

ПРО ЕФЕКТИВНІСТЬ ІОНІЗАЦІЇ ПЛАЗМИ ЛАЗЕРНО-СТИМУЛЬОВАНИМ ЕЛЕКТРОННИМ ПУЧКОМ

І.І. Опачко

Ужгородський державний університет, м. Ужгород, вул. Підгірна, 46

Проведені дослідження іонізації плазми лазерно-стимульованим електронним пучком, який створювався фотоелектронним емітером, лазерним термокатодом, лазерно-плазмовим катодом.

Для підвищення чутливості лазерної мас-спектрометрії, реалізації можливості дослідження динаміки нейтральних компонент лазерної плазми можливим варіантом є застосування додаткової іонізації плазми електронним пучком біля поверхні мішені. Плазмовий згусток, створений дією лазерного випромінювання на поверхню, на початковій стадії розльоту ($\tau = 100 \div 500$ нс) представляє собою конусоподібне утворення розмірами ≤ 1 см з кутом при вершині ~ 60 і концентрацією нейтральних компонент $n_0 \approx 10^{16} \div 10^{19}$ см⁻³.

Розглянемо іонізацію плазмового згустку електронним ударом. При цьому кількість іонів N_i , що утворюються, буде:

$$N_i = Q \frac{j}{e} n_0 V \tau, \quad (1)$$

де Q - поперечник іонізації, j - густина електронного пучка, V - об'єм взаємодії електронного пучка з плазмою, τ - час взаємодії (рівний, як правило, декільком тривалостям лазерного імпульсу). Припустимо, що потік електронів обмежується тільки об'ємним зарядом (згідно закону Богуславського-Ленгмюра) між емітером електронів і анодом (мішень). Типову аналітичну залежність Q від енергії електронів (прискорюючої напруги U) можна апроксимувати Борнівським наближенням [1]

$$Q(U) = \frac{A \lg U}{U} + \frac{B}{U} - \frac{C}{U^2} \quad (2)$$

для прискорюючих потенціалів, що відповідають енергіям в $2 \div 1000$ порогів іонізації (десятки електрон-вольт - одиниці кілоелектронвольт). Для більшості елементів починаючи з енергій електронів у сотні електрон-вольт Q знаходиться в межах $10^{-16} \div 10^{-15}$ см².

Характер залежності кількості утворених іонів без врахування їх рекомбінації в плазмовому згустку буде мати вигляд:

$$N_i \sim Q(U) \cdot U^{3/2} \sim AU^{1/2} \lg U + BU^{1/2} - \frac{C}{U^{1/2}}, \quad (3)$$

i є монотонно зростаючою функцією напруги між емітером електронів і мішенню.

Проведемо оцінку кількості утворених електронним пучком іонів у плазмовому згустку і сформулюємо вимоги до емісійної здатності емітерів електронів. Для найпростішої плоско-паралельної системи електродів з відстанню емітер (катод) - мішень (анод) $l = 1$ см. Площа емітера $S = 3$ мм², $U = 1$ кВ, густина струму, обмежена об'ємним зарядом рівна [2]:

$$j = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \frac{2e}{m} \frac{U^{3/2}}{e^2} = 0,07 \text{ А/см}^2, \quad (4)$$

де ε_0 - універсальна діелектрична стала, e і m - заряд і маса електрона. Варіюючи в незначних межах відстань емітер - мішень і збільшивши напругу до 2 кВ, можна

довести величину j до значення $j = 0,7$ А/см². Таке ж значення j має забезпечувати емітер електронів. Оцінимо очікуване число утворених іонів. Для цього будемо вважати, що область взаємодії пучка співпадає з об'ємом плазмового згустку. Тому

$$n_0 V = N_0, \quad (5)$$

де $N_0 = 10^{15} \div 10^{16}$ - кількість емітованих за імпульс нейтральних компонент. Таким чином

$$N_i = Q \frac{j n_0 V \tau}{e} = \frac{Q N_0 j \tau}{e}. \quad (6)$$

Для $Q = 10^{-16}$ см², $j = 0,1$ А/см², $\tau = 1,6 \cdot 10^{-7}$ с

$$N_i = 10^{10} \div 10^{11}.$$

Така кількість іонних компонент достатня для їх реєстрації та ідентифікації. Насправді це значення N_i є нижньою межею і оптимізацією умов збудження з врахуванням конкретних значень поперечників іонізації значення N можна буде збільшити на 1 ÷ 2 порядки.

