

УДК: 620.22: 669.017

Ю.Ю. Жигуц¹, І.І. Опачко¹, Б.Я. Хомяк², В.Ф. Лазар²
 ДВНЗ «Ужгородський національний університет»¹
 Мукачівський державний університет²

ОСОБЛИВОСТІ ЕФЕКТИВНОГО НАПИЛЕННЯ ШАРУВАТИХ СТРУКТУР ПЕРІОДИЧНИМ ЛАЗЕРНИМИ ІМПУЛЬСАМИ

З метою оптимізації технологічного процесу ефективного застосування ексимерних лазерів для потреб плівкових технологій необхідна інформація про основні параметри пари, що конденсується на підкладку. Однак, властивості плівок, отриманих розпиленням мішені наносекундними лазерними імпульсами і властивості парової фази практично не досліджувались. В той же час, мас-спектрометричні та зондові дослідження парової фази дають змогу визначити ряд важливих параметрів конденсації, оптимізувати сам процес осадження, внести ясність в розуміння фізики випаровування складних мішеней. Результатом проведених робіт стало розроблення способу формування періодичних структур при опроміненні цугом лазерних імпульсів, що забезпечує отримання якісних гетерогенних та надграткових структур. Експериментальні і теоретичні дослідження вказують на можливість отримання періодичних структур при опроміненні цугом лазерних імпульсів при дотриманні встановлених у роботі умов.

Ключові слова: цуги, лазерні імпульси, мішень, фаза, напилення, періодичні структури.

Ю.Ю. Жигуц, І.І. Опачко, Б.Я. Хомяк, В.Ф. Лазар ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТИВНОГО НАПЫЛЕНИЯ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

С целью оптимизации технологического процесса эффективного применения эксимерных лазеров для нужд пленочных технологий необходима информация об основных параметрах пара, который конденсируется на подложку. Однако, свойства пленок, полученных распылением мишени наносекундными лазерными импульсами и свойства паровой фазы практически не исследовались. В то же время, масс-спектрометрические и зондовые исследования паровой фазы позволяют определить ряд важных параметров конденсации, оптимизировать сам процесс осаджения, внести ясность в понимание физики испарения сложных мишеней. Результатом проведенных работ стала разработка способа формирования периодических структур при облучении цугом лазерных импульсов, который обеспечивает получение качественных гетерогенных и субрешеточных структур. Экспериментальные и теоретические исследования указывают на возможность получения периодических структур при облучении цугом лазерных импульсов при соблюдении установленных в работе условий.

Ключевые слова: цуги, лазерные импульсы, мишень, фаза, напиление, периодические структуры.

Yu. Zhiguts, I. Opachko, B. Hom'ak, V.Lazar THE FEATURES OF EFFECTIVE LINING OF LAYER STRUCTURES BY PERIODIC LASER PULSES

In order to optimize the technological process of efficient use of excimer lasers for the needs of film technologies, information is needed on the main parameters of the vapour, which condenses on the substrate. However, the properties of films obtained by sputtering the target with nanosecond laser pulses and the properties of the vapour phase have not been studied in practice. At the same time, mass-spectrometric and probe studies of the vapour phase make it possible to determine a number of important condensation parameters, optimize the deposition process itself, and clarify the understanding of the physics of evaporation of complex targets. The work resulted in the development of a method for the formation of periodic structures upon irradiation by a train of laser pulses, which ensures the production of qualitative heterogeneous and sublattice structures. Experimental and theoretical studies indicate the possibility of obtaining periodic structures upon irradiation by a train of laser pulses, provided that the conditions established in the work are observed.

Keywords: pulse group, laser pulses, target, phase, sputtering, periodic structures.

Постановка проблеми. Створення в 1962 році лазера з модульованою добротністю [1, 2], який генерував відтворювані гігантські імпульси тривалістю 10-40 нс, дало поштовх до вивчення процесів, що проходять при взаємодії лазерного випромінювання з різного роду об'єктами. Такі унікальні властивості лазерного випромінювання, як когерентність, висока імпульсна потужність, мала кутова розбіжність дають можливість порівняно легко фокусувати його оптичними системами, отримуючи при цьому надзвичайно високі густини потужності. Перші ж дослідження дії такого лазера на поверхню дали несподіваний результат – електронвольтна енергія емітованих при потужностях лазера 10^6 Вт компонент зростала більш ніж в 10^3 разів при незначному збільшенні імпульсної потужності. Ця надлінійна залежність є результатом багатьох процесів, що протікають в ядрі плазмового згустку.

