**Тема 16. Лазери у технологічних процесах електронної техніки. Лекція 16.**

*Методи формування та фокусування лазерного випромінювання. Застосування лазерів для різання, зварювання, обробки тонких плівок, для обробки матеріалів, конструктивних елементів. Вибір технологічного обладнання та типу лазерів*

***Методи формування та фокусування лазерного випромінювання***

Промінь лазера іде із джерела з кінцевою апертурою, він має мінімальний кут розходження, що обумовлений дифракцією. Нагадаємо, що він описується співвідношенням

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{a}$$

де $\theta$ - кут розходження, $\lambda$- довжина хвилі світла, $a$ діючий отвір (апертура).

В дійсності типові кути розходження мають порядок $0.05 \div 1^{o}$. Мінімальний діаметр плями, який можна отримати шляхом оптичного фокусування складає

$$D \approx f\theta = f\frac{1.22\lambda}{a}$$

Площа плям відповідно дорівнює

$$A = \frac{\pi D^2}{4} = 1.169\left(\frac{f}{a}\right)^2 \lambda^2$$

Легко підрахувати зміну площі і діаметру фокальної плями при зміні відношення фокусної відстані лінзи до апертури та побудувати криву зміни густини теплового потоку при тих же самих умовах фокусування і даній енергії імпульсу лазера. З таких розрахунків можна отримати два важливих наслідки. По-перше – можливість отримання дуже великих густин енергії при використанні лінз з малою фокусною відстанню та великою апертурою, тобто лазер можна використати для лабораторного модулювання процесів у матеріалах при діях надвисоких температур. По-друге – найкращим методом контролювання енергії лазеру у тих випадках, коли потрібно тримати нагрівання, плавлення та випаровування поверхні, є вибір апертури та фокусної відстані лінзи.

Для розрахунку густини енергії у потоку можна скористатися правилами геометричної оптики. При площі перерізу потоку випромінювання до лінзи $S_0$ площа сфокусованого потоку випромінювання $S_1$ буде дорівнювати

$$S_1 = S_0 \frac{l^2}{f_0^2}$$

де $l$ - відстань від площини лінзи до площини перерізу потоку, що нас цікавить, $f_0$- фокусна відстань лінзи. У більшості випадків для лінз з фокусною відстанню $f_0 = 5 см$, це співвідношення можна застосовувати при відстанях від фокусу, які більше 1 мм, мінімальна площа сфокусованого пучка випромінювання, що визначається дифракцією, сферичною аберацією і розходженням пучка, складає біля $1 \cdot 10^{-4} см$, суттєві ускладнення при розрахунках виникають із-за неоднорідності інтенсивності випромінювання лазера по перерізу.

Енергія випромінювання сучасних лазерів достатньо велика для того, щоби привести до руйнування любі тверді тіла. Але механізм цього руйнування є достатньо складним і змінюється при зміні характеристик твердого тіла (коефіцієнта поглинання світла, типа хімічного зв'язку, складу, структури, теплових характеристик, механічних властивостей і т.п.).

Нагадаємо деякі технічні характеристики імпульсних лазерів та режими опромінення.

*Режим вільної генерації.* Інтервал енергій $W = 1 \div 100 Дж$, час імпульсу $t \approx 10^{-3} сек$, середня потужність $З = 10^3 \div 10^5 Вт$, енергія виділяється у вигляді $50 \div 100$ окремих піків (пічків) тривалістю біля $10^{-6} сек$, які розділені інтервалами. Можливі і інші види розподілу енергії в імпульсах, наприклад, безпічковий або квазінеперервний імпульс (**рис. 1**).

*Режим гігантських імпульсів.* Інтервал енергій $W = 0.1 \div 10 Дж$, середня потужність $10^7 \div 10^9 Вт$, час імпульсу $t \approx 10^{-8} сек$, енергія виділяється у вигляді одного піку.