Таким чином для іонізації емітованих частинок біля поверхні мішені необхідний емітер електронів з густиною струму насичення $j = 0,1 \div 1$ А/см², ефективною площею $S = 3 \div 5$ мм² і тривалістю емісії $\tau = 10^{-7} \div 10^{-6}$ с.

Методика і техніка експерименту

Для детального дослідження динаміки емісії іонізованих та нейтральних компонент застосовувалась запропонована раніше [3] комплексна зондова та мас-спектрометрична методики визначення параметрів плазмового згустку на пізній стадії розльоту. Експериментальна установка складалась з лазера, часово-пролітного мас-спектрометра з електростатичним аналізатором, системи зондів, квантового підсилювача яскравості на базі активного елемента лазера на парах міді, системи реєстрації. Випаровування та іонізація поверхні мішені здійснювались сфокусованим випромінюванням ексимерного ХеСІ-лазера ($\lambda 308$ нм; $E = 0,25$ Дж; $\tau = 40$ нс; $q = 3 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см²). Нейтральні компоненти

реєструвались методом їх іонізації електронним пучком перед зондом або входом мас-спектрометра. Таке поєднання реєструючої апаратури давало змогу досліджувати мас- та енергетичні спектри емітованих компонент і реконструювати форму інтегрального імпульсу емісії. Нормуванням реконструйованого імпульсу на сигнал з зонда були отримані абсолютні значення основних параметрів емісії. Як мішені застосовувались графіт, алюміній, кремній.

ЕМІТЕРИ ЕЛЕКТРОНІВ

Фотоелектронний емітер електронів

Для іонізації нейтральних компонент плазмового згустку був запропонований магнієвий фото емітер, опромінюваний ексимерним ХеСІ лазером. При цьому енергія кванта випромінювання лазера $h\nu = 4,03$ еВ $>$ $3,14$ еВ роботи виходу з магнієвої поверхні. Застосування простого металічного фотокатода з невеликою квантовою ефективністю $\alpha \approx 10^{-4}$ [4] в порівнянні з складними, наприклад лужногалоїдними фотокатодами зумовлено його радіаційною стійкістю до імпульсного лазерного випромінювання густиною потужності $q \leq 10^6$ Вт/см². Були експериментально визначені фотоемісійні властивості Mg- фотокатода. Для цього електродна система від коаксіального фотоелемента ФЕК-22СП, розміщувалась в робочій камері мас-спектрометра при залишковому тиску $5 \cdot 10^{-6}$ тор, а фотокатодом служила магнієва пластинка, поверхня якої попередньо очищувалась лазерним випромінюванням густиною $q \approx 10^9$ Вт/см². Відстань між анодом і катодом в 2 мм при міжелектродній напрузі 1000 В давала змогу згідно (4) реалізувати густини фотоелектронного струму насичення $j = 1,84$ А/см². В цій же двохелектродній системі досліджувались характеристики термоемісії і емісії електронів з плазми під дією лазерного випромінювання на поверхню графіту, алюмінію, вольфраму.

Оксидний термокатод

Для мас-спектрометричного аналізу нейтральних компонент лазерної плазми методом їх іонізації електронним пучком, оптимізації умов іонізації була передбачена можливість застосування оксидного термокатоду. Найбільш придатним катодом, який задовольняє умовам постановки задачі є термокатод високочастотного діоду 6Д13Д ($U_p = 6,3$ В, $S = 3$ мм², $j = 1$ А/см²). Конструктивно діод дає можливість вскривати його у вакуумній камері, що дає змогу уникнути отруєння оксидного катоду і дозволяє реалізувати його паспортні характеристики. При вскриванні лампи в атмосфері після монтування катоду в високовакуумній камері та його активації протягом $8 \div 10$ годин вдається отримати емісію на рівні $1/2 \div 1/3$ паспортного значення. Оксидний катод давав змогу працювати як в імпульсному режимі $\tau \approx 10^{-8}$ с так і в постійному режимі $\sim 5 \div 10$ с з підвищеною ($12 \div 15$ В) напругою розжарення.

