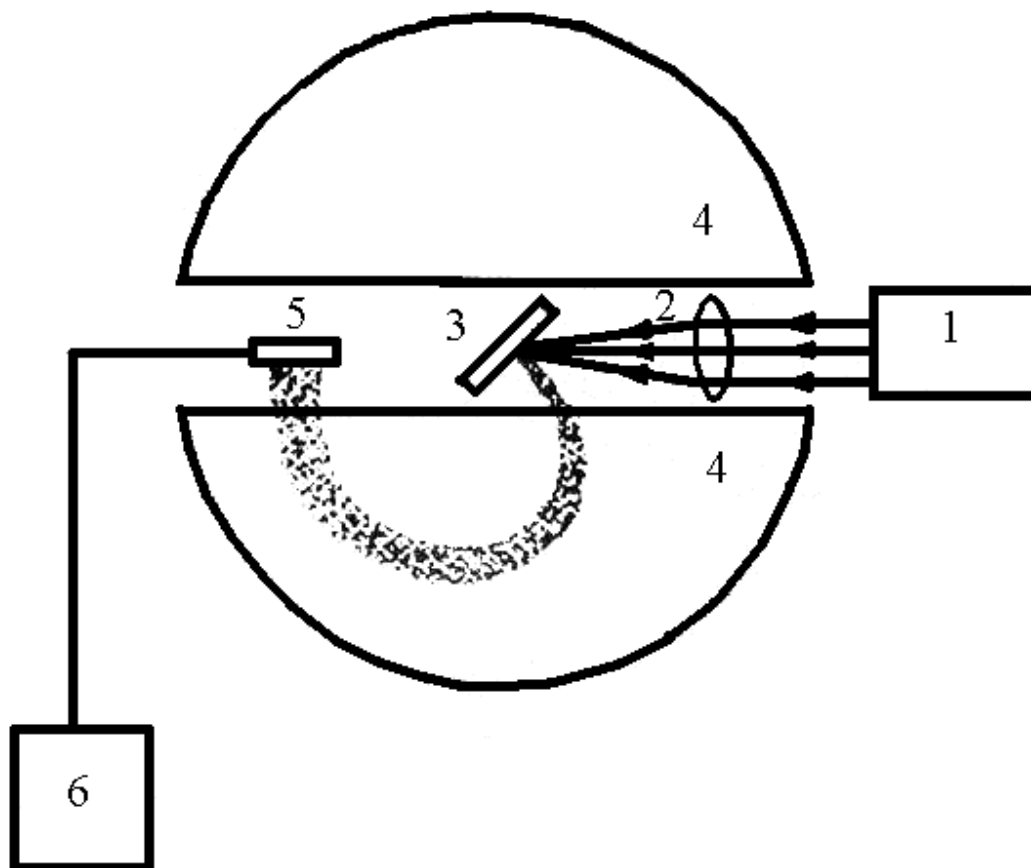


Рис. 6.4. Схема установки лазерного джерела іонів для циклотрона: 1- лазер; 2 - лінза; 3 мішень; 4 - дуанти циклотрона, 5 - детектор іонів, 6 - осцилограф.

Внаслідок експериментів було отримано прискорення отриманих в лазерній плазмі ядер дейтерію, вуглецю і алюмінію. Кількість ядер дейтерію на виході прискорювача ЛУ-20 склала за імпульс лазера $\sim 10^{11}$, ядер вуглецю $1,6 \times 10^8$ і ядер алюмінію 4×10^6 .

Застосування лазерного інжектора на синхрофазотроні

Особливий інтерес представили випробування лазерного інжектора в експериментальному експлуатаційному режимі в сукупності з всією прискорюючою системою ЛВЕ, включаючи синхрофазотрон (рис. 6.5). Лазерний інжектор був встановлений

замість джерела іонів, що раніше застосовувався (дуоплазмотрон). Лазер, застосований в інжекторі, забезпечував необхідний потік випромінювання на змінних мішенях з дейтрированого поліетилену і вуглецю. Частота роботи інжектора становила 1 хв^{-1} .