Світло звичайно фокусується за допомогою лінз, площа кола фокусування у точці фокусу досягає $10^{-4}$ см$^2$, тобто густина енергії у місті фокусування для випадку вільної генерації складає $10^3 \div 10^5 \, Дж/см^2$, для випадку гігантських імпульсів $10^4 \div 10^6 \, Дж/см^2$, густина потужності – відповідно $10^7 \div 10^9 \, Вт/см^2$ та $10^{11} \div 10^{13} \, Вт/см^2$. Зменшення густини енергії можна отримати різними способами (де фокусування променя, ослаблення фільтрами і т.п.).

Деякі дослідження проводилися на лазерах неперервної дії з потужністю до $10^3$ Вт.

Дія імпульсу лазерного випромінювання проявляється *як правило* в розігріванні та охолодженні з дуже високими швидкостями, що супроводжуються плавленням, випаровуванням та викидом матеріалу, утворенням кратеру, зміною структури матеріалу в районі кратеру.

Процес утворення кратеру можна представити наступним чином.

За рахунок поглинутої енергії перших доз випромінювання утворюється пограничний шар розплавленого та перегрітого металу. Випаровування цього шару в оточуючий простір носить характер вибуху. Утворюється приповерхнева (напівсферична) хмара парів, які нагріти до температури світіння. Вибух шару перегрітого матеріалу призводить одночасно до викиду метала, температура якого доведена за рахунок теплопровідності до температури плавлення пограничного шару.

З просуванням пограничного шару в глибину матеріалу утворюється отвір, що грає роль сопла і пари, що викидаються починають формуватися у струмінь. Одночасно за рахунок багатократних відбивань випромінювання та дії розжарених парів на стінках кратеру також утворюється пограничний шар.

Внаслідок великого тиску парів у кратері, а також під дією гідродинамічних сил струменя, що витікає, відбувається захоплення та викид матеріалу цього шару із отвору кратеру. Цей процес розмивання стінок кратеру, очевидно краще розвивається у випадку глибоких кратерів, тобто при опроміненні монолітних зразків і є мало суттєвим при опроміненні тонких пластинок.

При побудові балансу енергії проміню лазера, що падає на метал, необхідно враховувати долю відбитої енергії. Ця величина на протязі світлового імпульсу змінюється, що пов’язано із зменшенням відбивальної здатності металу з зростанням температури і при фазовому переході. Мінімум величини відбивальної здатності $R$ за час імпульсу відповідає по часу максимальної енергії проміню.

На протязі кожного пічка величина $R$ зменшується по мірі наростання миттєвого значення інтенсивності. При цьому криву зміни $R$ із часом можна розділити на декілька ділянок. На початку дії пічка випромінювання відбивальна здатність швидко падає, що зв'язано з процесами початкового нагрівання та плавлення поверхневого шару метала. Наступна горизонтальна ділянка зв'язана із плавленням шару метала при постійній температурі, коли вся енергія, що підводиться витрачається на проходження хвилі плавлення у глибину металу. Із зростанням товщини розплавленого шару його тепловий опір зростає, зменшується кількість енергії, що підводиться до границі твердої та рідкої фаз, температура поверхні зростає і відбивальна здатність знову починає зменшуватися. Нарешті падіння густини потоку при переході через максимум інтенсивності призводить до зростання відбивальної здатності металу.

При оцінці можливих границь зміни температури поверхні на першій ділянці в інтервалі $t_1$ вважають, що падаючий на поверхню потік $q_0$ та зміна відбивальної здатності є лінійними функціями часу $q_0 = \alpha t$ та $R = R_0 - \beta t$. При вирішенні методом джерел задачі про нагрівання напівпростору отримують вираз для приросту температури за час $t_1$ при потоці $q = (1 - R_0)\alpha t + \alpha\beta t^2$ у вигляді

$$\Delta T_1 = \frac{\alpha}{\sqrt{\pi\chi}} t_1^{3/2} \left[ \frac{4\sqrt{2}}{3}(1 - R_0) + \sqrt{a}\beta t_1 \right]$$

