

УДК 621.9.048.3

### ОТРИМАННЯ ТЕСТОВИХ РІЗІВ У ВИРОБАХ ІЗ НАДМІЦНИХ МАТЕРІАЛІВ «ХОЛОДНИМ» ТА «ГАРЯЧИМИ» МЕТОДАМИ

**О. Ф. Саленко, В. О. Дудюк, О. М. Мана, С. В. Шкель, Є. С. Коваль, В. Ю. Холодний, Є. Є. Лашко**

Кременчуцький національний університет імені Михайла Остроградського  
вул. Першотравнева, 20, м. Кременчук, 39600, Україна. E-mail: Salenko2006@ukr.net

Наведені результати досліджень процесів обробки твердих і надтвердих матеріалів так званим «холодним» – струменево-абразивним – і «гарячими» методами – лазерної різкою і різкою з використанням струменя рідини як світловода. Показано, що гідроабразивна різка заготовок з твердих і надтвердих матеріалів ефективна лише для тонких пластин (товщиною до 5–8 мм) і супроводжується досить широким прорізком (до 1,1 мм). У той же час застосування такого способу різання практично не призводить до появи термодеструктивних шару, а шаржування частинок легко попереджається забезпеченням різання похилій струменем. Лазерна різка високопродуктивна, однак призводить до появи термічної деструкції на глибину до 0,8 мм, а застосування водяного охолодження скорочує товщину деструкції до 0,1...0,06 мм. Лазерно-струминний метод є найбільш якісним, проте з продуктивністю, меншою проти лазерної в 2–5 разів. При цьому забезпечується низька шорсткість і незначні макрогеометричні відхилення форми.

**Ключові слова:** тверді сплави, надтверді матеріали, гідроабразивна різка, лазерна, лазерно-струминна різка, якість.

### ПОЛУЧЕНИЕ ТЕСТОВЫХ РЕЗОВ В ИЗДЕЛИЯХ С СВЕРХПРОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ «ХОЛОДНЫМ» И «ГОРЯЧИМ» МЕТОДАМИ

**А. Ф. Саленко, В. А. Дудюк, А. Н. Мана, С. В. Шкель, Е. С. Коваль, В. Ю. Холодный, Е. Е. Лашко**

Кременчугский национальный университет имени Михаила Остроградского  
ул. Первомайская, 20, г. Кременчуг, 39600, Украина. E-mail: Salenko2006@ukr.net

Приведены результаты исследований процессов обработки твердых и сверхтвердых материалов так называемым «холодным» – струйно-абразивным – и «горячими» методами – лазерной резкой и резкой с использованием струи жидкости как световода. Показано, что гидроабразивная резка заготовок из твердых и сверхтвердых материалов эффективна лишь для тонких пластин (толщиной до 5–8 мм), и сопровождается достаточно широким прорезом (до 1,1 мм). В то же время применение такого способа резки практически не приводит к появлению термодеструктивного слоя, а шаржирование частиц легко предотвращается обеспечением резания наклонной струей. Лазерная резка высокопроизводительна, однако приводит к появлению термической деструкции на глубину до 0,8 мм, а применение водяного охлаждения сокращает толщину деструкции до 0,1...0,06 мм. Лазерно-струйный метод является наиболее качественным, но с производительностью, меньшей по сравнению с лазерной в 2–5 раз. При этом обеспечивается низкая шероховатость и незначительные макрогеометрические отклонения формы.

**Ключевые слова:** твердые сплавы, сверхтвердые материалы, гидроабразивная резка, лазерная, лазерно-струйная резка, качество.

**АКТУАЛЬНІСТЬ РОБОТИ.** Нині споживання твердих сплавів і надміцних матеріалів у різних галузях народного господарства непинно зростає. Різного роду пластинки простих геометричних форм, кульки, кільця та призматичні тіла знаходять використання у сучасному різальному інструменті, машинобудуванні та енергетиці.

Незважаючи на те, що готові вироби з таких матеріалів, зокрема, з полікристалічної алмазної суміші або кубічного нітриду бору, отримують потрібного вигляду при їх формуванні, існує необхідність виконання обробки таких пластин з метою забезпечення якості поверхневого шару або форми. У першому випадку мова йде про практично повну незмінність форми виробу; другий – передбачає виконання операцій відокремлення частини матеріалу від тіла заготовки та формування нових поверхонь і крайок.

Існуючі методи різання [1] зазначеного класу матеріалів мають обмежене використання. Це пов'язано із тим, що електроерозійна (електроіскрова) обробка вимагає низького електричного опору самої заготовки (що не дозволяє виконувати різання таких матеріалів, як SiC); ультразвукове прошивання

може здійснюватися інструментом-концентратором тільки певної геометричної форми.

Однак ускладнення форм виробів різного технічного та технологічного призначення, а також намагання забезпечити високу точність, надійність та довговічність створеної технічної системи обумовлюють пошук нових методів і прийомів різання, які були б як енергоефективними, так і надійними та простими при їх реалізації. Задача ускладнюється ще і тим, що виріб може передбачати як створення нових поверхонь, отриманих наскрізним прорізанням, так і формування ділянок глухих, отворів і виступів (рис. 1).