Налаштування прискорючої системи і її вихід в режим прискорення проводилися з використанням дейтронів лазерної плазми. Потім після заміни мішені в тракт прискорення були введені ядра вуглецю, створенні в лазерному інжекторі, і проведено їх прискорення.

У таблиці 6.1 показані кількості дейтронів і ядер вуглецю за один імпульс лазера в різних точках прискорювальної системи: після лінійного прискорювача (точка А на рис. 6.5), в кільці синхрофазотрона після 100 мс прискорення (точка В) і на виході синхрофазотрона після закінчення повного циклу прискорення, що триває 3 с. (точка С).

Уперше в світі в січні 1976 року пучок складних ядер вуглецю, отриманих з допомогою лазерного інжектора, був прискорений до релятивістської енергії 50 Гев і виведений з синхрофазотрона на шари ядерних фотоемулсій, де і були зафіксовані множинні сліди розкладу ядер фотоемулсії (срібла) при зіткненнях з ядрами вуглецю з вильотом декількох десятків заряджених часток.

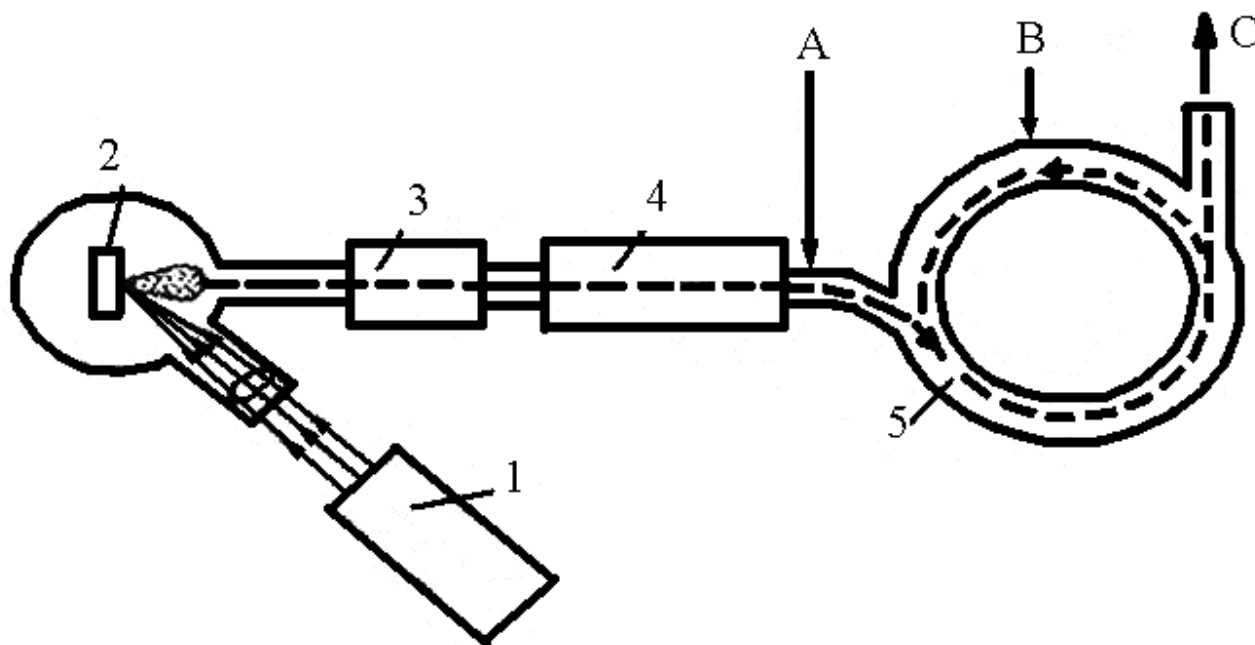


Рис. 6.5. Схема лазерного джерела іонів для синхрофазотрона: 1 - лазер; 2 - мішень; 3 - фор-інжектор; 4 - лінійний прискорювач; 5 - велике кільце синхрофазотрона.