де $\alpha$ та $\beta$- експериментально визначені коефіцієнти, $a$ та $\chi$ - температуропроводність та теплопровідність металу. Беручи для срібла $a = 1.74 см^2 / сек$, $\chi = 4.2 Вт / см \cdot град$ при тривалості $t_1 = 0.2 мксек$, отримаємо $\Delta T_1 = 700^o C$. У проміжку між пічками (4 мкмсек) температура поверхні металу зменшується на $70 \div 80\%$ від того значення, якого вона досягає у кінці попереднього пічка. Звідси температура на початку дії наступного пічка складає $200 \div 300^o C$, а температура горизонтальної ділянки $900 \div 1000^o C$, що відповідає температурі плавлення срібла.

Зростання температури поверхні не відбувається, доки хвиля плавлення не дожене хвилю нагріву теплопровідністю. Середня швидкість хвилі плавлення

$$v_{пл} \approx \bar{q}(\lambda_{пл} + \rho c T_{пл})^{-1}$$

а хвилі теплопровідності

$$v_{тепл} \approx \sqrt{a/t}$$

Звідси час, на протязі якого тепло, що підводиться до метала, витрачається тільки на плавлення, дорівнює

$$t_2 \approx \frac{(\lambda_{пл} + \rho c T_{пл})}{a\bar{q}^2}$$

де $\bar{q}$ - середня густина потоку за час $t_2$, експериментальне значення $q = 1.3 \cdot 10^7\, Вт/см^2$. Для срібла $\lambda_{пл} + \rho c T_{пл} = 3.4 \cdot 10^3\, Дж/см^3$ і $t_2 = 1.2 \cdot 10^{-7}\, сек$, що добре узгоджується з експериментальним значенням. Оцінка максимальної температури на наступній ділянці зменшення коефіцієнта відбивання проводиться по співвідношенням для швидкостей руху фазової границі та лінійної швидкості фронту випаровування і дає для срібла максимальну температуру $T = 6000^o K$.

*Тепловий механізм руйнування металів*. Швидкість випаровування металів сильно залежить від температури, тому повинна існувати достатньо різка нижня границя густини потоку випромінювання $q_1^*$, що відповідає початку випаровування. При значеннях $q < q_1^*$ ефективна питома енергія руйнування велика, із зростанням густини потоку вона зменшується досягаючи мінімуму при деякому значенні $q = q_2^*$. При цих умовах час розігріву металів від початкової температури до деякого значення, що відповідає інтенсивному випаровуванню, є малим у порівнянні з повною тривалістю імпульсу $t_0$ і втрати на теплопровідність малі.

Якщо тривалість перехідного режиму набагато менше ніж характерний час зміни $q(t)$, весь процес руйнування іде квазістаціонарно і є модульованим з частотою пічків в імпульсі лазера.

Характеристики процесу руйнування визначаються із рішення задачі теплопровідності. Розглянемо задачу про поглинання теплового потоку густиною $q$ на поверхні металу ($x = 0$), що займає на півпростір

$x > 0$. При цьому поверхня стаціонарно переміщується у глибину металу із швидкістю $v$. В цьому наближенні $q$ вважається постійним і вважається, що зміна $q$ із часом викличе синхронну зміну $v$ та інших параметрів процесу.

Задача теплопровідності у системі координат, яка пов'язана із грани цією фаз, що рухається, має вигляд

$$\frac{\partial T}{\partial t} = v\frac{\partial T}{\partial x'} + a\frac{\partial^2 T}{(\partial x')^2} \qquad (1)$$

при граничних умовах

$$\chi\frac{\partial T}{\partial x'}\Big|_{x'=0} = q - \rho v \Delta H, \qquad T(\infty, t) = 0$$

де $x' = x - vt$, $\Delta H$ - різниця питомих ентальпій твердої та газової фаз.

Рішення крайової задачі (1) має вигляд

$$T(x,t) = T_0 e^{-\frac{v(x-vt)}{a}} \qquad (2)$$

де

$$T_0 = \frac{q - \rho v \Delta H}{vc\rho} \qquad (3)$$

При вирішенні нехтували тепловим розширенням ($\rho = const$) та приймали теплоємність та теплопровідність $\chi$ постійними.