Зрештою виявилось, що більшість параметрів лазерної плазми нелінійним чином залежать від густини потужності лазерного випромінювання. З іншого боку, ідея розігрівання речовини до термоядерних температур за допомогою лазерного випромінювання [3], стимулювала низку

подальших досліджень плазми, яка утворюється при опроміненні конденсованих речовин потоками високоінтенсивного випромінювання ($\sim 10^{16}$ Вт/см²).

Внаслідок залучення значної кількості дослідницьких колективів були створені унікальні лазерні установки з діапазоном густин потужності 10^{11} - 10^{12} Вт/см². Подальша увага значної кількості праць звернена саме до термоядерних аспектів лазерної плазми.

У зв'язку із цим, питома вага досліджень, присвячених емісійним процесам при цих густинах потужності набагато менша. Хоча результати досліджень дії лазерного випромінювання густиною потужності 10^8 - 10^{10} Вт/см² на поверхню вже застосовуються в напівпровідниковій технології, при обробці металів і стекл, в мас-спектрометрії, лазерному напиленні плівок. З другого боку, значна кількість технологічних та аналітичних аспектів застосування процесу емісії під дією лазерного випромінювання вимагає більш детального знання основних параметрів плазми, створеної лазерним випромінюванням саме помірної густини (10^7 - 10^{12} Вт/см²) ультрафіолетового діапазону.

Поява ефективних ексимерних лазерів [3] та лазерів на самообмежених переходах з високою частотою слідування імпульсів вносять свої особливості і процес їх взаємодії з поверхнею. На даний час ексимерні лазери вже застосовують в мікроелектронній технології [4], а лазери на самообмежених переходах, зокрема лазер на парах міді – в лазерних проекційних мікроскопах та пристроях для обробки і контролю поверхні [5]. З другого боку можливості застосування цих лазерів далеко не вичерпані, особливо в аналітичній техніці та технології отримання плівок.

Якщо в області застосування лазерного випромінювання для елементного аналізу є ряд праць [6], то можливості лазерної мас-спектрометрії для дослідження структури поверхні твердого тіла ще повністю не розкриті. Застосування для цих цілей крім неодимового лазера, ексимерного або ЛПМ може покращити аналітичні можливості мас-спектрометрії, а унікальні підсилювальні властивості активного середовища ЛПМ дають змогу створити комплексний аналітичний прилад – лазерний проекційний мікроскоп-мас-спектрометр. Останній дає змогу візуалізувати на екрані із збільшенням до $\times 10^4$ область дії лазерного випромінювання на поверхню з одночасним її мас-спектрометричним аналізом.

При цьому висока частота слідування імпульсів ЛПМ вносить свої особливості в характер іонної емісії, які необхідно детально дослідити і врахувати в лазерній мас-спектрометрії.

Внаслідок збільшеного (в порівнянні з лазерами інфрачервоного, видимого діапазонів) початкового поглинання ультрафіолетового випромінювання ексимерного лазера поверхнею і зменшеною оптичною товщиною утворюваного при її випаровуванні плазмового згустку, сам процес випаровування проходить більш ефективно, а енергії емітованих компонент нижчі. Це сприяє більш ефективному застосуванню ексимерних лазерів для потреб плівкових технологій.

Для оптимізації такого технологічного процесу необхідна інформація про основні параметри пари, що конденсується на підкладку. Однак, в небагатьох попередніх працях, в яких досліджувались властивості плівок, отриманих розпиленням мішені наносекундними лазерними імпульсами, властивості парової фази практично не досліджувались. В той же час, мас-спектрометричні та зондові дослідження парової фази дають змогу визначити ряд важливих параметрів конденсації, оптимізувати сам процес осадження, внести ясність в розуміння фізики випаровування складних мішеней. Після аналізу стану перерахованих вище проблем була сформована мета даної роботи.

Мета дослідження. Розробити спосіб формування періодичних структур при опроміненні цугом лазерних імпульсів, що забезпечує отримання якісних гетерогенних та надграткових структур.

У сучасній мікроелектроніці важливе місце займають методи отримання періодичних тонкоплівкових структур, засновані рідкофазній, газофазній, молекулярно-пучковій епітексії. Отримані періодичні структури (дзеркала м'якого рентгенівського діапазону) при багатоетапному лазерному осадженні плівок з швидкістю 5 - 10 $\text{Å}/\text{імпульс}$. При цьому структури утворюються за тривалий час, що накладає досить жорсткі вимоги до вакууму в робочих установках $p \leq 10^{-9}$ - 10^{-10} торр. Для підвищення технологічності процесу отримання багатошарових структур, зниження вимог до вакуумних умов нами запропонований і реалізований спосіб створення таких періодичних структур за допомогою цуга лазерних імпульсів.