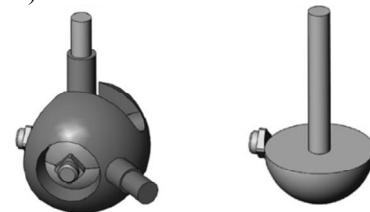


Рисунок 1 – Елементи шарніру механізму спеціального призначення, що потребують складної просторової обробки

Таким чином, метою дослідження є оцінка ефективності існуючих і пошук нових методів і прийомів обробки міцних і надміцних матеріалів при використанні в сучасному машинобудуванні.

**МАТЕРІАЛ І РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ.** Певні результати «холодного» різання твердих сплавів та надміцних матеріалів приведені в [2]. Такий метод обробки має низку беззаперечних переваг, серед яких головною є практично повна відсутність термонапружень і дефектів, пов'язаних із локальним нагріванням поверхні.

При цьому зазначено, що руйнування матеріалу під дією струминно-абразивного потоку відбувається внаслідок полідеформаційного пошкодження поверхні з одночасним руйнуванням самої абразивної частинки. Таке явище є характерною умовою натікання гідроабразивного струменя під кутами, близькими до нормальних (тобто для випадків, коли наскрізного прорізання нема, а частинки бомбардують поверхню, викликаючи окремі мікродеформації та активізуючи зародження і розвиток початкових мікродефектів). Руйнування матеріалу, зародження і розвиток лунки гідрорізання можливе шляхом мікрорізання, однак у цьому випадку дефекти поверхні, обумовлені початковим пружним деформуванням у точці удару частинки, можливі тільки при зміні вектора руху частинки. Іншими словами, мікрориска формується частинкою в момент, коли, ударяючись о поверхню, вона під дією рідинного швидкоплинного потоку змінює напрямок руху і виноситься із зони впливу. Звичайно, інтенсивність зйому залишається наднизькою, оскільки запас кінетичної енергії частинки значно зменшується.

Механізм взаємодії частинок абразиву із оброблюваним матеріалом базується на створенні частинками локальних високо інтенсивних навантажень, що ведуть до деяких пружно-пластичних мікро- та макродеформацій стиснення в локальних обсягах поверхневого шару. Ці навантаження сприймає, в основному, карбідний скелет матеріалу. Подальше підхоплення абразивних частинок потоком рідини знімає навантаження, внаслідок чого відбувається часткове пружне відновлення деформованого обсягу матеріалу поверхні шару з появою локальних розтяжних напружень і перерозподіл напружень між складовими матеріалу.

Вивчення особливостей руйнування твердих сплавів показало [3], що спочатку руйнуються границі зерен карбідів, відбувається пластичне деформування кобальтового зв'язника дислокаційним механізмом, а далі йде руйнування границь карбідів зі зв'язником та самого зв'язника, що веде до виникнення початкових лунок при дії на зразки перпендикулярно орієнтованого гідроабразивного струменя.

З вище викладеного, залежність для визначення розміру лунки у функції параметрів процесу обробки та фізико-механічних характеристик оброблюваного матеріалу набуває такого вигляду:

$$w_{\Sigma} = w_1 + w_2 = \frac{\pi \delta_n^2 (3r - \delta_n)}{3} + \frac{\delta_n (6a + 8b)}{15} l_c \quad (1)$$

$\sigma_r > \sigma_b$ ,

$$\delta_r = \frac{m \left( C \left( \frac{L}{X_c} \right)^{\frac{4}{3}} \frac{2\mu p_b}{\sqrt{2p_b \rho + \frac{M_a}{f_k}}} \right)^2 \sin \varepsilon}{2} \frac{R_a}{k_n z_a H_v};$$

$$\delta_a = \frac{m \left( C \left( \frac{L}{X_c} \right)^{\frac{4}{3}} \frac{2\mu p_b}{\sqrt{2p_b \rho + \frac{M_a}{f_k}}} \right)^2 \cos \varepsilon}{2} \frac{z_a}{k_a \sigma_b} \frac{k_a T_p^2 \sigma_b R_a}{2m z_a}$$

де  $m$  – маса абразивної частинки;  $v_n, v_a$  – нормальна і тангенціальна складові швидкості удару частинки з оброблюваною поверхнею;  $R_a, H_v, \sigma_b$  – параметри шорсткості, твердості та міцності поверхні оброблюваного матеріалу;  $z_n$  – зернистість абразивних частинок;  $T_p$  – постійна, що враховує інерційність процесу мікрорізання;  $k_n, k_a$  – постійні коефіцієнти;  $\varepsilon$  – кут руху частинки відносно оброблюваної поверхні;  $l_c$  – критична довжина тріщини, яка визначається з рівняння  $K_{Ic} = \sigma_b \sqrt{\pi l_c}$ , тобто:

$$l_c = \frac{0,06bE^2}{\sigma_t^2 (1 - \mu) \left\{ 1 + 0,4(1 + \mu) \ln \left[ \frac{76(1 - \mu^2)\sigma_t}{E} \right] \right\}} \quad (2)$$

де  $E$  – модуль пружності;  $b$  – вектор Бюргерса;  $\sigma_t$  – межа текучості.

Отже, можна констатувати, що для випадку неповного багатого прохідного різання при перпендикулярному натіканні струменя вираз для оцінки видаленого матеріалу за час  $dt$  становитиме:

$$M_l = \frac{\pi D_k^2}{4(x_{i+1} - x_i)(y_{i+1} - y_i)} Q_m \int_0^t \int_{x_i(t)}^{x_{i+1}(t)} \int_{y_i(t)}^{y_{i+1}(t)} f(x, y) dx dy dt$$

де  $Q$  – витрата абразивних зерен.