Таблиця 6.1.

Кількість дейтронів і ядер вуглецю за один імпульс лазера в різних точках прискорювальної системи.

	A	B	C
D⁺¹	$\sim 10^{11}$	$\sim 2 \cdot 10^9$	$\sim 10^9$
C⁺⁶	$\sim 6 \cdot 10^8$	$\sim 10^6$	$\sim 10^{5+6}$

Перспективи використання лазерного інжектора багатозарядних іонів і ядер

Однією з актуальних проблем сучасної фізики є синтез далеких трансуранових елементів в області ядер із зарядом $z = 114$ і $z = 126$. Ця задача може бути вирішена тільки при умові отримання досить інтенсивних потоків важких багатозарядних іонів, прискорених до енергій, які перевершують кулонівський бар'єр.

У спробах отримати вказаний синтез застосовуються сучасні циклотрони, здатні прискорювати іони при певному відношенні A/z . (A - атомна вага, z - заряд іона) і по мірі збільшення атомної ваги потрібне збільшення їх зарядності. Для такого довершеного пристрою, як циклотрон У-400, з метою синтезу трансуранових елементів необхідне джерело важких іонів аж до урану, що забезпечує зарядності іонів в області ($20 \div 30$).

Існуючі в наш час джерела дугового типу, що застосовуються, дають зарядності біля 10. Застосування методу перезарядки (підвищення зарядності іонів при проходженні через металеву фольгу), як показали експерименти на тандемі циклотронів У-300, У-200, дозволяє суттєво збільшити зарядність важких іонів: отримані іонні пучки $Xe_{132}^{+24} \div Xe_{132}^{+30}$. Але, використання такого методу супроводять різкі втрати в інтенсивності пучків прискорених іонів.

Через малий поперечний переріз взаємодії при ядерних реакціях, які приводять до утворення відносно стабільних ізотопів, внаслідок синтезу трансуранових елементів потрібна значна інтенсивність прискорених іонів.

Всім вимогам, задовольняє лазерний інжектор багатозарядних іонів, в якому як іонне джерело використовується лазерна плазма.

Створення і застосування в інжекторі частотних лазерів на CO_2 цілком здатне забезпечити необхідні зарядності та інтенсивність

іонів, що вже підтверджено першими експериментами.

Найважливішим напрямом у вивченні будови матерії є сучасна релятивістська фізика - область багатобаріонних явищ, коли квадрати трьохвимірних імпульсів виявляються багато більшими квадратів їх маси. У цій області виявляється можливим спостереження незвичайних і надзвичайно інформативних ефектів, що відображають поведінку ядерної матерії в екстремальних умовах: надщільний стан речовини, ударні хвилі, кумулятивні ефекти.

Таким чином, для подальшого розвитку релятивістської ядерної фізики найбільш істотним в методичному відношенні завданням є створення інтенсивних джерел голих ядер.

Як впливає з експериментів, лазерний інжектор багатозарядних іонів і ядер по всіх фізико-технічних параметрах є саме таким джерелом.

6.3. Лазерний елементний аналіз

Практичні потреби диктують необхідність розробки універсальних методів, які дають змогу аналізувати речовини різної фізичної природи і які володіють при цьому сукупністю високої концентраційної і абсолютної чутливості.

Принципова можливість розробки лазерного елементного аналізу заснована на тому, що відмінність в кількості іонів різного сорту, що реєструються, добре помітна при малих світлових потоках, поступово згладжується при збільшенні щільності потоків до $10^9 \div 10^{10} \text{ Вт/см}^2$, коли реєструються в основному однозарядні іони. Параметри плазми, яка емітується при цьому, не залежать від властивостей мішені, а іонний склад плазми відповідає складу початкових матеріалів, що містяться в мішені.

Таким чином, з'являється можливість встановлювати стехіометричний склад і концентрації різних речовин: металів, діелектриків, напівпровідників і біологічних об'єктів.