Лазерний термокатод

Для іонізації нейтральних компонент лазерної плазми як альтернативне джерело імпульсного електронного пучка нами була запропонована термоемісія з поверхні під дією імпульсного лазерного випромінювання. Заданося, як основним параметром, густиною струму $j = 1$ А/см², необхідної для реалізації близьких до оптимальних умов іонізації компонент плазми. Визначимо густини потужності і фізичні параметри у фокальній плямі, які при цьому реалізуються для мішеней із графіту і полікристалічних магнію, алюмінію, вольфраму (вибір мішеней буде обґрунтований нижче). Будемо вважати, що нагрів поверхні емітера електронів відбувається без фазового переходу з незмінними за час імпульсу лазера теплофізичними і оптичними параметрами. Скористуємось значенням максимального приросту температури

поверхні [5], нагрітої імпульсним лазерним випромінюванням

$$\Delta T = \left[2(1-R) \frac{q}{k} \left(\frac{\kappa \tau_n}{\pi} \right)^{1/2} \right], (7)$$

де R - коефіцієнт відбивання, q - густина потужності, k і κ - коефіцієнти тепло- і температуропровідності, $\tau_n = 30$ нс - тривалість лазерного імпульсу. Густина струму термоемісії визначається рівнянням Річардсона [6]:

$$j = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right), (8)$$

де $A = 120,4$ А/см², T - температура поверхні, ϕ - робота виходу електрона.

Методика визначення параметрів у фокальній плямі на поверхні мішені полягає в розрахунку температур поверхні T , необхідних для досягнення $j = 1$ А/см², і з врахуванням температури $T_0 \approx 300$ К, згідно (7) необхідних густин потужності q для їх досягнення. Концентрація електронів n у фокальній плямі визначається з умови динамічної рівноваги:

$$\frac{1}{4} en_e v_T = j (9)$$

а тиск насиченої пари p біля поверхні - залежністю:

$$p_H(T) = p_0 e^{-B/kT}, (10)$$

де B - енергія сублимації. (Відповідні дані для елементів приведені в [4]).

Дослідження лазерних емітерів електронів

Були вибрані мішені для катодів, що опромінюються лазерним випромінюванням:

1. Магнієва мішень:

Робота виходу фотоелектрона 3,71 еВ менша енергії фотона ексимерного ХеСІ лазера 4,03 еВ. Коефіцієнт вторинної електронної емісії $\alpha \geq 10^{-5}$ [4]. Разом з фотоелектронною емісією можлива індукована лазером термоелектронна емісія.

2. Алюмінієва мішень:

За своїми теплофізичними і термоемісійними властивостями подібна до магнієвої (табл.1), але крім того

завдяки співпаданню (з точністю до 0,2 нм) довжини хвилі ексимерного ХеСІ лазера з переходом $3P_{1/2} - 3D_{3/2}$ АІІ на поверхні виникає резонансний оптичний розряд [7, 8], який починається з густини потужності $q = 2,2 \cdot 10^8$ Вт/см², а при $q = 6 \cdot 10^7$ Вт/см² нижче порогу оптичного розряду електронна концентрація біля поверхні мішені $n_e \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

3. Вольфрамова мішень:

Характеризується високою ерозійною стійкістю (низьке значення концентрації нейтральних атомів біля поверхні) і очікуваним «чистим» термоемісійним характером електронної емісії в діапазоні $q < 3,7 \cdot 10^7$ Вт/см² (табл.1).

4. Графітова мішень:

Завдяки характерним теплофізичним властивостям (низьке значення k і κ) а також незначному відбиванню лазерного

випромінювання густина струму термоелектронної емісії $j = 1$ А/см² досягається вже при $q = 2,3 \cdot 10^6$ Вт/см², але при цьому відбувається інтенсивна ерозія поверхні у вигляді атомів та іонів, які можуть в свою чергу утворювати від'ємні іони і взаємодіяти з лазерною плазмою.

У зв'язку з вищесказаним представляє інтерес дослідження характерних особливостей електронної емісії з мішеней з Mg, Al, W, C, визначення вкладу у неї тих чи інших процесів, вивчення механізмів дії лазерного випромінювання на поверхню. Ці дослідження необхідні для оптимізації параметрів пучка, емітованого з поверхні з метою його застосування для мас-спектрометрії.