При прорізання повного пазу рівняння дещо змінюється:

$$M_l = \frac{2Rh \sin(\varepsilon)}{(x_{i+1} - x_i)(y_{i+1} - y_i)} Q_m \int_0^t \int_{x_i(t)}^{x_{i+1}(t)} \int_{y_i(t)}^{y_{i+1}(t)} f(x, y) dx dy dt \quad (3)$$

При цьому загальний обсяг вилученого матеріалу за час  $t$  становитиме:

$$w_l = \frac{M_l}{m} w_{\Sigma} \quad (4)$$

Вивчення картин пошкодження матеріалу та формування лунки мікрорізання дозволило зробити ряд важливих висновків:

– швидкість «проникнення» струменя в оброблюваний матеріал непостійна: спочатку вона має тенденцію до зростання, а далі – до зниження; при отриманні глибоких (у кілька діаметрів струменя  $D_k$ ) глухих отворів можливе повне припинення процесу різання внаслідок різкого зменшення пружно-пластичного втиснення поверхні та зростання втрат енергії потоку;

– формування початкової канавки для відведення рідини при наданні струменю руху подачі значно підвищує об'ємне знімання матеріалу та не призводить до зниження цього показника при отриманні канавки; вочевидь, цьому сприяє те, що руйнування матеріалу виконується не тільки потоком, який стікає поверхнею, а і периферійною частиною струменя, в якій швидкість руху частинок набагато вища; таким чином, багатопрохідне різання є більш ефективним і більш доцільним, чим однопрохідне;

– наявність на обробній поверхні зон підвищеної твердості (обумовленої, наприклад, аномальною кількістю кобальтового зв'язника призводить до відхилення струменя від гіпотетичного напрямку руху при заданих умовах її переміщення. При цьому чим більшою є швидкість лінійної подачі, тим більшим буде відхилення струменя; зниження енергетичних параметрів струменя при збільшенні глибини канавки викликає більше відхилення. Тобто: швидкість подачі при багатопрохідному різанні має бути змінюваною, більш високою в початковий момент процесу зі зменшенням при розвитку вирви.

Теоретичні міркування були перевірені виконанням отворів та лінійних різів у заготовках з твердих сплавів та надміцних матеріалів.

Практичні експерименти виконували на лазерно-струминному комплексі ЛСК-400-5, оснащеному струминно-абразивною голівкою з водяним соплом  $d_c=0,22$  mm та калібрувальною трубкою  $D_k=1,05$  mm. Отвори виконувати у пластині твердого сплаву групи ТК (Т5К10) товщиною 7 mm; діаметр отвору  $D_0=5,0\pm 0,025$  mm. Як абразив брали гранатовий пісок фракцією 50/100  $\mu\text{m}$ . Витрата абразива – 0,5 кг/хв, тиск рідини  $p_b=250$  МПа. Отвори виконувати як з постійною швидкістю обходу контура ( $s_k=300$  mm/min) так і зі змінною (від  $s_{k0}=300$  mm/min до  $s_{kf}=100$  mm/min).

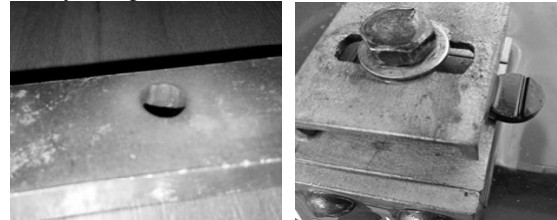
Виміри отриманого отвору показали (рис. 2,а), що багатопрохідне отримання отворів є не тільки більш ефективним, але й передусє утворенню низки дефектів, у першу чергу, макрогеометричного характеру; при цьому робота з постійною швидкістю приводить до суттєвого викривлення контуру на виході струменя (тобто веде до не виправного браку), у той час як варіювання швидкості, незважаючи на зростання часу обробки, дозволила отримати в пластинці товщиною 7 mm відхилення від круглості на виході у межах 0,4 mm.

Таким чином, зниження швидкості обходу контура має бути пропорційним товщині оброблюваної заготовки та його фізико-механічним характеристикам.

Для виконання тестових різів надміцних матеріалів використовували пластинки із CBN товщиною 4,0 mm, діаметром 10,0 mm. Пластину на обробному столі верстата кріпили за допомогою універсального затискача, спроможного забезпечити надійне фіксування пластинки у заданому просторовому положенні (рис. 2,б).

Оскільки модельне дослідження напружено-деформованого стану довело, що при перпендикулярному натіканні струменя виникає високо інтен-

сивне багато циклове локальне навантаження, спроби призводити до виникнення і розвитку сітки мікротріщин, орієнтованих під певними кутами відносно лінії дії сили, було прийняте рішення про різання пластинки не перпендикулярно орієнтованим струменем, а ковзним. При цьому відмінностей набував сам механізм взаємодії струменя із оброблюваним матеріалом: замість ударно-релаксаційного руйнування з'являється механізм ковзного мікрорізання. Очікувана продуктивність при цьому мала зрости у 2–3 рази.