Мас-спектрометричний аналіз з лазерним відбором і іонізацією проби розвивається в двох напрямках: часопротітна мас-спектрометрія і застосування мас-спектрометрів з подвійним фокусуванням. В обох випадках необхідно використати високопродуктивні лазерні джерела іонів, а отримані результати вказують на перспективність розвитку цих напрямів.

У експериментальному відношенні метод часопролітної лазерної мас-спектроскопії реалізовується поєднанням лазерного джерела іонів (лазер; система, що фокусує світло, мішень) з часопролітним мас-спектрометром, в якості енергетичного фільтра використовується багатоелектродна система, яка забезпечує дисперсію іонів за енергіями. Цей метод дає змогу провести концентраційний аналіз складу зразка (мішені) з чутливістю до $10^{-5} \div 10^{-7}$ атомних % і дає можливість експресного визначення стехіометрії кристалів з хорошою точністю. З допомогою часопролітних лазерних мас-спектрометрів можливо проводити пошаровий аналіз матеріалів з розділенням за глибиною менше за 0,01 мкм. Це вирішує проблему аналізу багатокомпонентних геологічних порід, а також контролю чистоти поверхонь.

В останній час велика увага приділялася методу газового аналізу домішок різних газів в твердих тілах: визначаються градієнти концентрації, вміст газів в шаруватих структурах і тонких плівках. Перевага такого методу очевидна, однак невелика світлосила спектрометра в поєднанні з лазерним джерелом іонів і невелике масове розділення (100 \div 200) в деяких випадках обмежують можливості методу.

Позитивні властивості лазерного способу відбору і іонізації проби при аналізі речовини виявляються найбільш повно при поєднанні лазерного джерела іонів з мас-спектрометром з часовим фокусуванням. Щоб збільшити продуктивність методу, знадобилося розробити принципово нове лазерне джерело іонів. За результатами фізичних досліджень була розрахована і сконструйована оптимізована система витягнення іонів і формування іонного пучка.

Можна вказати загальні характеристики методу лазерної мас-спектрометрії:

- висока універсальність методу, оскільки можливий аналіз зразків, що містять будь-які матеріали, будь-які елементи періодичної системи;
- висока стерильність світлового відбору проби із зразка;
- висока локальність (~ 1 мкм) і пошаровість (менше 0,01 мкм) відбору проби;
- малі витрати маси (- 0,1 мкг) і, отже, збереження зразка після аналізу;
- висока концентраційна і абсолютна чутливість (до 10^{-7} ат. % і до 10^{-12} г при часовому фокусуванні);

- максимальна із усіх мас-спектрометричних методів адекватність складу іонного пучка елементному складу об'єкта.

Даний метод може бути використаний для дослідження речовин в таких областях, як геологія і космохімія, медицина і біологія, металургія, матеріалознавство, рудна промисловість, археологія, криміналістика і в інших галузях науки і техніки.

6.4. Лазерне джерело м'якого рентгенівського випромінювання

Численні дослідження, проведені рядом експериментаторів, показали, що гаряча лазерна плазма випускає м'яке рентгенівське випромінювання, велика частина якого лежить в області довжин хвиль $2 \div 50 \text{ \AA}$. У залежності від потоку лазерного випромінювання і типу мішені міняється як сумарна інтенсивність рентгенівського випромінювання, так і його спектральний розподіл, однак переважання м'якого випромінювання зберігається в широкому діапазоні світлових потоків.

Коефіцієнт перетворення енергії лазерного імпульсу в енергію м'якого рентгенівського випромінювання лазерної плазми складає від сотих часток до 10 - 20% в залежності від падаючого світлового потоку.

Результати досліджень різних параметрів лазерної плазми дають змогу зробити висновок про можливість застосування такої плазми як джерела м'якого рентгенівського випромінювання, а дослідження його енергетичного виходу при помірних потоках випромінювання $10^{11} \div 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ вказали на можливість використання порівняно невеликих промислових лазерів.