Табл.1 Густина потужності і параметри фокальної плями, які необхідно реалізувати для досягнення густини електронного струму $j = 1$ А/см²: (без врахування впливу об'ємного заряду)

	C	Mg	Al	W
ϕ , eV	4,7	3,64	4,25	4,54
$T_{кат}$, К	2740	2120	2480	2650
$\Delta T = T_{кат} - 300$, К	2440	1820	2180	2350
$1 - R$	0,9	0,7	0,7	0,6
K , Вт/см·К	0,67	1,5	2,4	1,6
κ , см ² /с	0,5	0,85	1,0	0,63
q , Вт/см ²	$1,3 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^7 / 4,0 \cdot 10^5$ **	$2,6 \cdot 10^7 / 2,2 \cdot 10^8$ ****	$2,4 \cdot 10^7$
$q/(1 - R)$, Вт/см ²	$1,4 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^7 / 5,7 \cdot 10^5$ **	$3,7 \cdot 10^7$	$4,0 \cdot 10^7$
n_c , см ⁻³	$7,6 \cdot 10^{11}$	$8,6 \cdot 10^{11}$	$8,0 \cdot 10^{11} / 5 \cdot 10^{15}$ *****	$7,7 \cdot 10^{11}$
n_0 , см ⁻³	$2 \cdot 10^{13} / 4 \cdot 10^{14}$ *	$< 10^{18}$ ($\leq 2 \cdot 10^{16}$ *****)	$< 10^{18}$ ($\leq 2 \cdot 10^{16}$ *****)	$2,5 \cdot 10^9$

* Сумарне значення $n_0 = n_c + n_{c_2} + n_{c_3}$.

** Для коефіцієнта фотоелектронної емісії $\alpha = 10^{-5}$.

*** Початок плазмоутворення.

**** Електронна концентрація, при $q = 6 \cdot 10^7$ Вт/см² при резонансному поглинанні нижче порогу плазмоутворення.

***** Розрахунок з даних за імпульсом віддачі.

На рис.1 представлені характеристики емісії електронів при опроміненні УФ випромінюванням ексимерного ХеСІ-

лазера ($\lambda 308$ нм) згадуваних вище мішеней, отримані з застосуванням

вакуумного коаксіального діода з плоскими електродами.

Конструктивні особливості емітерів електронів

1. Емітер із сферичним фотокатодом.

Нами була запропонована система із сферичним фотокатодом (Рис.2 в, г), яка виконувала такі функції:

1. фокусувала лазерне випромінювання на поверхню мішені.
2. служила джерелом збіжного електронного пучка, що концентрувався на мішені.
3. витягувала іонізовані компоненти, емітовані з поверхні.

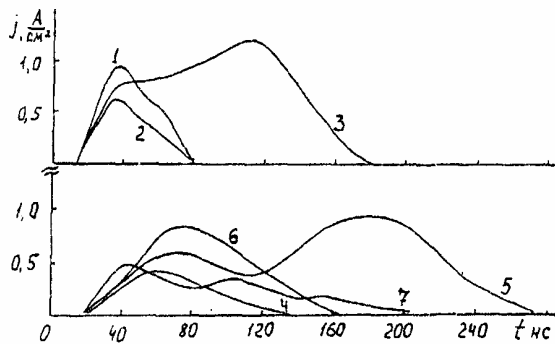


Рис.1. Характеристики електронної емісії при опроміненні різних мішеней:

1. Лазерний імпульс (відн. один.).
2. Імпульс фотоелектронної емісії ($q = 3 \cdot 10 \text{ Вт/см}^2$), $\alpha = 1,3 \cdot 10^{-5}$ з магнієвого фотокатоду.
3. Імпульс електронної емісії з магнієвого катоду ($q = 5 \cdot 10 \text{ Вт/см}^2$) (можлива термоемісія з розплаву).
4. Імпульс термоелектронної емісії з алюмінію (без оплавлення і плазмоутворення) $q = 3 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$.
5. Імпульс електронної емісії при резонансному збудженні поверхні алюмінію $q = 2 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$.
6. Імпульс термоелектронної емісії з вольфрамової мішені $q = 5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$.
7. Імпульс емісії з графітової мішені $q = 2 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$, II пік відповідає кластерних іонам Cn^+ .

