

# ПРО МОЖЛИВІСТЬ НАПИЛЕННЯ ПЕРІОДИЧНИХ СТРУКТУР ЦУГОМ НАНОСЕКУНДНИХ ЛАЗЕРНИХ ІМПУЛЬСІВ

І.І.Опачко

Ужгородський державний університет, 88000, м.Ужгород, вул.Підгірна, 46

В роботі експериментально показана можливість реалізації запропонованого режиму напилення тонкошарових періодичних структур з компонент лазерної плазми. Процес напилення здійснюється з факелів, створених на різних мішенях цугом лазерних імпульсів. Експериментально підтверджений критерій, який дає змогу забезпечити безфракційний "вибуховий" режим випаровування мішеней і отримувати багатшарові структури з різкими міжшаровими межами.

В сучасній мікроелектроніці важливе місце займають методи отримання періодичних тонкоплівкових структур, засновані на рідкофазній, газофазній, молекулярно-пучковій епітексії. Отримані також періодичні структури (дзеркала м'якого рентгенівського діапазону) при багатоетапному лазерному осадженні плівок з швидкістю  $5 \div 10 \text{ А/імп}$  [1]. При цьому структури утворюються за тривалий час, що накладає досить жорсткі вимоги до вакууму в робочих установках  $p \leq 10^{-9} \div 10^{-10} \text{ Тор}$ . Для підвищення технологічності процесу отримання багатшарових структур, зниження вимог до вакуумних умов нами запропонований і реалізований спосіб отримання таких періодичних структур з допомогою цуга лазерних імпульсів [2]. Спосіб можна реалізувати при виконанні двох основних вимог:

1. Забезпечення ідентичних умов вибухового випаровування в кожному з імпульсів в цузі.

2. Забезпечення почергового поступання пари на підкладку, що задається геометрією розміщення мішеней і режимом випаровування з чітко обмеженими енергетичними спектрами емітованих компонент.

Розглянемо дію цугу періодичних лазерних імпульсів на поверхню. Відомо, що в твердотільних лазерах спеціальними

методами (застосуванням сферичних дзеркал, підбором концентрації барвника у фототропних затворах, періодичною модуляцією добротності та ін.) можна добитись генерації цугу (до  $10^2$ ) еквідистантних імпульсів тривалістю  $10^{-8} \div 10^{-6} \text{ с}$  та міжімпульсним інтервалом  $\leq 10^{-5} \text{ с}$  з загальною тривалістю цуга  $10^{-3} \text{ с}$ . Цей режим можна вважати проміжковим між режимом генерації наносекундних та мілісекундних імпульсів. Розглянемо дію такого випромінювання на мішень [3].

Відомо, що вибухове випаровування мішені одиночними наносекундними лазерними імпульсами, що характеризуються пороговою густиною потоку  $q^*$ , дає більш відтворювані і інтерпретовані результати, але сам процес випаровування менш ефективний в порівнянні з випаровуванням мілісекундними лазерними імпульсами, хоча при цьому практично відсутні ефекти, викликані термічним випаровуванням поверхні.

У зв'язку з цим цікавою є реалізація вибухового механізму випаровування, що відповідає кожному з еквідистантних в часі ідентичних імпульсів в цузі. Це дає змогу зберегти переваги вибухового випаровування однократними наносекундними імпульсами при випаровуванні цугом ідентичних імпульсів з загальною субмілісекундною

тривалістю цуга. При цьому розширюються можливості наплення плівок речовин компонентами лазерної плазми, і зокрема, одержання багат шарових структур, підвищується ефективність лазерної мас-спектрометрії.