Якщо вважати пар металу одноатомним ідеальним газом, нехтувати питомим об'ємом твердої фази у порівнянні з питомим об'ємом пару і не враховувати стрибка температури на фронті випаровування, то

$$\Delta H = \lambda - RT/2A \qquad (3а)$$

де $\lambda$ - питома теплота випаровування при $0^o K$, $A$- атомна вага металу.

Шар металу, який нагрітий за рахунок теплопровідності має товщину порядку $a/v$ і із зростанням $v$ зменшується до товщини, що приблизно дорівнює глибині проникнення випромінювання у метал $\delta^{-1} \approx 10^{-5}\ см$. Після цього розподіл температури у металі буде визначатися не теплопровідністю, а коефіцієнтом поглинання світла і має вигляд

$$T = T_0 \exp\left[-\delta(x - vt)\right] \qquad (3б)$$

Швидкість руху фазової границі

$$v = \frac{q}{\rho\left(1 + 5/2\,\dfrac{RT_0}{A}\right)} \qquad (4)$$

При розрахунку кінетики випаровування металу та температури його поверхні вважають, що випаровування металу відбувається з деякого поверхневого шару, що має температуру $T$. Розглядається імовірність елементарного акту випаровування, яка залежить від статистичних сум активованого комплексу, зв'язаного у решітці атому, енергії активації, рівній енергії, що необхідна для випаровування одного атому при $0^o K$. Статистична сума обчислюється за допомогою моделі Ейнштейна. Остаточно лінійна швидкість фронту випаровування має вигляд

$$v(T) = \bar{c}\left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \exp\left(-\frac{\lambda A}{RT}\right) \qquad (5)$$

де $\lambda$- теплота випаровування на одиницю мас при $0^o K$, $\bar{c}$ - середня швидкість звуку.

При виводі формулі (3) не було враховано вплив конденсації, але, якщо, швидкість відводу атомів від поверхні металу визначається швидкістю розширення парів у вакуум, цей ефект невеликий.

Рівняння (4) та (5) утворюють систему рівнянь для визначення величин $v$ та $T_0$ у стаціонарному режимі і дають можливість побудови графічних залежностей температури поверхні металу та швидкості випаровування від густини потоку випромінювання.

Велике значення має оцінка верхньої границі густини потоку випромінювання, при якій справедливий тепловий механізм руйнування (без врахування гідродинамічних ефектів). Існування цієї границі обумовлено тим, що починаючи з деякого значення густини потоку, витрати енергії на випаровування стають менше, ніж енергія падаючого випромінювання, поверхня металу перегрівається і значна частини енергії проміню переходить у внутрішню енергію продуктів руйнування. Густину потоку $q_3^*$ можна прийняти такою, при якій $T_0 \approx \lambda_1 / k$. Тоді, згідно з рівняннями (4) та (5), величини $q_3^*$ для свинцю, срібла, алюмінію, міді, заліза та графіту складають відповідно 0.1, 0.5, , 0.7, ).8, 1.2 та 7.7 Вт/см$^2$. Відзначимо, що екранування поверхні металу продуктами руйнування може привести до зниження максимальної енергії $q_3^*$.

Перед виникненням стаціонарного руху границі відбувається нагрівання поверхні металу до температури $T_0$ і прискорення руху границі до швидкості $v$.

Час запізнення, після якого починається інтенсивне випаровування металу, складає

$$\Delta t = \frac{a}{v^2} \cdot \frac{9\pi}{4(y + 5/2)^2} \tag{5a}$$

де $y = \lambda A / RT_0$.

Переміщення фронту випаровування за час імпульсу складає

$$\Delta x = v(t_0 - \Delta t) = \frac{a}{v_0 (y + 5/2)^2} \left[ Ky(1 + 2/5y) - e^y \right] \tag{6}$$

де $K = 10Qv_0 / 9\pi a\rho\lambda$ і $v_0$ - величина порядку швидкості звуку у металі. Вираз (6) має максимум при деякому значенні $y$.