Розглянемо електронний струм насичення, що протікає у вакуумному діоді із сферичним електродом і зовнішнім катодом (інвертований сферичний діод). Для цього випадку Ленгмюром [2] був отриманий

наближений розв'язок для струму у вигляді:

$$I = \frac{16\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{3/2}}{\left[-\alpha\left(\frac{r_k}{r_a}\right)\right]^2} = 29,3 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{\left[-\alpha\left(\frac{r_k}{r_a}\right)\right]^2}, \quad (11)$$

де при збереженні позначень [2],

$$\frac{U_a^{3/2}}{\left[-\alpha\left(\frac{r_k}{r_a}\right)\right]^2} \text{ є функцією відношення}$$

радіусів катода r_k і анода r_a , яка задається степеневим рядом. В області зміни $2 \leq r_k/r_a \leq 20$, функцію можна апроксимувати:

$$\left[-\alpha\left(\frac{r_k}{r_a}\right)\right]^2 \approx 0,15\left(\frac{r_k}{r_a}\right)^{2,35} \quad (12)$$

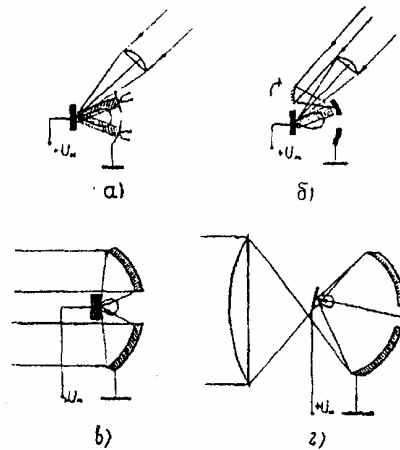


Рис.2 Схеми додаткової іонізації плазми електронним пучком

Характерною особливістю емісії компонент з поверхні під дією лазерного випромінювання є те, що діаграма направленості симетрична по відношенню до нормалі мішені і займає тілесний кут $\sim 1 \text{ ср}$. Тому оптимальною геометрією збудження буде така, при якій потік електронів буде збіжним з тілесним кутом також $\sim 1 \text{ ср}$. При цьому більшість електронів перетне потік частинок, емітованих з поверхні мішені. Для реалізації цієї умови найбільш

сприятливою є геометрія збудження зображена на Рис.2 а, б, г.

З порівняння (11) (12) слідує слаба залежність $N_i \sim j \sim r_a^{0,35}$ від розмірів аноду (мішені), що дає змогу реально оцінити ефективність процесу іонізації нейтральних компонент збіжним електронним пучком (при варіаціях r_k в межах 300% - N_i змінюється в $3 \div 1,5$ разів). Густина струму насичення біля поверхні аноду (мішень) буде:

$$j = \frac{I}{4\pi r_a^2} = 4\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{3/2} r_a^{0,35}}{0,15 r_k^{2,35}} = 1,55 \cdot 10^{-5} \frac{U_a^{3/2} r_a^{0,35}}{r_k^{2,35}} \quad (13)$$

Густина електронного струму на мішені для $U = 1000$ В, $r_k = 3$ см, $r_a = 1,5$ см буде: $j = 0,04$ А/см², а біля поверхні фотокатода $j_k = j(r_a/r_k)^2 = 0,01$ А/см². Враховуючи, що тривалість фотоелектронної емісії рівна тривалості лазерного імпульсу $t \approx 50$ нс, у відповідності з (6) маємо:

$$N_i = 10^9 \div 10^{10}.$$

Оцінимо густина потужності лазерного випромінювання на фотокатоді, необхідну для отримання густини фотоструму $j_k = 0,01$ А/см²:

$$q_\phi = \frac{j_k h\nu_A}{\alpha(1-R)e} = 1,3 \cdot 10^4 \frac{\text{Вм}}{\text{см}^2}, \quad (14)$$

де $\alpha \geq 10^{-5}$ - коефіцієнт фотоелектронної емісії, $R \leq 0,7$ - коефіцієнт відбивання поверхні фотокатода. Отримане значення q в 10^2 разів менше значення інтенсивності в несфокусованому лазерному пучку і, як наслідок реальні значення j_k обмежуються тільки об'ємним зарядом.