Вважаючи, що опромінення ділянки поверхні площею  $S$  з коефіцієнтами тепло- і температуропровідності  $k$  і  $\kappa$  відповідно проводиться лазером з загальною тривалістю цуга  $T$ ; тривалістю окремого імпульса  $\tau$ ; міжімпульсним інтервалом  $t$ ; імпульсною густиною потоку на мішені  $q$ . При цьому на протязі цугу імпульсів реалізується одномірний режим теплопередачі тепла до масивної мішені, який відповідає умові

$$\frac{S}{\kappa} < \frac{S}{k} \quad (1)$$

При дії на мішень прямокутного однократного імпульса густиною потоку  $q_0$ , кінцевий приріст температури поверхні  $T_k$  [4]

$$T_k = \frac{2q_0\sqrt{\kappa}}{k\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\tau}, \quad (2)$$

який після  $t > \tau$  релаксує по закону

$$T(t) = \frac{2q_0\sqrt{\kappa}}{k\sqrt{\pi}} (\sqrt{t} - \sqrt{t - \tau}) \approx \frac{2q_0\sqrt{\kappa}}{k\sqrt{\pi}} \frac{\tau}{2\sqrt{t}}, \quad (3)$$

$$T(t) = T_k \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}}. \quad (4)$$

В загальному випадку (3), (4) справедливі при нагріві та охолодженні без зміни фазового стану. Але, навіть якщо досягаються значення  $q^*$ , що відповідають вибуховому випаровуванню [5] і протягом  $\tau$  проходить зміна фазового стану речовини згідно газодинамічної моделі, що передбачає зовсім інші значення  $T_k$ , ніж (2), та все ж при встановленні в кінці проміжку часу  $\tau$  температури, що відповідає однофазному стану речовини, "передісторія" процесів при дії нагріваючого імпульса не має

суттєвого значення, і в цілому справедливе більш загальне, ніж (2) і (3), співвідношення (4).

З врахуванням вищесказаного, після дії цугу з  $N$  імпульсів приріст температури  $T_N$  перед початком дії  $N + 1$  імпульса буде дорівнювати:

$$\begin{aligned} T_N &= T_k \cdot \sqrt{\frac{\tau}{t}} + T_k \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{2t}} + T_k \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{Nt}} = \\ &= \frac{T_k}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{n}} = \frac{T_k}{2\sqrt{Q}} \sqrt{\frac{\tau}{t}} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{n}}, \end{aligned} \quad (5)$$

де  $\frac{t}{\tau}$  - шпаруватість імпульсів в цузі.

Визначимо кількість  $N_k$  імпульсів в нескінченному цузі, які викликають суто вибухове випаровування, з умови

$$N = T_k, \quad (6)$$

необхідної для досягнення післяімпульсної температури, що відповідає початковій зміні фазового стану речовини перед початком  $N_k + 1$  імпульса.

Звідси одержимо рівняння для визначення  $N_k$

$$\sum_{n=1}^{N_k} \frac{1}{\sqrt{n}} = 2\sqrt{Q}. \quad (7)$$

Для великих  $N$  асимптотичний розв'язок (7)

$$N_k = Q. \quad (8)$$

Для значень  $Q = 10 \div 20$ , що легко реалізуються в твердотільних лазерах розв'язок (7) дає значення  $N_k = 15 \div 26$ .

Визначимо умову реалізації вибухового випаровування всіма  $N_0$  імпульсами в цузі. Підставляючи значення шпаруватості в цузі

$$= \frac{T}{N_0 \tau}, \quad (9)$$

в рівняння (7) одержимо рівняння для визначення  $N_0$

$$\sum_{n=1}^{N_0} \frac{1}{\sqrt{n}} = 2\sqrt{\frac{T}{N_0\tau}} = 2\sqrt{\frac{P}{N_0}}, \quad (10)$$

де  $P = \frac{T}{\tau}$ .

Для великих  $N$  асимптотичний розв'язок (10)

$$N_0 = \sqrt{\frac{T}{\tau}} = \sqrt{P}. \quad (11)$$

При використанні твердотільних лазерів з реалізованими сьогодні параметрами  $T = 5 \cdot 10^{-4}$  с,  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$  с одержимо  $N_0 = 100$ , що і є, очевидно, верхньою межею кількості "вибухових" імпульсів в одному цузі, які можна реалізувати при опроміненні мішені найбільш поширеними твердотільними лазерами. Це значення, зокрема, визначає максимально можливу кількість шарів в багатошарових структурах (дзеркала, надгратки, фільтри та ін.), які можна одержати з компонент плазми, створеної цугом лазерних імпульсів.