Існують два способи отримання знімків тонких об'єктів в рентгенівських променях: мікрорентгенографія і тіньова проекційна рентгенівська мікроскопія. У мікрорентгенографії зразок розташовується впритул до реєструючої плівки, і просторове розділення методу залежить від роздільної здатності плівки.

У способі тіньової проекційної рентгенівської мікроскопії зразок розташовується на деякій відстані від плівки, так що утворюється збільшене зображення, і просторове розділення визначається тільки розміром джерела рентгенівського випромінювання. У випадку лазерної плазми цей розмір приблизно співпадає з розміром плями фокусування випромінювання лазера на мішені. На серійній

апаратурі важко отримати пляму фокусування меншу декількох десятків мікрон. Тому переважаючим виявляється метод мікрорентгенографії. Цим методом були отримані знімки зрізів різних біологічних тканин, в тому числі тканини легень. Товщина зрізу складала декілька мікрон. Знімок повністю відтворює біологічну структуру зразка. Такі фотографії отримуються на спеціальній рентгенівській плівці за 1-2 імпульси лазера, тоді як при використанні звичайних рентгенівських трубок в таких випадках експозиція тривала б декілька хвилин.

Отримані результати показують переваги лазерної мікрорентгенографії перед рентгенографією і електронграфією:

- на відміну від випромінювання звичайних рентгенівських трубок м'яке рентгенівське випромінювання лазерної плазми добре поглинається тонкими шарами об'єктів;
- в порівнянні з спеціальними рентгенівськими трубками м'якого випромінювання лазерна плазма може давати набагато більшу потужність м'якого рентгенівського випромінювання (до сотень міліват і більше), і для отримання знімка виявляється досить декілька імпульсів лазера, що вельми суттєво для короткоживучих препаратів;
- препарати, що аналізуються не вимагають ніякої попередньої підготовки, яка при звичайних методах, виявляючи одні властивості зразка, виявляється згубною для інших. Таким чином, враховуючи експресність методу, можна проводити аналізи препаратів, які зберігають властивості живої тканини.

Існує можливість керування спектром за рахунок зміни мішеней, зміни потоку випромінювання лазера і застосування фільтрів.

Джерело м'якого рентгенівського випромінювання на промислових лазерах дає можливість працювати з субнаносекундним розділенням, що недоступно для інших типів джерел.

Вказані переваги дають змогу використати лазерне джерело м'якого рентгенівського випромінювання як в фізичних дослідженнях (для калібрування спектральних приладів і як джерело рентгенівських спектрів), так і при рентгенографії біологічних, медичних, технічних об'єктів.

Застосування рентгенівської реєстрації іонів в поєднанні з лазерним джерелом іонів і з мас-спектрометром подвійного фокусування приведе, мабуть, до створення одного з самих сучасних аналітичних приладів, що виконують безеталонний аналіз речовини.

Портативні, економічні лазерні рентгенівські установки безумовно знайдуть широке застосування при діагностиці тонкоплівкових структур, тонких біологічних об'єктів - скрізь, де потрібне м'яке рентгенівське випромінювання великої інтенсивності.

Ще одним перспективним застосуванням лазерного джерела м'якого рентгенівського випромінювання є рентгенографія, яка дає змогу розширити можливості виробництва мікроелектронної техніки оскільки її потреби викликають необхідність отримання м'яко структурних елементів розміром менше за 1 мкм , що є недосяжним при використанні традиційних методів фотолітографії.

6.5. Лазерний генератор нейтронів

Загальновідома актуальність створення малогабаритних імпульсних джерел нейтронів високої інтенсивності, що застосовуються, наприклад, в ядерній геофізиці (імпульсний нейтронний каротаж, елементний активаційний аналіз).

"Нейтронні трубки", що використовуються в цей час для цих цілей являють собою низьковольтні прискорювачі прямої дії для дейтонів, які бомбардують тритієву мішень, мають вихід не більше за 10^9 нейтронів/с.