Густина потоку випромінювання, для якої при заданій повній густині потоку випромінювання $Q$ переміщення фронту випаровування досягає максимуму, має вигляд

$$q^* \approx 2.8 \frac{a(\lambda\rho)^2}{Q} \tag{7}$$

При такому оптимальному режимі виникає рівновага між втратами енергії за рахунок теплопровідності і випаровування. Переміщення фронту випаровування в оптимальному режимі визначається з рішення рівняння (6), як $\alpha\sqrt{at_0}$, де $\alpha \approx 1$, тобто воно дорівнює переміщенню температурного фронту в металі при нерухомій границі за час імпульсу лазера.

Чисельне інтегрування рівняння теплопровідності дозволяє побудувати графіки залежності переміщення фронту випаровування від часу для різних металів, аналогічні залежності для сумарного переміщення, і т.п. Відповідні криві мають максимум, якій зміщується із зростанням $Q$ у бік більших $t_0$ приблизно пропорційно $Q^2$.

Для практичних обчислень можна використовувати формулу

$$t_0^* = 0.35\frac{Q^2}{a(\lambda\rho)^2} \qquad (8)$$

з якої випливає, що для більшості металів (наприклад міді, свинцю, олова, кадмію) при густині енергії $Q = 100$ Дж/см$^2$ величина $t_0^*$ знаходиться в інтервалі $10^{-6} \div 5\cdot 10^{-5}$ сек. Побудував залежність ізотерми плавлення від часу, можна оцінювати максимальну глибину кратера у металі без врахування витрат енергії на викид рідкої фази.

***Теоретичний аналіз процесів плавлення металів за допомогою світлового променя*.**

*Ефекти конденсації, плавлення, поверхневого плавлення натягу та турбулентності*. Розглянемо процес взаємодії газоподібної фази з твердою поверхнею $S$. Використаємо розподіл Больцмана згідно якого імовірність знаходження атома у положенні з потенціальною енергією $U$ є пропорційною $e^{-U/kT}$. Приймемо, що потенціальна енергія атома, що знаходиться у любій точці поверхні твердої фази $S$, а також на відстані $\delta$ (порядку міжатомної відстані у твердому тілі) над поверхнею твердого тіла дорівнює нулю, а для $x > \delta$ енергія дорівнює $U$. Якщо $p'$ та $p''$ - імовірності знаходження атома відповідно у поверхневому шарі об’єму $S\delta$ і в газовій фазі об’єму $v$, то

$$p''/p' = e^{-U/kT}v/S\delta \qquad (9)$$

Відношення атомів у газовій фазі $N''$ до числа атомів на поверхні $N'$ має такий ж самий вигляд, звідки об’ємна та поверхнева густини $n''$ та

$n'$ (що визначаються відповідно, як $N''/v$ та $N'/S\delta$) зв’язані співвідношенням

$$n'' = \left(\frac{n'}{\delta}\right) e^{-u/kT} \tag{10}$$

При рівновазі швидкість випаровування буде рівна швидкості постачання атомів з газової фази:

$$\sigma = n'' v_x \tag{11}$$

Якщо розподіл молекул у газі описується законом Максвела, отримуємо

$$\sigma = \frac{n'}{\delta}\left(\frac{kt}{2T_m}\right)^{1/2} e^{-U/kT} \tag{12}$$

Це рівняння ідентично рівнянню, що описує швидкість випаровування, якщо прийняти, що $n' = n\delta$, що узгоджується з фізичним змістом $\delta$. Відзначимо, що при виводі рівнянь вважалося, що всі атоми газу, які ударяються об тверду поверхню, залишаються на ній, в дійсності, частина атомів відбивається.

При аналізі випаровування під дією світлових імпульсів було отримано, що температура газу в області дії променя значно вище ніж за її межами. Конденсація в цьому випадку грає нехтовно роль у порівнянні з випаровуванням.