Розглянемо варіант реалізації способу отримання періодичних структур при дії на мішені цуга лазерних імпульсів [2]. На рис.1 схематично показано як випромінювання лазера 8 розчеплюється на два пучки світлоподільним клином 7 та фокусується на мішенях 1, 2 з допомогою лінз 6. Поставлена мета досягається тим, що після одночасного створення плазмових згустків біля поверхонь мішеней ці згустки попадають на підкладку не одночасно, а з почерговістю, що залежить від швидкостей згустків і відстаней мішені-підкладка. При цьому кількість чередованих шарів взагалі залежить від кількості мішеней а максимальна кількість шарів - від кількості імпульсів в цузі.

Застосування лазерного випромінювання тривалістю  $\tau \leq 10^{-7}$  с з імпульсною густиною потужності  $q \geq 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> дає змогу отримати плазмові згустки з різко

обмеженими енергетичними інтервалами  $E_{\min}, E_{\max}$ .

При виконанні умови

$$\frac{l_1}{v_{1\min}} = \frac{l_1\sqrt{m_1}}{\sqrt{2E_{1\min}}} \leq \frac{l_2\sqrt{m_2}}{\sqrt{2E_{2\max}}} = \frac{l_2}{v_{2\max}} \quad (12)$$

або

$$K = \frac{l_1}{l_2} \leq \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \sqrt{\frac{E_{1\min}}{E_{2\max}}} \quad (13)$$

задній фронт (повільна компонента) плазмового згустку 3 з менш віддаленої мішені 1 сконденсується на підкладці 5 раніше поступлення на неї атомів з переднього фронту (швидка компонента) плазмового згустку 4 з більш віддаленої мішені 2. При цьому виключається взаємодія плазмових згустків з різних мішеней в процесі їх прольоту до підкладки, що забезпечує почерговість осадження шарів з різкими границями. Виникаючі при цьому високі напірні тиски, енергетична активація підкладки і, як наслідок, зниження температури орієнтованого росту [6, 7], зменшує процес дифузії між шарами, що також сприяє отриманню різких границь між ними.

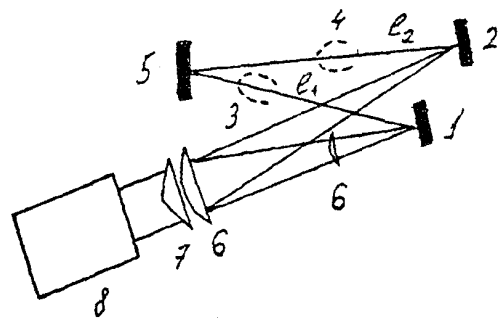


Рис.1 Схема розташування елементів для наплення шаруватих структур.

1, 2 - мішені; 3, 4 - плазмові згустки; 5 - підкладка; 6 - фокусуєча лінза; 7 - світлоподільний клин; 8 - лазер.

При наявності більше двох мішеней умова (13) має виконуватись для кожної з пар відстаней  $(l_1, l_2); (l_2, l_3); (l_3, l_4) \dots l_1 < l_2 < l_3 < l_4 \dots$ .

Найбільш прийнятною практичною реалізацією запропонованого способу [2] є напилення періодичної структури цугом імпульсів наносекундної тривалості з міжімпульсним інтервалом  $10^{-5} \div 10^{-4}$  с. Для цієї мети можуть застосовуватися як модифіковані серійні твердотільні лазери (рубінові, неодимові), що працюють в автоколивному режимі, так і ЛПМ з середньою потужністю  $P_{\text{сер}} \geq 100$  Вт (в останньому випадку для забезпечення умови (11) необхідно виділяти обмежений пакет імпульсів затвором).