Спосіб можна реалізувати при виконанні двох основних вимог: забезпечення ідентичних умов вибухового випаровування в матеріалі з імпульсів в цузі та забезпечення почергового поступлення пари на підкладку, що характеризується геометрією розміщення мішеней і режимом випаровування з чітко обмеженими енергетичними спектрами емітованих компонент.

Опис методів дослідження. Найбільш прийнятною практичною реалізацією запропонованого способу є напilenня періодичної структури цугом імпульсів наносекундної тривалості з міжімпульсним інтервалом 10^{-5} - 10^{-4} с. Для досягнення цієї мети можуть застосовуватися як модифіковані серійні твердотільні лазери (рубінові, неодимові), що працюють в автоколівальному режимі, так і ЛПМ з середньою потужністю $P_{\text{сер}}=100$ Вт (в останньому випадку для забезпечення умови (1) необхідно виділяти обмежений пакет імпульсів затвором).

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

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

що складає 10^{-7} - 10^{-6} моношару, а вимоги до вакууму визначаються тільки умовами прольоту плазовими згустками відстані мішень-підкладка без зіткнень з молекулами остаточного газу. Умову (1) можна записати в зручному для практичного користування виді

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

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

Цей спосіб був реалізований при напilenні двокомпонентної періодичної структури Si-SiC. Для напilenня застосовувався лазер на неодимовому склі, що працював в режимі регулярних пульсацій з $\tau=30$ нс і міжімпульсним інтервалом $t=9$ - 11 мкс (5-6 імпульсів в цузі з енергією 0,5 Дж), а також лазер ЛТИПЧ-7 з частотою слідування 12,5 Гц.

Мішені (Si, SiC), а також підкладка (скол КС1) розміщувались у високовакуумній камері, з'єднаній з часово-пролітним мас-спектрометром (залишковий тиск в системі $5 \cdot 10^{-6}$ - 10^{-5} торр).

Теоретичні дослідження. 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} - 10^{-6} с та міжімпульсним інтервалом $\leq 10^{-5}$ с з загальною тривалістю цуга 10^{-3} с. Цей режим можна вважати проміжковим між режимом генерації наносекундних та мілісекундних імпульсів. Розглянемо дію такого випромінювання на мішень.

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 у 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 у 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 нанесення 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 κ відповідно проводиться лазером із загальною тривалістю цуга T ; тривалістю окремого імпульсу τ , 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

$$T < \frac{S}{\kappa}. \quad (3)$$

При дії на мішень прямокутного однократного імпульсу густиною потоку q_0 , кінцевий приріст температури поверхні T_k :

$$T_k = \frac{2q_0\sqrt{\kappa}}{k\sqrt{\pi}}\sqrt{\tau}, \quad (4)$$

який після $t > \tau$ релаксує по закону

$$T(t) = \frac{2q_0\sqrt{\kappa}}{k\sqrt{\pi}}(\sqrt{t} - \sqrt{t-\tau}) \approx \frac{2q_0\sqrt{\kappa}}{k\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\tau}{2\sqrt{t}}, \quad (5)$$

$$T(t) = T_k \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}}. \quad (6)$$

У загальному випадку (5), (6) справедливі при нагріві та охолодженні без зміни фазового стану. Але, навіть якщо досягаються значення q^* , що відповідають вибуховому випаровуванню і протягом τ відбувається зміна фазового стану речовини згідно газодинамічної моделі, що передбачає зовсім інші значення T_k ніж (4), то все ж при встановленні в кінці проміжку часу τ температури, що відповідає однофазному стану речовини, "передісторія" процесів при дії нагрівачого імпульсу не має суттєвого значення, і в цілому справедливе більш загальне, ніж (1) і (2), співвідношення (6).

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

$$T_N = T_k \sqrt{\frac{\tau}{t}} + T_k \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{2t}} + \dots + T_k \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{N \cdot t}} = \frac{T_k}{2} \sqrt{\frac{\tau}{t}} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{n}} = \frac{T_k}{2\sqrt{Q}} \sqrt{\frac{\tau}{t}} \cdot \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad (7)$$

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

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

$$T_N = T_k, \quad (8)$$

необхідної для досягнення після імпульсної температури, що відповідає початку зміни фазового стану речовини перед початком N_k+1 імпульсу.