Отримання виходу вище за 10^{10} нейтр/с від традиційних джерел іонів (джерело типу Пеннінга, іскрове і інш.) представляється мало ймовірним, оскільки неможливо значно збільшити дейтронний струм цих джерел. Струм дейтронів головним чином визначається значенням величини nv (n - щільність іонів в плазмі в області витягування, V - швидкість іонів в цій же області). Максимальне значення nv існуючих плазмових джерел іонів, які використовуються в малогабаритних конструкціях, не перевищує $10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Проведені розрахунки і початкові експерименти показали перспективність використання в малогабаритних ядерно-геофізичних нейтронних генераторах лазерного джерела іонів. Таке джерело дозволяє отримувати $nv \approx 10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ і вище, тобто з таким джерелом можна чекати збільшення нейтронного виходу не менш ніж на порядок в порівнянні з генераторами, що використовуються.

У принципі лазерний генератор нейтронів (рис. 6.6) складається з лазера з модульованою добротністю, оптичної системи фокусування випромінювання, лазерної мішені, яка містить дейтерій (наприклад, дейтрирований поліетилен), вакуумної камери для лазерної мішені,

елементів електронної оптики прискорювача і "нейтронної" мішені, яка розміщується в тій же камері і бомбардується прискореними дейтонами з лазерної плазми.

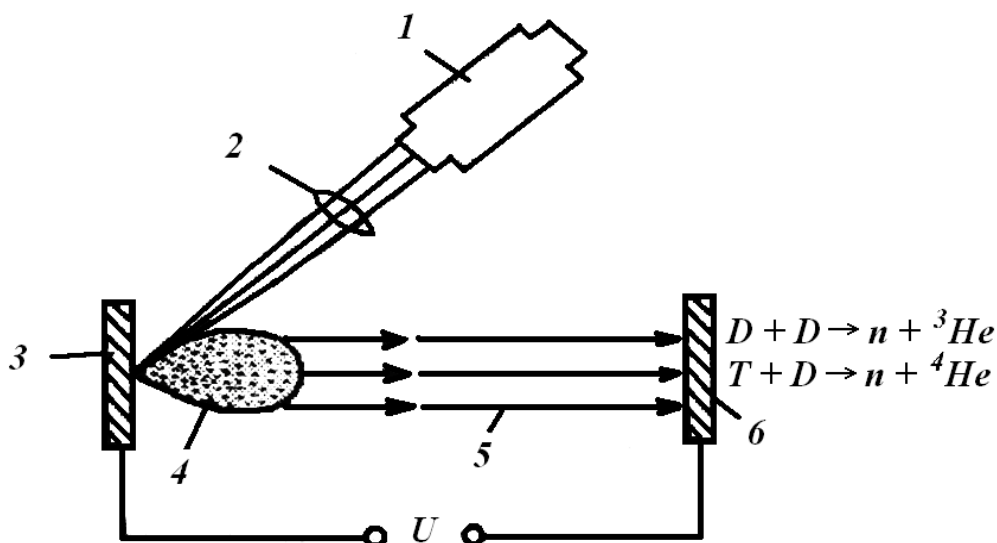


Рис. 6.6. Схема лазерного генератора нейтронів: 1 - лазер; 2 - лінза; 3 - лазерна дейтерієва мішень; 4 - плазма; 5 - прискорення іонів; 6 - іонна дейтерієва (трیتیєва) мішень.

Прискорююча частина генератора живиться імпульсною високою напругою, синхронізованою з імпульсом лазера.

При використанні реакції $D + D \rightarrow n + He^3$ кількість нейтронів, які реєструються детектором на основі пластичного сцинтилятора, складає в сучасних пристроях $\sim 10^7$ нейтрон/імп.

Як відомо, поперечний переріз ядерної реакції з виходом нейтронів (D, T) на два порядки більший ніж (D, D). Тому при використанні трیتیєвої "нейтронної" мішені вихід нейтронів досягає $\sim 10^9$ нейтрон/імп (реакція $T + D \rightarrow n + He^3$).