II. Емітер з плоским фотокатодом.

Варіантом застосування фотоемісії з поверхні для іонізації нейтральних компонент є розщеплення лазерного пучка на дві частини (рис.2 б). Одна частина пучка ($\sim 90\%$) служить для випаровування поверхні а друга частина ($\sim 10\%$) при необхідності може фокусуватися і направляється на фотокатод або лазерний термокатод, розміщений на витягаючому електроді (елементі іонно - оптичної системи). Можливе застосування оксидного катода.

При цьому густини електронних струмів можуть досягати ~ 1 А/см², що при відстанях емітер - мішень ~ 1 см відповідає режиму насичення.

III. Плазмовий емітер з резонансним поглинанням лазерного випромінювання.

Завдяки співпаданню довжини хвилі λ_{308} нм з переходом $3P_{1/2} - 3D_{1/2}$ АII на поверхні алюмінієвого емітера (рис.2 б) може виникнути резонансний оптичний розряд. При густинях потужності $q \leq 10$ Вт/см² виникає допороговий нерозвинутий режим випаровування [7], з концентрацією електронів $n_e \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. При цьому гранична густина електронного струму плазмового емітера

$$j_{cp} = \frac{1}{4e} n_e v_e = \frac{1}{4e} n_e \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} = \frac{0,4 n_e}{e} \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} = 10 \frac{\text{А}}{\text{см}^2} \quad (15)$$

Реальна величина електронного струму в колі емітер - мішень в цьому випадку майже не обмежується об'ємним зарядом, який частково компенсується позитивним зарядом плазми. Альтернативним варіантом збільшення степені іонізації при резонансному поглинанні лазерного випромінювання, є незначна добавка ($\sim 5\%$) алюмінієвої компоненти до складу мішені. При цьому степінь іонізації зростає в $10 \div 15$ разів.

Особливості іонної емісії при додатковій іонізації лазерної плазми

При наявності щільної лазерної плазми, емітованої з поверхні мішені, процес іонізації електронами має свої особливості. Для густин потужності лазерного випромінювання на мішені $q \geq (3 \div 5) \cdot 10$ Вт/см² разом з електронним струмом при напрузі на проміжку анод-катод $l \approx 1$ см, $1 \div 2$ кВ незалежно від способу створення початкового електронного струму виникає стимульований імпульсний вакуумний розряд. Характерні осцилограми струму в колі мішені при різних способах створення початкового електронного пучка представлені на рис.3.

Амплітуда імпульсного струму в $10 \div 30$ разів перевищує значення, обчислені згідно (13). Близька до розрахованої (очікуваної) зареєстрована емісія тільки для W мішені і Mg фотокатода. Внаслідок наявності в плазмі додатних іонів об'ємні заряди частково компенсуються і обмеження на граничне значення струму послаблюються. Крім того іони, бомбардуючи катод, викликають додаткову іонізацію. Про це свідчить час розвитку іонізації, що викликає тривалість емісії іонів

$$t \approx \frac{2d}{\sqrt{\frac{2eU}{m}}} \approx 300 \div 500 \text{ нс.} \quad (16)$$

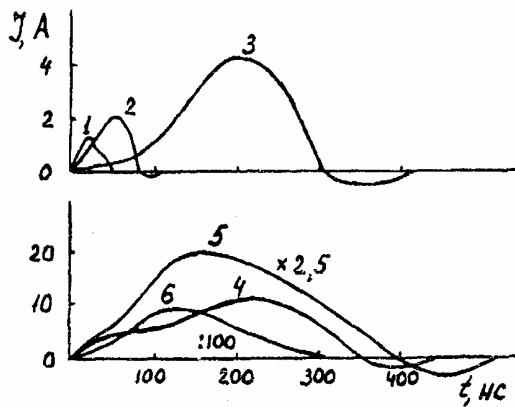


Рис. 3 Осцилограми:

1. Імпульс випромінювання ХеСІ-лазера, відн. од.;
2. Імпульс струму в колі мішень-Мg фотокатод;
3. Імпульс струму в колі мішень-оксидний підігрівний катод;
4. Імпульс струму в колі мішень-голчатий катод, опромінюваний ХеСІ-лазером;
5. Імпульс струму в колі мішень-голчатий катод, самостійний імпульсний розряд;
6. Імпульс іонного струму в колі мішень-катод, отриманий при $q = 5 \cdot 10^7$ Вт/см² без додаткового збудження електронним пучком.