Отже одержимо рівняння для визначення N_k

$$\sum_{n=1}^{N_k} \frac{1}{\sqrt{n}} = 2\sqrt{Q}. \quad (9)$$

Для великих N асимптотичний розв'язок

$$N_k = Q \quad (10)$$

Для значень $Q=10-20$, що легко реалізуються в твердотільних лазерах розв'язок (9) дає значення $N_k=15-26$.

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

$$Q = \frac{T}{N_0 \cdot \tau}, \quad (11)$$

в рівнянні (11) одержимо рівняння для визначення N_0 :

$$\sum_{n=1}^{N_0} \frac{1}{\sqrt{n}} = 2\sqrt{\frac{T}{N_0 \cdot \tau}} = 2\sqrt{\frac{P}{N_0}}, \quad (12)$$

де $P = \frac{T}{\tau}$.

Для великих N асимптотичний розв'язок (12) перетворюється в

$$N_0 = \sqrt{\frac{T}{\tau}} = \sqrt{P}. \quad (13)$$

При використанні твердотільних лазерів з реалізованими зараз параметрами $T=5 \cdot 10^{-4}$ с, $\tau \approx 5 \cdot 10^{-8}$ с одержимо $N_0=100$. 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. На рис. 1 схематично показано як випромінювання лазера 8 розділюється на два пучки світлоподільним клином 7 та фокусується на мішенях 1, 2 за допомогою лінз 6.

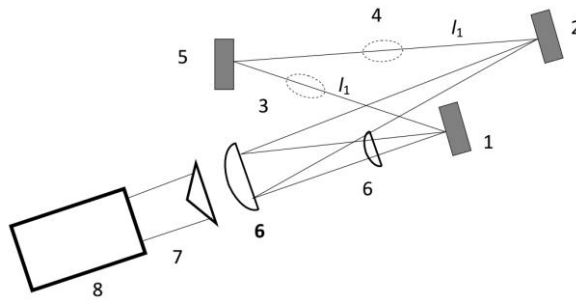


Рис. 1. - Схема розташування елементів для наповнення шаруватих структур: 1, 2 – мішені; 3, 4 – плазмові згустки; 5 – підкладка; 6 – фокуруючі лінзи; 7 – світлоподільний клин; 8 – лазер

Поставлена мета досягається тим, що після одночасного створення плазмових згустків біля поверхонь мішеней ці згустки попадають на підкладку не одночасно, а з почерговістю, яка 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/см² дає змогу отримати плазмові згустки з різко обмеженими енергетичними інтервалами E_{\min}, E_{\max} .

При виконанні умови

$$\frac{l_1}{V_{1\min}} = \frac{l_1 \sqrt{m_1}}{\sqrt{2E_{1\min}}} \leq \frac{l_2 \sqrt{m_2}}{\sqrt{2E_{2\max}}} = \frac{l_2}{V_{2\max}}, \quad (14)$$

або

$$K = \frac{l_1}{l_2} \leq \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \cdot \sqrt{\frac{E_{1\min}}{E_{2\max}}}, \quad (15)$$

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, зменшує процес дифузії між шарами, що також сприяє отриманню різких границь між шарами. При наявності більше двох мішеней умова (14) має виконуватись для кожної з пар відстаней (l_1, l_2); (l_2, l_3); (l_3, l_4) $l_1 < l_2 < l_3 < l_4$.

Експериментальні дослідження. Авторами за 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/см² $E_{1min} = E_{2min} = 10$ еВ, $E_{1max} = E_{2max} = 200$ еВ.

В наших експериментах (для оптимального режиму) згідно (14) відстань підкладка-мішень Si складала $l_1 = 16$ мм, а відстань підкладка-SiC-мішень – $l_1 = 50$ мм. Випромінювання за допомогою світлоподільного клину ділилось так, що на Si-мішень попадало 0,1 загальної енергії лазерного імпульсу, і 0,9 – на SiC-мішень. Площі фокальних плям на мішенях складали відповідно 10^{-2} та 10^{-1} см², і таким чином, густини потужності на обох мішенях досягали $q_1 = q_2 = 1,5 \cdot 10^8$ Вт/см². Крім цього виконувався критерій чистоти періодичної структури (15).

Були поставлені експерименти по перевірці можливості отримання періодичних структур як при дотриманні оптимальних умов, так і з їх порушенням. Результати зведені у табл. 1.

Таблиця 1.