а)

б)

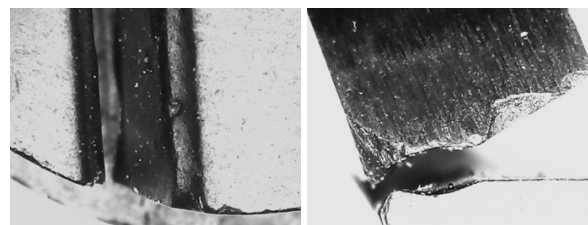
Рисунок 2 – Отвір в пластинці з твердого сплаву Т5К10 (а) та скрайб глибиною 0,35 mm в пластинці CBN (б)

Обробку вели з такими режимами: тиск рідини – 250 МПа, використовуваний абразив – гранатовий пісок меш 300–400, витрата абразиву – до 0,5 кг/хв. Різання виконували багатопрохідним.

Після 10 проходів зі швидкістю контурної подачі 500 mm/хв. утворилося заглиблення до 0,25 mm. У подальшому інтенсивність знімання матеріалу спочатку різко зросла, а по досягненні глибини у 3,0–3,5 mm почала спадати. Тож побудована крива зміни глибини пази у функції кількості проходів має чітко виражену нелінійність.

Обробка пластин із надміцних матеріалів довела існування інших проблем: поряд із невисокою продуктивністю різання спостерігається схильність пластин до крихкого руйнування на виході струменя. Загалом було встановлено, що недостатньо висока якість крайки зумовлена такими причинами:

1) повертання голівки та її нахил відносно поверхні оброблення викликало появу помилки позиціонування. Внаслідок цього струмінь отримав початкове відхилення (рис. 3,а), яке потім так і не вдалося виправити під час оброблення (рис. 3,б).



а)

б)

Рисунок 3 – Початкове відхилення струменя та поява виступу у вигляді чверті (а), яка вплинула на якість торця: видно що створений виступ призвів до виникнення відхилення різку на 0,5 mm; ширина різку – 0,96 mm, сам різ виявився з не перпендикулярними крайками; не перпендикулярність крайок різку поверхні базування (б); збільшення  $\times 50$

2) Нижня частина крайки виявилася досить низької якості, оскільки пластина була встановлена консольно, а, отже, при стіканні створене навантаження призводило до лавиноподібного зростання енергії вивільнення деформацій та практично миттєвого розвитку тріщин сколювання (рис. 4). До речі, зміна схеми технологічного навантаження та попереднє створення стискуючих напружень при різанні пластинок із карбідних та оксидних кремнієвих сполук дало змогу значно підвищити якість крайки та уникнути відколювань. Як наслідок, очевидно є вимога повного обтирання оброблюваного матеріалу на базову поверхню (рис. 5);

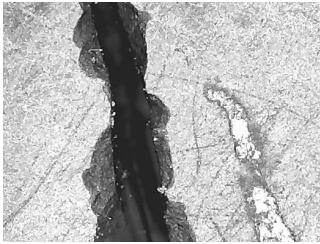


Рисунок 4 – Дефекти нижньої крайки пластини, обумовлені як відхиленням струменя від гіпотетичного перпендикулярного положення, так і проявом механізму крихкого руйнування (x50)

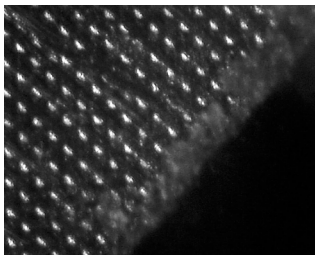


Рисунок 5 – Приклад різання мікрочипа з оксиду кремнію з двосторонньою металізацією, отриманого за тих же умов при роботі із маскою з робочою щільністю 0,12 мм, x200

3) Іншою проблемою стало отримання «косини входу та виходу струменя» (рис. 6). Прорізання супроводжувалося торцевими сколюваннями та пошкодженням.

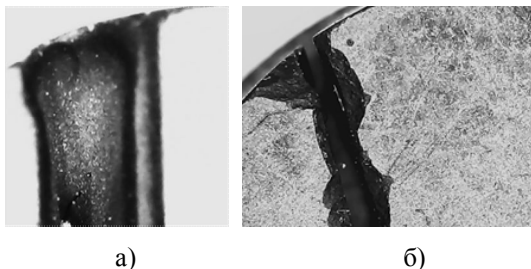


Рисунок 6 – Скошування на вході струменя (а), чітко спостерігається місце початкового розвитку дефектів (x50) і сколювання торця на нижній площині (б)

Таким чином, для отримання тестового різання глибиною 3,2 мм було проведено 60 циклів проходу

струменя із робочою подачею 250 мм/хв. При цьому головка була встановлена під кутом  $\pi/3$  відносно поверхні оброблення.

Не зважаючи на припущення щодо «холодності» різання, при виконанні процесу спостерігалось яскраве свічення частини струменя (рис. 7), яка власне була запертою між соплом та поверхнею обробки; з огляду на результати, отримані акад. неважко припустити існування температур 1000–2000 °С у зоні різання; частково таке припущення підтверджується існуванням шаржованого шару на дослідних зразках, в яких частинки абразиву практично «занурилися» в поверхню (рис. 8).