Для запропонованого способу напилення завдяки його швидкоплинності різко знижуються вимоги до вакуумних умов. Дійсно, при залишковому тиску в вакуумній камері  $p \approx 10^{-5}$  тор, за час осадження шарів  $\Delta t = 10^{-5} \div 10^{-4}$  с на  $1 \text{ см}^2$  поверхні мішені осяде число молекул остаточного газу не більше, ніж

$$\sigma = \frac{1}{4} \frac{p \Delta t}{n v \Delta t} = \frac{p \Delta t}{\sqrt{2 \pi m k T}} = 4 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}, \quad (14)$$

що складає  $\sim 10^{-7} \div 10^{-6}$  моношару, а вимоги до вакууму визначаються тільки умовами прольоту плазмовими згустками відстані мішень-підкладка без зіткнень з молекулами остаточного газу. Умову (14) можна записати в зручному для практичного користування виді

$$\gamma = P \Delta t \leq 2,5 \cdot 10^{-9} (\text{тср} \cdot \text{с}). \quad (15)$$

Таким чином запропонований спосіб може реалізуватися за допомогою серійних лазерів і технологічних вакуумних камер.

Спосіб був реалізований при напиленні двокомпонентної періодичної структури Si-SiC. Для напилення застосовувався лазер на неодимовому склі, що працював в режимі регулярних пульсацій з  $\tau = 30$  нс і міжімпульсним інтервалом  $t = 9 \div 11$  мкс ( $5 \div 6$  імпульсів в цузі з енергією  $\sim 0,5$

Дж), а також лазер ЛТИПЧ-7 з частотою слідування  $12,5$  Гц.

Мішені (Si, SiC), а також підкладка (скол KCl) розміщувались у високовакуумній камері, з'єднаній з часовопролітним мас-спектрометром (залишковий тиск в системі  $5 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$  тор). З допомогою мас-спектрометра були визначені мінімальні і максимальні значення енергій компонент плазми для обох мішеней (на рівні  $10^{-2}$  від максимумів енергетичних розподілів). При робочих густинах потужності лазерного випромінювання  $q = 1,5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>:

$$E_{1\text{min}} = E_{2\text{min}} = 10 \text{ eV}, \quad E_{1\text{max}} = E_{2\text{max}} = 200 \text{ eV}$$

В наших експериментах (для оптимального режиму) згідно (13) відстань підкладка - мішень Si складала  $L_1 = 1,6$  см, а відстань підкладка - SiC-мішень  $L_2 = 5$  см. Випромінювання з допомогою світлоподільного клину ділилось так, що на Si-мішень попадало  $\sim 0,1$  загальної енергії лазерного імпульса, і  $\sim 0,9$  - на SiC-мішень. Площі фокальних плям на мішенях складала відповідно  $10^{-2}$  та  $10^{-1} \text{ см}^2$  і, таким чином, густини потужності на обох мішенях досягали  $q_1 = q_2 = 1,5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Крім цього виконувався критерій чистоти періодичної структури (15).

Були поставлені експерименти по перевірці можливості отримання періодичних структур як при дотриманні оптимальних умов, так із їх порушенням. Результати приведені в Табл. 1.

Якість періодичної структури контролювалась методом іон-фотонної спектроскопії [8]. Отримані структури бомбардувались іонами  $\text{Ar}^+$ , а їх травлення та чистота напилених шарів контролювалась по свіченню спектральної лінії  $\text{Si} \lambda 288,2$  нм (рис.2) і наявності в спектрі ліній домішок.