Розглянемо тепер протилежний випадок взаємодії гарячого газу та холодної поверхні металу. В залежності від умов процесу при цьому можуть виникати різні явища – від конденсації газу на поверхні до унесення поверхневих атомів гарячим газом. Серед факторів, що впливають на цей процес, окрім енергії імпульсу, густини енергії в зоні дії імпульсу, теплоти випаровування та теплопровідності твердого металу слід відзначити також охолодження газового струменя при його розширенні до стикання з поверхнею металу, величини поверхні металу $S$, що стикається з струменем, ефективності переходу енергії у метал (імовірності захоплення атомів газу металом, теплоти конденсації і т.п.)

Не ясно, наскільки суттєвим є процес плавлення, оскільки випаровування дуже тонкого поверхневого шару може захистити залишкову частину металу. Тонкий розплавлений шар може знову кристалізуватися на основному металі, так, що макроскопічна зміна поверхні буде незначна. Необхідно дослідити ефекти у поверхневому шарі і виявити, чи може випаровування відбуватися швидше, ніж розповсюдження тепла шляхом теплопровідності в середину металу, що призводить до плавлення.

Як ефективну товщину поверхневого шару $\delta$ приймемо деяку ефективну товщину, що виникає за рахунок коливань атомів. Для малих величин зміщення

$$x - x_0 = \xi \qquad (13)$$

від точки рівноваги $x_0$ потенціальна енергія буде дорівнювати

$$u(x) = u(x_0) + \frac{1}{2}u''(x_0)\xi^2 = \frac{1}{2}f\xi^2 \qquad (14)$$

Без шкоди для загальності можна прийняти $u(x_0) = 0$. При більших позитивних значеннях $x$ величина $u(x) = const = u$. Тоді рівняння (9) можна переписати як

$$\frac{p''}{p'} = ve^{-U/kT} / S\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-f\xi^2 kT} d\xi \qquad (15)$$

Інтегрування проводиться в нескінчених границях, оскільки підінтегральний вираз є швидко спадаючою функцією. Це дає написані раніше рівняння, якщо $\delta$ визначається як

$$\delta = \left(\frac{2\pi kT}{f}\right)^{1/2} \qquad (16)$$

Підстави цей вираз у (11) та використав визначення

$$v = \frac{1}{2\pi}(f/m) \qquad (17)$$

отримаємо

$$\sigma = n' v_0 e^{-U/kT} \tag{18}$$

Величина $v_0$ - це нормальна частота коливань атома на поверхні твердого тіла, і коефіцієнт $n'$ може бути визначений як імовірність того, що поверхневий атом випариться за одиницю часу. Величина обернена йому

$$\tau = \tau_0 e^{U/kT}$$

це – середній час життя поверхневого атому у стані зв'язаному з поверхнею, де $\tau_0 = 1/v_0$ - період вільних коливань атому.

Можна показати, що імовірність для атому залишатися зв'язаним на протязі часу, що перевищує $\tau$, дорівнює

$$p(t) = e^{-t/\tau} = \exp\left(\frac{-te^{-U/kT}}{\tau_0}\right) \tag{19}$$

Ця величина дуже чутлива до температури, оскільки пов'язана з температурою подвійною експоненціальною залежністю.

Струмінь газу, що вдаряється об поверхню металу, може мати значно більш високу температуру, ніж ця поверхня. Відбувається нагрівання поверхневого шару і цілком імовірно також і його випаровування. Неясно, правда, відбувається чи цей процес достатньо швидко, для того, щоби поверхневі шари не встигли нагрітися. Відповідь на це питання залежить від відносних швидкостей передачі енергії шляхом теплопровідності (в середину твердого тіла) та випаровування. У першому випадку передача енергії відбувається за рахунок зіткнення атомів. Невпорядкована (дрейфова) передача енергії відбувається шляхом перескоків атомів між зіткненнями, швидкість дрейфу може бути записана як

$$w = \delta / \tau_0 \tag{20}$$

При $\delta \approx 10^{-8} см$ та $\tau_0 = 10^{-13} сек$ швидкість дрейфу $w = 10^5 см/сек$, тобто величини $w$ та $v$ близькі по величині, і $w$ відрізняється в основному безладністю напрямку. Рівняння (20) можна переписати як

$$w \approx v e^{-u'/kT} \qquad (21)$$

де $u'$ замінює $u$, тобто маються на увазі стрибки атомів всередину твердого тіла.