Рисунок 7 – Світіння струменя біля поверхні обробки: різ не такий вже і «холодний»

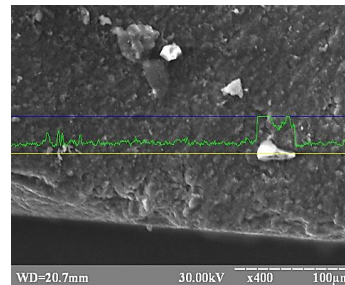


Рисунок 8 – Шаржовані частинки на поверхні різання пластинки CBN

Альтернативою гідроабразивному різанню є різання за допомогою сфокусованого лазерного променя. Використання довгофокусної оптики (понад 80 мм) дозволяє отримувати досить прямі різання в заготовках товщиною 5–10 мм, без істотного нахилу крайок різання. Однак, за свідченням [4], використання лазера як з продувкою зони різання, так і без неї, при обробці твердих і надтвердих матеріалів ефекту не дає: причина полягає у тому, що термічний вплив на матеріал веде не тільки до певних структурно-фазових змін у прилеглий зоні, а і викликає значні залишкові термічні напруження, внаслідок чого виявляючи крихкі властивості матеріали руйнуються під незначними навантаженнями.

Насправді, для гаусового розподілу джерела випромінювання, яким є твердотільний чи газовий лазер, щільність поглиненої енергії за [5] визначається з виразу:

$$q(x) = q_0 \exp\left(-\frac{x^2}{r^2}\right),$$

де  $q_0$  – щільність потужності випромінювання в центрі плями фокусування;  $r$  – радіус гаусового пучка.

Розподіл тепла на поверхні поглинання визначатиметься рівнянням:

$$T(x, y, z, t) = \frac{q_{max} r^2}{K} \left(\frac{a}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^t \frac{P(t-t') dt' \exp\left[\frac{z^2}{4at'} - \frac{x^2}{4at'}\right]}{\sqrt{t'(4at' + r^2)}}$$

де  $q_{max}$  – максимальна щільність потужності випромінювання в центрі плями;  $T$  – температура як функція глибини  $z$ , відлічуваної від поверхні, радіальної відстані  $x$  від центру теплового джерела й часу  $t$  з моменту початку впливу теплового імпульсу;  $P(t) = q(t)/q_{max}$ .

У разі, якщо промінь переміщується по поверхні напівбезкінечного тіла зі швидкістю  $v$  за умови нехтування втратами тепла з поверхні, температура поверхні в точці з координатами  $(x, y, z)$  становитиме:

$$\bar{T} = \frac{16}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{(c'^2 + t'^2)(b'^2 + t'^2)}} \exp\left[-\frac{(2\bar{x}^2 + \bar{v}t')^2}{4(c'^2 + t'^2)} - \frac{\bar{y}^2}{b'^2 + t'^2} - \frac{\bar{z}^2}{t'^2}\right] dt' \quad (5)$$

У цьому вираженні введені наступні безрозмірні параметри:

$$\bar{T} = 16\sqrt{\pi}KrT/PA_0; \bar{v} = v_r/2a; \bar{x}' = \frac{x}{r}; \bar{y}' = \frac{y}{r}; \bar{z}' = \frac{z}{r}; \bar{c}' = \frac{c}{r}; \bar{b}' = \frac{b}{r}; r^2 = cb.$$

де  $A_0$  – відбивна здатність оброблюваного матеріалу;  $P$  – потужність лазерного випромінювання;  $b, c$  – параметри гаусового розподілу.

Розв'язання рівнянь доводить, що площа поширення термічної деструкції може бути досить значною. Саме тому нами порівняно три варіанти виконання різ: лазером із продуванням зони різ стисненим газом, із використанням охолоджуючої рідинию та створенням ефекту термоскрайбування, нарешті, із використанням струминно-лазерного пристрою.

Для випадку використання рідини у якості охолоджувача при одночасній дії випромінювання на нормально орієнтовану поверхню рівнянням, запропонованим [6], можна визначити температурні поля у випадку, коли охолоджувач – рідина надвисокого тиску не подається, – а потім ввести початкові умови. Тоді:

$$T(x, y, z, t) = \frac{P}{\pi \frac{1}{2} \rho c} \int_{0 \text{ до } t} \frac{e^{\frac{(x-v(t-z))^2}{4\alpha t + A^2} - \frac{y^2}{4\alpha t + B^2}}}{\left[(4\alpha t + A^2)(4\alpha t + B^2)\alpha t\right]^{1/2}} \times \left[ e^{-\frac{z^2}{4\alpha t}} - h(\pi\alpha t)^{1/2} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2(\alpha t)^{1/2}} + h(\alpha t)^{1/2}\right) \times e^{h^2 + h^2\alpha t} \right] dt \quad (6)$$

де  $\rho, c, \lambda$  – щільність, питома теплоємність та коефіцієнт теплопровідності матеріалу відповідно;  $\alpha = \frac{\lambda}{c\rho}$  – температуропровідність матеріалу;  $h$  – коефіцієнт тепловіддачі з поверхні;  $A$  та  $B$  – більша та менша півосі еліптичного променя;  $P = q\pi AB$  – потужність лазерного випромінювача.

Процес теплопровідності у обсязі заготовки, обмеженої областю  $\Omega$ , з поверхнею  $\partial\Omega$ , описується скалярним полем температури  $T=T(P, t)$ , векторним полем потоку тепла  $\vec{q} = \vec{q}(P, t)$ .  $P = \{(x, y, z)\} \in \Omega$  та скалярним полем питомою тепловою енергією  $e=e(T)$ .

За результатами досліджень, висвітлених у [7], ці поля породжуються джерелами  $W_s$ , залежать від стоків  $W_g$  відводу тепла (за рахунок гідродинамічного впливу) з поверхні  $\partial\Omega$  за законом Ньютона і переносом тепла потоком газу зі швидкістю  $\vec{v}_f$  в напрямку осі  $0_x$ .