Розробка лазерів з частотою імпульсу $\sim 10^2 \div 10^3$ Гц дасть змогу довести нейтронний вихід таких генераторів до $\sim 10^{11}$ нейтрон/с.

Застосування лазерних нейтронних генераторів в народному господарстві безумовно приведе до нових успіхів як в технічних, так і в чисто наукових галузях.

ПИТАННЯ ДО РОЗДІЛУ

1. Що таке критерій Лоусона?

2. Які параметри плазми і лазерного випромінювання необхідно забезпечити для здійснення керованого термоядерного синтезу?
3. Описати лазерні установки для реалізації режимів керованого термоядерного синтезу.
4. Які переваги лазерних інжекторів іонів і ядер для прискорювальних установок?
5. Які особливості механізму екстракції лазерної плазми в прискорювачах іонів?
6. Охарактеризуйте конструкції лазерних інжекторів на циклотронах і лінійному прискорювачі.
7. Яка конструктивна особливість лазерного джерела іонів для фазотрона?
8. Які перспективи використання лазерного інжектора багатозарядних іонів та ядер?
9. В чому полягає принципова відмінність лазерного елементного аналізу?
10. Які загальні характеристики методу лазерної мас-спектрометрії?
11. Які переваги лазерної мікрорентгенографії перед рентгенографією та електронографією?

ЛІТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. - М.: Физматгиз, 1961. -238 с.
2. Лукьянов С.Ю. Высокотемпературная плазма и управляемый термоядерный синтез. -М.: Атомиздат, 1973. -351 с.
3. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. -М.: Мир, 1974. -543 с.
4. Романовский М.К. Введение в физику высокотемпературной плазмы. -М.: Изд. МИФИ, 1970. -431 с.
5. Хаддлстоун Р. Диагностика плазмы. -М.: Изд. иностр. литер, 1966. -334 с.
6. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Физика лазерного термоядерного синтеза. -М.: Физматизд, 1988. -176 с.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн. -М.: Наука, 1966. -243 с.
8. Ромченко И.Г. Теория ошибок. -М.: Наука, 1969.
9. Проблема лазерного термоядерного синтеза. -М.: Атомиздат, 1976. -232 с.

10. Бегляков Н.Н., Сартори А.В., Прорвич В.А. Экспериментальные методы ядерной физики. -М.: Атомиздат, 1978. -251 с.
11. Столярева Е.Л. Нейтронные спектрометры и их применение в прикладных задачах. -М.: Атомиздат, 1969. -456 с.

Дані про авторів



Шуаїбов Олександр Камілович, доктор фіз.- мат. наук, старший науковий співробітник, провідний науковий співробітник Проблемної науково-дослідної лабораторії фізичної електроніки, професор кафедри квантової електроніки фізичного факультету.



Опачко Іван Іванович, доктор фіз.- мат. наук, старший науковий співробітник, професор, завідувач кафедри електронних систем інженерно-фізичного факультету.



Качер Ігор Емануїлович, кандидат фіз.- мат. наук, старший науковий співробітник, доцент кафедри твердотільної електроніки фізичного факультету.



Чучман Михайло Петрович, кандидат фіз.- мат. наук, старший науковий співробітник Проблемної науково-дослідної лабораторії фізичної електроніки кафедри квантової електроніки фізичного факультету.

Навчальне видання

Автори: Шуаїбов О.К., Опачко І.І., Качер І.Є., Чучман М.П.

ЛАЗЕРНІ ДЖЕРЕЛА ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ В МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ

Навчальний посібник для студентів фізичних та фізико-
технічних факультетів

підписано до друку
Формат :60* 84/16 Гарнітура Times New Roman
Умовн. друк арк. Замовлення №
Тираж 300 примірників

Видавництво Ужгородського національного університету «Говерла»
м. Ужгород, вул. Капітульна, 18