При цьому проходить ерозія поверхні катода, викликана розвитком імпульсного вакуумного розряду. Величину ерозії можна обмежити, живлячи проміжок анод-катод від попередньо зарядженого конденсатора. При заміні оксидного

термокатоду голчатим (рис.2 б) W електродом діаметром $\sim 0,1$ мм та опромінненні останнього випромінюванням ХеСІ лазера з густиною потужності $\sim 10^8$ Вт/см² і напрузі анод-катод 2 кВ виникав лазерно-стимульований вістряний розряд. Розряд такого типу з струмом ~ 200 А, виникаючий при опромінненні катода 4-гармонікою неодимового лазера ($\lambda 266$ нм) з енергією 10^{-6} Дж описаний в роботі [9]. Величина струму характерна для такого типу розряду задовольняє умові звичайного вістряного розряду [10]

$$i = 4,47 \cdot 10^{-5} U^{3/2} \left(\frac{vt}{d} \right), \quad (17)$$

хоча останній виникає при значно вищих напругах. При відсутності ініціюючого лазерного випромінювання вістряний розряд здійснювався при комутації з допомогою розрядника ємності 1 нФ, зарядженої до напруги $U = 30 \div 40$ кВ, на голчатий електрод. В цьому випадку величина струму також задовольняє (17). Розглянемо характерні особливості іонної емісії, викликані додатковою іонізацією. З допомогою часово-пролітного мас-спектрометра з електростатичним аналізатором були досліджені мас та енергетичні спектри для простих С, Al, W та складних (латунь) мішеней. Для досліджуваних мішеней енергетичний спектр емітованих іонів в основному визначається прикладеним до мішені потенціалом ($1 \div 2$ кВ). При іонізації біля поверхні мішені новоутворені іони прискорюються в електричному полі міжелектродного проміжку. Прискорення починається після акту іонізації. Тому в залежності від моменту іонізації іони набувають різної енергії в інтервалі $E \approx (0,5 \div 0,95)eU$. Тривалість розвитку іонізаційного процесу, зафіксована мас-спектрометром і складає $\Delta t \approx 200 \div 300$ нс.

Оцінимо роздільну здатність часово-пролітного мас-спектрометра з застосуванням вищевказаних способів іонізації лазерно-стимульованим електронним пучком матеріалу

досліджуваної поверхні. При характерних енергіях емітованих іонів $E = 500 \div 1000$ eВ, і довжині дрейфового простору мас-спектрометру $L = 1$ м, основний вклад в роздільну здатність визначається:

$$R_i = \frac{M}{\Delta M} = \frac{t}{2\Delta t} = \frac{L}{v} = \frac{L\sqrt{M}}{2\sqrt{2E}\Delta t} \approx 30 \div 40, \quad (18)$$

в околі масового числа $M = 50$ а.о.

У випадку застосування для ерозії поверхні та її іонізації самостійного вістряного розряду, внаслідок збільшення енергії емітованих іонів до $E = 25 \div 40$ кеВ, роздільна здатність зменшиться до $R \approx 5 \div 8$.

Низька роздільна здатність мас-спектрометра R , викликана підвищеною в порівнянні з чисто лазерною іонізацією тривалістю емісії іонних пакетів, а також порівняно малим часом прольоту іонами дрейфового простору L . В цьому випадку застосування електростатичних селекторів недоцільне. З другого боку відсутність електростатичного аналізатора спрощує конструкцію мас-спектрометра і підвищує його світлосилу в $10 \div 100$ разів. Деякого підвищення $R \sim L$ можна добитись збільшенням довжини L .