Закон збереження теплової енергії для довільної області  $\omega \subset \Omega$  виражає рівність енергії, виділеної джерелами тепла  $W_s$  за відрізок часу  $t_2 - t_1, t_2 > t_1 \geq 0$ , сумі енергій, витраченої стоками  $W_g$ , витраченої на підвищення внутрішньої енергії  $e$ , енергії, переданої потоками тепла  $\vec{q}_T$  через поверхню  $\partial\omega$  за той же проміжок часу й енергії, що переноситься потоком газу та рідини зі швидкістю  $\vec{v}_f$ .

$$\int_{t_1}^{t_2} \int_{\omega} W_s dv dt = \int_{t_1}^{t_2} \int_{\omega} W_g dv dt + \int_{\omega} [e(t_2) - e(t_1)] dv + \int_{t_1}^{t_2} \int_{\partial\omega} (\vec{q}_T + c_g + \rho_g T \vec{v}_f, \vec{n}) ds dt,$$

де  $e_t = \partial e / \partial t$ , а  $div$  – оператор дивергенції.

Скориставшись формулою Гауса-Остроградського, після виключення інтеграла по замкнутій поверхні, перетворимо останнє рівняння до виду

$$\int_{\omega} \left[ e_t + di \vec{q}_T + c_g \rho_g div(T \vec{v}_f) - g \right] dv = 0 \quad (7)$$

Тут  $dv$  і  $ds$  – елементи об'єму й поверхні;  $\vec{n}$  – орт зовнішньої нормалі до  $\partial\omega$ ;  $(\vec{q}_T + c_g \rho_g T \vec{v}_f, \vec{n})$  – скалярний добуток векторів;  $\vec{q}_T + c_g \rho_g T \vec{v}_f$  і  $\vec{n}$ ;  $c_g$  і  $\rho_g$  – теплоємність і щільність газу.

Тоді:

$$\int_{\omega} \frac{\partial e}{\partial t} dv = \int_{\omega} g dv - \oint_{\partial\omega} (\vec{q}_T + c_g \rho_g T \vec{v}_f, \vec{n}) ds \quad (8)$$

Приведені рівняння є інтегральні рівняння балансу теплової енергії у довільній області  $\omega \subset \Omega$ .

Подавання рідини надвисокого тиску, що виконує роль охолоджувача, вимагає врахування крайових умов:

$$c\rho \frac{dT}{dt} - \lambda \Delta T = \frac{(T - R_0)kP}{\pi AB} \exp \times \left[ -2 \left( \frac{(x-vt)^2}{a^2} + \left( \frac{y}{b} \right)^2 \right) \right] \times \exp(-kz) \quad (9)$$

$$\lambda \frac{dT}{dz} \Big|_{z=0} = \alpha(T)(T - T_p)$$

де  $T(x, y, z, t) = T_0$  при апроксимації зростання коефіцієнта тепловіддачі залежністю виду  $h(T) = h_m \exp\left(\frac{(T - T_m)^2}{\Delta T^2}\right)$ , що при виконанні числового

розв'язку рівняння, дасть зони різкого спадання температури у місці підведення охолоджувальної рідини, причому, залежно від витрати охолоджувача та ефективності тепловідведення розподіл температурних полів може мати суттєві відмінності. Подана ілюстрація дає наочну картину відмінностей у розподілі ізотермічного перерізу, паралельному тому, що проходить через вісь променя у напрямку руху робочої подачі.

Результати моделювання теплового навантаження поверхні подані на рис. 9, поруч наведена відтворена за допомогою програми Femtoscan поверхня реальної лунки, утвореної на зразку із CBN.

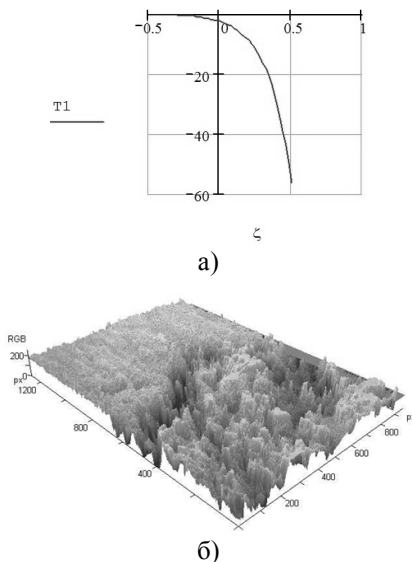


Рисунок 9 – Падіння температури при натіканні швидкоплинного потоку у зоні лазерного впливу (а) та відтворений профіль поверхні зразка CBN, що сприйняв струминно-лазерного впливу (б)

Оскільки крок побудови становить 0,005 мм, локалізація температури (на ізотермі  $T=600$  °С) може знаходитися в межах 0,04 мм, що для перепаду  $\Delta T=1500$  °С охопить зону не більшу за 0,1 мм.

Причому, збільшення інтенсивності тепловідведення призводить до більшого падіння температури, а, отже, і до зменшення розмірів ділянки, охопленої термічним впливом. Таким чином, лазерний вплив під потоком рідини викликає у зоні впливу високу інтенсивність термічного напруження, характеризуються значними градієнтами температур. Отже, руйнування матеріалу слід очікувати у локальній (не більше за 0,1–0,15 мм) зоні, що значно менше як за зону гідродинамічного, так і термічного впливів [6].