Ефективна температура $T$ швидко зменшується по мірі проникнення атомів з поверхні в глибину кристалу (це випливає хоча б з того, що на кожному відрізку $\delta$ напрямок швидкості $w$ з імовірністю рівною 50% змінюється на зворотній). Звідси видно, що випаровування поверхні є надзвичайно ефективним у захисті від нагрівання глибоких шарів речовини; за час дії імпульсу за рахунок взаємодії із струменем газу встигає випаритися шар, що по товщині у декілька разів перевищує $\delta$. Але плавлення поверхні може бути суттєвим при зменшенні енергії променя.

*Умови плавлення металу при дії світлових імпульсів*. При дії на метал дефокусованого імпульсу світла кратер, як правило, не утворюється. В цьому будемо вирішувати задачу для випадку взаємодії світлового потоку з поверхнею напівнескінченного теплопровідного тіла.

Приймемо, що розподіл теплової потужності, що розвивається при взаємодії імпульсів з поверхнею металу, описується законом Гауса

$$T(r) = T_m e^{-kr^2} \qquad (22)$$

де $T_m$ - максимальна температура у центрі плями, $T(r)$ - температура на відстані $r$ від центра плями, $k$ - коефіцієнт зосередженості нормально розподіленого джерела. Теплову потужність за час всього періоду дії імпульсу вважаємо постійною. Ці припущення дозволяють вважати, що на поверхні теплопровідного тіла діє на протязі певного часу нерухоме нормально-кругове джерело теплоти постійної потужності.

В процесах розповсюдження тепла шляхом теплопровідності нормально розподілене джерело зручно характеризувати постійною часу

$$t_0 = 1/4\alpha k \qquad (23)$$

що виражає тривалість розповсюдження тепла еквівалентного зосередженого джерела, де $\alpha$ - коефіцієнт температуропроводності металу.

Коефіцієнт зосередженості $K$ можна визначити з можливого розподілу температур у фокальній плямі. Це припущення можна ввести, якщо вважати, що температура на поверхні металу швидко піднімається до точки плавлення і вище за деяку долю періоду генерації. Тому розподіл температур на поверхні металу на початковій стадії процесу повинно у першому наближенні описувати розподіл теплової потужності, що виділяється світловим потоком.

З рівняння (22) випливає, що

$$k = -\frac{1}{r_f^2} \ln \frac{T(r_f)}{T_m} \qquad (24)$$

де $r_f$ - радіус фокальної плями на металі. Процес розповсюдження тепла при нагріванні поверхні напівнескінченного тіла нерухомим нормально-круговим джерелом описується виразом

$$T(r,z,t) = \frac{2q}{c\gamma(4\pi a)^{3/2}} - \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{t}(t_0+t)} \times \exp\left[-\frac{z^2}{4at} - \frac{r^2}{4a(t+t_0)}\right] \qquad (25)$$

де $q$ - ефективна теплова потужність джерела, $\gamma$ - об'ємна теплоємність металу, $T(r,z,t)$ - віднесено до циліндричної системи координат. Температура нерухомого нормально-кругового джерела виражається співвідношенням

$$T(0,0,t) = \frac{q}{\pi\lambda\sqrt{4\pi t_0 a}} arctg \sqrt{\frac{t}{t_0}} \qquad (26)$$

Для знаходження потужності джерела $q$ необхідно знати тривалість нагрівання $t$ та температуру центральної області $T_n$.