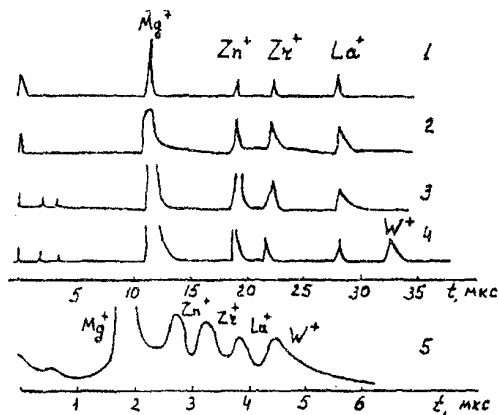


Рис.4. Мас-спектри при випаровуванні випромінюванням ХеСІ-лазера з $q = 5 \cdot 10^7$ Вт/см² магнієвого сплаву, отримані:

1. без додаткового збудження;
2. при наявності фотоелектронної іонізації з Mg фотокатода;
3. при збудженні оксидним підігрівним катодом;
4. при збудженні W - голчатим катодом;
5. при самостійному вістряному розряді: $U = 40$ кВ.

На рис.4 представлені мас-спектри складної мішені, отримані при різних способах іонізації. Найбільшу роздільну здатність, враховуючи мале значення Δt , забезпечує іонізація пари фотоелектронним емітером, але завдяки чутливості фотоемісійної поверхні до її чистоти необхідно приймати спеціальні міри до її періодичного очищення. Крім того необхідне точне юстування дзеркала-фотокатода відносно мішені.

Тому з точки зору простоти, стабільності в роботі, прийнятної роздільної здатності найбільш оптимальним мас-спектрометром для якісного експрес-аналізу поверхні є часово-пролітний з лазерно-стимульованим вістряним розрядом. Для стимуляції розряду достатній ексимерний лазер наносекундного діапазону з енергією ~ 1 мДж. Для досягнення високої роздільної здатності при реєстрації нейтральних компонент лазерної плазми необхідно її іонізувати на кінцевій стадії прольоту перед входом в електростатичний аналізатор.

Висновки

1. Для додаткової іонізації лазерної плазми запропоновані та реалізовані такі джерела електронів:

- а) фотоелектронний емітер;
- б) лазерний термокатод;
- в) лазерний плазмовий катод;
- г) лазерно-стимульований розряд;
- д) самостійний вістряний розряд.

2. Проведені дослідження показали на високу ефективність процесів іонізації нейтральних компонент в щільному ядрі плазмового згустку імпульсними електронними пучками.

3. Застосування лазерно-стимульованих імпульсних джерел електронів дало змогу підвищити чутливість лазерної мас-спектрометрії та покращити її експлуатаційні характеристики.

1. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами // Москва. - 1973. - Наука.
2. Гапонов В.И. Электроника. Часть 1 // Физические основы. - Физматгиз. - Москва. - 1960. - 516с.
3. Опачко І.І., Шимон Л.Л., Хом'як Б.Я. Динаміка іонної емісії при резонансному і нерезонансному поглинанні лазерного випромінювання плазмою на поверхні твердого тіла // Журнал фізичних досліджень. - 1996. - т.1. - №1. - с.46-51.
4. Физические величины. Справочник под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. - Москва. - Энергоатомиздат. - 1991. - с.1232.
5. Дьюли У. в кн. Лазерная технология и анализ материалов // Москва. – «Мир». - 1986. - С.502.
6. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. В кн. Эмиссионная электроника. - Москва. – «Наука». - 1966. - с.564.
7. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Резонансный оптический разряд на поверхности металла. Аналитическая модель // ЖТФ. - 1993. - т.63. - в.6. - с.1-9.
8. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я., Якубайлик О.Э. Образование плазмы при взаимодействии резонансного лазерного излучения с поверхностью. I.Алюминий // Квантовая электроника. 1993. - т.20. - №8. - с.828-832.
9. Hutt K.W. and Wallach E.R. Laser initiated electron avalanches observed in a laser microprobe mass spectrometer // J.Appl. Phys. - 1989. – No66(5). - pp.127-130.
10. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде // Изд. «Наука». - Новосибирск. - 1982. - с.256.

ON EFFECTIVENESS OF PLASMA IONISATION BY LASER-STIPULATED ELECTRON BEAM

I.I.Opachko

Uzhgorod State University, 88000, Uzhgorod, Pidgirna, 46

Investigations, connected with ionisation of neutral laser plasma components with electron beam are carried out. Pulse electron beam is created by laser: photo electron emitter; thermocathode; plasma cathode; stipulated surface discharge and also by independent sharp-end discharge. The aspects of mass-spectrometry is discussed.