Результати експериментального наплення

№ з/п	$K = \frac{l_1}{l_2}$	p, торр	Δt , с	$\gamma = p \cdot \Delta t$ $\gamma_{opt} = 2,5 \cdot 10^{-9}$, торр·с	Наявність позитивного ефекту	Примітка
1	0,32 (оптимум)	10^{-5}	10^{-5}	10^{-10} $\gamma < \gamma_{opt}$	+	рис. 2
2	1 $K > K_{opt}$	10^{-5}	10^{-5}	10^{-10} $\gamma < \gamma_{opt}$	-	перекривання плазмових згустків
3	0,32 (оптимум)	10^{-5}	$8 \cdot 10^{-2}$	10^{-6} $\gamma > \gamma_{opt}$	-	вкорінення домішок залишкового газу в спектрі наявні лінії N, C, O

Результати реалізації, розглянутих способів лазерного наплення плівок з синхронних факелів є розроблені пристрої для отримання гетерогенних та надграткових структур.

Якість періодичної структури контролювалась методом іон-фотонної спектроскопії. Отримані структури бомбардувались іонами Ag^+ , а їх травлення та чистота напелених шарів контролювалась по свіченню спектральної лінії $SiI\lambda 288,2$ нм (рис. 2) і наявності в спектрі ліній домішок.

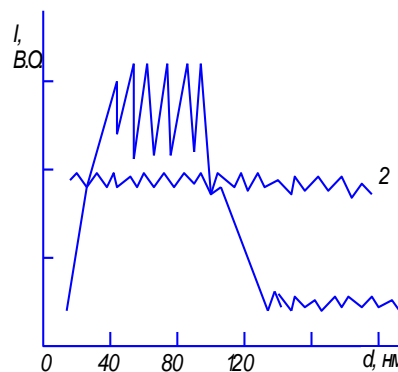


Рис. 2. - Залежність інтенсивності лінії $SiI\lambda 288,2$ нм, яка відповідає поверхні Si, від товщини зтравленої іонами Ag^+ поверхні отриманої періодичної структури: 1 – оптимальний режим наплення; 2 – режим з перекриттям плазмових згустків

Результати реалізації, розглянутих способів лазерного напилення плівок з синхронних факелів є розроблені пристрої для отримання гетерогенних та надграткових структур.

При дотриманні критеріїв (14) та (15), що показано в табл. 1 №1, отримана періодична структура з 6 шарів Si та 6 шарів SiC (рис. 2 оптимальний режим напилення 1). Недотримання умови (14), що показано і табл. 1 № 2, призводить до перекривання плазмових згустків і, як наслідок, розмивання періодичної структури (рис. 2 режим з перекриттям плазмових згустків 2).

Висновки. Результати експериментальних досліджень вказують на можливість отримання періодичних структур при опроміненні цугом лазерних імпульсів при дотриманні умов (14) та (15), порушення яких (рядки №2 та №3 табл. 1) призводить до відсутності позитивного ефекту.

Одним з варіантів реалізації вказаних теоретичних і експериментальних досліджень в області напилення плівок з синхронних факелів в розроблені пристроїв для отримання надграткових структур.

Список використаних джерел:

1. McClung, F.G. Giant optical pulsations from ruby / F.G. McClung, R.W. Hellward // J. Appl. Phys. 1962. – V. 33. P. 828 – 830.
2. Басов, Н.Г. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора / Н.Г. Басов, О.Н. Крохин // ЖЭТФ. 1964. – Т. 46. – С. 171 – 174.
3. Попов, В.К. Мощные эксимерные лазеры и новые источники когерентного излучения в вакуумном ультрафиолете / В.К. Попов, // УФН. 1985. – Т. 147. – Вып. 3. – С. 587 – 604.
4. Канцырев, В.Л. Имплантация в кремний излучением мощного KrF лазера / В.Л. Канцырев, Н.В. Морозов, Б.А. Ольшвангер и др. // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 17. Вып. 2. – С.56. - 61.
5. Земсков, К.И. Усилители яркости изображений в оптических системах / К.И. Земсков, М.А. Казарян, Г.Г. Петраш// Труды ФИАН. – 1991. – Т. 206. – С. 1-62.
6. Hutt, K.W. Laser initiated electron avalanches observed in a laser microprobe mass spectrometer / K.W. Hutt, E.R. Wallach // J. Appl. Phys. – 1989. № 66 (5). P. 127 -130.

Рецензент

Козубовський Володимир Ростиславович, проф., док. техн. наук, провідний науковий співробітник науково-дослідного інституту засобів аналітичної техніки ДВНЗ «Ужгородський національний університет», лауреат державної премії у галузі науки і техніки

Стаття надійшла до редакції 29.04.2017