Введемо максимально припустимий питомий тепловий потік, що не призводить до утворення кратеру:

$$q_m = \frac{k}{\pi} q \qquad (27)$$

З виразу (26) можна приблизно визначити розміри плями розплавленого металу на поверхні $d_m$ та глибину проплавлення $h$, яка визначається для граничного стану з врахуванням коефіцієнта тепло насичення центральної точки фокальної плями. Оцінка проводилася для довжини генерації 0.5· $10^{-3}$ сек (тобто без врахування того, що світловий імпульс складається із 50-100 окремих піків) і дії світлового імпульсу на напівнескінченний зразок з міді.

Розрахунок проводився для випадку, коли кратер не поверхні металу не утворюється, тобто температура металу на його поверхні не перевищує температуру кипіння. Для визначення коефіцієнту зосередженості джерела (світлового потоку) температура у центрі фокальної плями $T_m$ була прийнятою рівною температурі кипіння $T_k$, а температура в околі фокальної плями (на відстані $r_f$ від центру була прийнятою рівній температурі плавлення $T_{пл}$. Фактично величина $r_f$ визначається фокусною відстанню оптичної системи, яка фокусує світловий імпульс, тобто може змінюватися у широких межах.

Відзначимо, що теплопровідність призводить до того, що справжня величина діаметру зони розплавленого металу $d_{пл}$ виявляється дещо більшою, ніж діаметр фокальної плями $2r_f$. З розрахунків виплиназвано, що чим більше розмір фокальної плями, тим менша припустима потужність потоку, що не приводить до появи кратеру. Це зв'язано з тим, що із зменшенням коефіцієнту зосередженості нормального кругового джерела знижується інтенсивність відводу тепла у радіальному напрямку.

Розрахунки показали, що відношення діаметру розплавленої зони до розміру фокальної плями зменшується із збільшенням фокальної плями. Дані розрахунків показують, що більший потужності джерела при незмінній тривалості світлового піку відповідає більша глибина розплавленої зони. Але збільшення загальної потужності світлового потоку можна проводити лише до величини, що не перебільшує найбільшу питому теплову потужність (для міді $10^6$ Вт/см2), тобто при більш потужних потоках відбувається випаровування металу і утворюється кратер. При збільшенні розмірів фокальної плями можна обмежувати зосередженість джерела.

Оцінимо гранично можливу питому теплову потужність одиничного піку, що не призводить до утворення кратеру. Приймемо, що розподіл інтенсивності світлового потоку одного піку також описується кривою імовірності Гауса з параметрами $q', k', r'_f$. Нагадаємо, що при звичайному (не модульованому) імпульсі, імпульс складається з 50-100 пічків, джерела яких розподілені по торцю у вигляді плям. Тому розмір фокальної плями від одного спалаху буде меншим загального розміру фокальної плями за весь час генерації:

$$r'_f = ar_f, \quad a < 1 \tag{28}$$

Приймемо $a \approx 0.1$. Тоді для підтримання того ж співвідношення температур у центрі і на периферії фокальної плями, що і для всього періоду генерації, повинна виконуватися умова

$$k(r'_f)^2 = kr_f^2 \tag{29}$$

тобто коефіцієнт зосередженості індивідуального піка повинен на два порядки перевищувати цей же коефіцієнт для сукупності піків. Потужність піка $q$ і його максимальний тепловий потік $q'_m$ не повинні перевищувати розрахункових значень.

Були розраховані параметри піка з максимальною енергією, що не призводять до виникнення кратеру. Тривалість піка прийнята рівною $2.5 \div 10^6 сек$. Якщо тривалість піка буде меншою, то значення питомого теплового потоку може збільшуватися. Наприклад, при тривалості піка, що дорівнює її постійній часу $t_0$ для повного циклу генерації $g'$, $m$ складає $3.5 \cdot 10^7 Вт/см^2$, а для одного піку - $7.4 \cdot 10^6 Вт/см^2$. Якщо енергія імпульсу $E = qt$, число піків у імпульсі $N$ і тривалість кожного піку $t$, то середня потужність піку

$$q' = \frac{qt}{Nt'} \tag{30}$$

Якщо отримане таким чином значення $q'$ не перевищує розрахункової величини, то лазер дозволяє плавити метал без випаровування.