У граничному режимі випаровування розмір борозенки залежить від повної енергії, що надходить

на поверхню. З іншого боку, відбувається певне перенесення енергії вглиб матеріалу, обумовлене теплопровідністю. Це явище призводить до утворення деструктивного шару – шару зі зміненими фізико-механічними властивостями. Задача руху границь поділу фаз із урахуванням теплопровідності відома як задача Стефана. Припускаючи, що тепло поширюється по нормалі до поверхні, матимемо одомірне нестационарне рівняння теплопровідності  $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t}$  для температури всередині матеріалу  $T(z, t)$  разом із граничними умовами на рухомій границі  $z=l(t)$  та на зворотньому боці заготовки. Тут  $D = K / (\rho c)$  – коефіцієнт температуропровідності,  $K, \rho, c$  – коефіцієнт теплопровідності, густина та питома теплоємність відповідно.

Нехтуючи впливом теплопровідності матеріалу, знайдено рівняння для визначення безрозмірної швидкості руху границі випаровування залежно від безрозмірного часу:

$$\frac{d\xi}{dt} = \left[ 1 + \varepsilon \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{\tau^{1/2}}{2} \right) - \frac{1}{(\pi \tau)^{1/2}} e^{-\frac{\tau}{4}} \right\} \right] \times \times \frac{2}{\pi} \left\{ 1 + \frac{\varepsilon}{\pi \tau^{1/2}} \right\} \arcsin \left\{ \left( 1 - \frac{\pi \varepsilon^2}{4 \tau} \right)^{1/2} \right\} \quad (10)$$

Розв'язання цього рівняння дозволило визначити швидкість переміщення впливу вздовж поверхні. Однак при проведенні практичного експерименту з різанням пластинки CBN з одночасним струминним охолодженням було отримано дещо інші результати.

Різання пластини здійснювали за допомогою Nd: YAG лазера, потужністю 400 Вт і працюючому на частоті 50 Гц.

Фокусування променя виконували за традиційною методикою, перевіряючи центрування променя та правильне потрапляння усіх його мод на фокусвальні лінзи тубусу. Продування зони впливу виконувалося звичайним стисненим повітрям, що потрапляло до сопла діаметром 2,8 мм під надлишковим тиском 0.05 МПа; повітря фільтрувалося і надходило від ресиверу. Подачу рідини забезпечували із сопла діаметром 1,5 мм безпосередньо в центр фокусу лазера. Робоча подача для отримання борозенки в 2,0 мм встановили на рівні 300 мм/хв., лазерній головці надавали прямолінійний рух, а відстань між зрізом сопла та поверхнею різку встановлювали за умови розташування фокальної площини на поверхні пластинки, тобто на відстані 7,2 мм. Це дозволяло б отримувати найбільшу температуру в точці дії променя. Звичайно, ця відстань припускалася досить малою, оскільки для такої довжини фокусу променя істотним може виявитися ефект підрізання променя. Отже, очікувалося, що борозенка має бути неглибокою, із заокругленими краями. Проте мікроскопічний аналіз різку, виконаний з такими режимами, показав наступне. При подачі 300 мм/хв. вдалося отримати борозенку шириною 0,13–0,14 мм глибиною 2,5–2,6 мм; при цьому косина різку не перевищувала кількох кутових градусів, а шорсткість поверхні була на рівні  $R_a$  6,3 мкм (рис. 10).

Мікроскопічне дослідження торця зразка довело, що на ньому утворилися досить глибокі борозенки розбризкування, які можна пояснити дією крапель рідини, утворених внаслідок потрапляння повітряного потоку в рідинну ванну, над якою власне і був розташований зразок. Руйнування поверхні відбулося внаслідок низки процесів, обумовлених наявністю води на поверхні, активованої променем лазера.

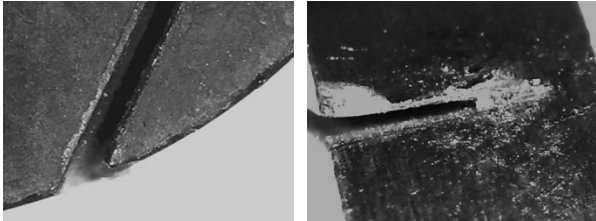


Рисунок 10 – Борозенка, отримана при швидкості робочої подачі 300 мм/хв. Nd:YAG – лазером: фото з площини обробки та з торця; борозенки від краплин рідини, які потрапили на торець від повітряного потоку та були активовані лазером

Збільшення глибини борозенки очевидно пояснюється дією рідини, яка не тільки охолоджує поверхню у початковий момент часу дії лазера, а й створює своєрідну багатопреломлюючу фокусує систему – додаткове «напівпрозоре дзеркало», яке передує розсіюванню випромінювання та веде до зростання поглинальної здатності матеріалу. Не викликає сумніву явище виникнення низькотемпературної плазми та процесів, що відбуваються в активній зоні дії лазера і можуть бути описані відповідно до оптико-акустичної теорії, запропонованої Л.М. Лямшевим [8].

Зі збільшенням щільності енергії, що виділилась у речовині, спостерігаються ефекти, що зумовлені зростанням швидкості розширення надтвердого матеріалу, а також змінами термодинамічних параметрів речовини матеріалу під дією лазера. При подальшому зростанні щільності енергії відбуваються більш складні фізико-механічні та фізико-хімічні процеси, пов'язані з фазовими переходами і оптичним пробієм.