Таблиця 1

№	$K = \frac{L}{L_2}$	$P$ , тор	$\Delta t$ , с	$\gamma = p\Delta t$ $\gamma_{\text{опт}} = 2,5 \cdot 10^{-9}$ тор·с	Наявність позитивного ефекту	Примітка
1	0,32 оптимум	$10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{-10}$ $\gamma < \gamma_{\text{опт}}$	+	Рис.2
2	1 $K > K_{\text{опт}}$	$10^{-5}$	$10^{-5}$	$10^{-10}$ $\gamma < \gamma_{\text{опт}}$	-	Перекивання плазмових згустків
3	0,32 оптимум	$10^{-5}$	$8 \times 10^{-2}$	$10^{-6}$ $\gamma < \gamma_{\text{опт}}$	-	Впровадження домішок залишкового газу. В спектрі наявні лінії N,C,O

При дотриманні критеріїв (13), (15) (Табл.1 №1) отримана періодична структура з 6 шарів Si та 6 шарів SiC (рис.2а). Недотримання умови (13) (Табл.1 №2) приводить до перекивання плазмових згустків і, як наслідок, розмивання періодичної структури (рис.2б).

Таким чином, результати експериментів вказують на можливість отримання періодичних структур при опроміненні цугом лазерних імпульсів при дотриманні умов (13) і (15), порушення яких (№2, №3 Табл.1) приводить до відсутності позитивного ефекту. При цьому, завдяки короткому міжімпульсному інтервалу значно знижуються вимоги до вакуумних умов, покращується міжшарова чистота структури, зростає ефективність процесу. Це дає можливість сподіватись на широке застосування методики в сучасній технології.

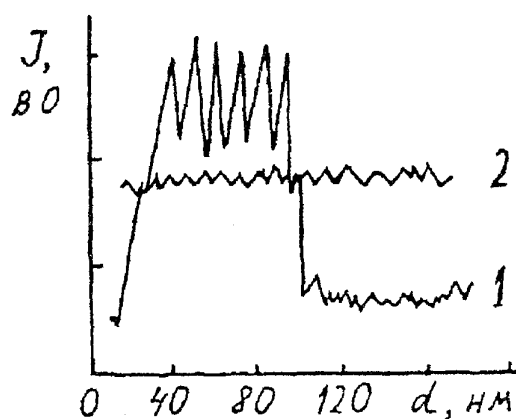


Рис.2 Залежність інтенсивності лінії  $\text{Si}\lambda_{288,2}$  нм, яка відповідає поверхні Si, від товщини зтравленої іонами  $\text{Ar}^+$  поверхні отриманої періодичної структури: оптимальний режим напilenня; 2- режим з перекиванням плазмових згустків

1. Гапонов С.В., Лускин Б.М., Салашенко Н.Н. Способ изготовления эпитаксиальных пленочных структур // Авт. свидет. СССР №791114, 1981.
2. Запесочный И.П., Опачко И.И., Маслюк В.Т. Способ создания периодических структур // Авт. свидет. СССР №220907, 1985.
3. Опачко И.И. // Наукові праці ІЕФ-96.- Ужгород.-"Патент".-1996.-с.207-210.
4. Дьюли У. в кн. Лазерная технология и анализ материалов // Москва.-"Мир".-1986.-с.502.
5. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. "Физика высоких энергий".- Москва.-"Мир".-1974.-с.311-353.
6. Быковский Ю.А., Дудоладов А.Г., Козленков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ.-1974.-№20.-с.304-306.
7. Опачко И.И., Лукша О.В., Запесочный И.П. и др // УФЖ.-1977.- №4. –с.659-663.
8. Дробнич В.Г., Опачко И.И., Евдокимов С.А. и др Сб."Вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссия". Сб. тезисов докл. Всес. Семинара. – Харьков. – 1980. –с.113-114.

## ON PERIODICAL STRUCTURES DEPOSITION POSSIBILITY WITH NANOSECOND LASER PULSE TANDEM

**I. I. Opachko**

Uzhgorod State University, 88000, Uzhgorod, Pidgirna str., 46.

In this work we have shows experimentally the realization possibility of the proposed regime of periodical thinlayered structure, obtained from laser plasma components. The evaporation process goes on with the displacement in the space of synchronous factors, created by the tandem of nanosecond laser pulses. We have got experimentally proved criteria necessary for nonfractional explosive target pulse evaporation in tandem and multilayered structure with interlayered borders.