Довжина шляху пробігу світла, генерованого лазером у рідині (у матеріалі), залежить від частоти випромінювання (довжини світлової хвилі). Якщо і далі підвищувати інтенсивність лазерного випромінювання, що діє на поверхню рідини, то відбувається бурхливе закипання приповерхневого шару, з якого виривається струмінь пари назустріч лазерному променю. Вторгаючись з великою швидкістю в повітряний простір, струмінь пари породжує в повітрі інтенсивну ударну хвилю, а діючий на поверхню рідини імпульс віддачі створює в ній хвилю стиску. Після закінчення лазерного імпульсу в результаті віддзеркалювання хвилі стиснення від поверхні рідини утворюється хвиля розрідження. Остання викликає кавітацію – в приповерхневому шарі рідини з'являються добре помітні бульбашки. Така картина спостерігається, поки величина об'ємної щільності світлової енергії, що вводиться до речовини, не до-

сягає деякого критичного значення, за якого виникає оптичний пробій в парі речовини, що випаровується.

Зокрема, оптичний пробій відбувається при взаємодії інфрачервоного випромінювання, що має інтенсивність  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, з поверхнею рідини, а також при дії оптичного випромінювання з інтенсивністю 106–107 Вт/см<sup>2</sup> на поверхню металу. Оптичний пробій в парах випаровується речовини призводить до утворення плазми, яка частково поглинає світлове випромінювання і екранує речовину.

Отже, можна умовно виділити три режими лазерного збудження при випаровуванні речовини: слабе випаровування – щільність енергії, що виділилась в речовині, близька до величини теплоти пароутворення; вибухове скипання – щільність енергії, що виділилась, істотно перевищує теплоту пароутворення, але оптичного пробію парів не відбувається, і плазмовий режим – інтенсивність світла настільки велика, що відбувається оптичний пробій продуктів випаровування і виникає плазма, яка поглинає лазерне випромінювання і екранує речовину.

Такий поділ режимів лазерної генерації звуку при випаровуванні речовини є умовним, оскільки лежить в основі механізму випаровування та процесу переходу конденсованого стану в газоподібний під дією лазерного випромінювання, та характеризується поєднанням складних нелінійних явищ.

У плазмовому режимі ефективність перетворення світлової енергії в акустичну знижується внаслідок екранування речовини плазмою, що утворюється при пробію парів.

Особливо ефективно світлова енергія переходить в акустичну при оптичному пробію рідини (речовини), коли лазерне випромінювання фокусується в об'ємі рідини. У цьому випадку щільність енергії, що виділилась, може стати настільки великою, що рідина в фокальній області бурхливо скипає і випромінюється хвиля стиснення.

При ще більших інтенсивностях світла і щільностях енергії виникає явище оптичного пробію. У фокальній області відбуваються мікробибухи, з'являються порожнини, заповнені щільною плазмою, що світиться. Лазерне випромінювання поглинається в плазмі, утворюючи додаткову енергію в порожнині. Під дією підвищеного тиску порожнина розширюється, випромінюючи ударну хвилю. Після закінчення лазерного імпульсу і припинення виділення енергії в плазмову порожнину газ охолоджується, світіння зникає і утворюється пухирець на поверхні.

Залежно від енергії лазерного випромінювання змінюється глибина положення максимуму щільності дефектів у зразку матеріалу, під дією лазерних ударних хвиль створюються нерівноважні дефекти при створенні глибоко розташованих р-п-переходів. Ударні хвилі можуть впливати на процеси впорядкування дво- та багатокомпонентних систем, а також стимулювати перебіг кристалохімічних реакцій.

Більш детальне вивчення мікрофотографій торця різку як з боку падіння променя, так і з протилежної сторони показало, що різ неоднорідний за структу-



рою, а також за кількістю поверхневих дефектів (рис. 11). У той же час істотних дефектів і пошкоджень поверхні не виявлено.

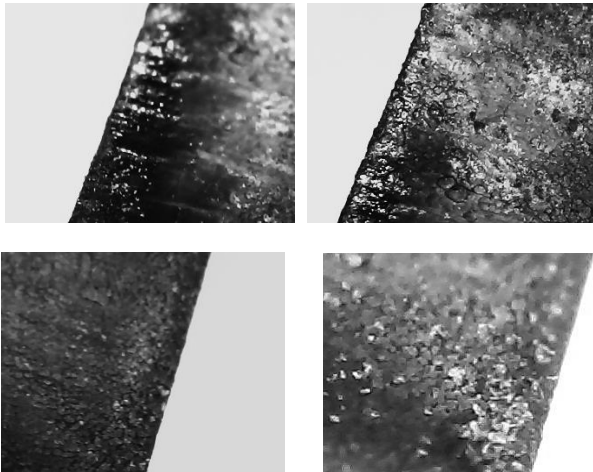


Рисунок 11 – Перетин різ: з боку дії лазера спостерігається термічна деструкція поверхнього шару, очевидно, внаслідок існування зон малого термовпливу

Таким чином, використання при різанні води, що подається до зони лазерного впливу під низьким тиском, дозволяє значно посилити ефекти різання, забезпечує більш якісну крайку різ та зменшує товщину деструктивного шару. Відмінності розрахункової глибини борозенки з отриманою експериментально доцільно враховувати введенням додаткових коефіцієнтів у прості емпіричні рівняння, які можуть бути отримані відомими засобами планування експерименту та отримання багатофакторних регресійних рівнянь.

Перевірено можливість використання струминно-лазерної обробки для різання міцних і надміцних пластинок. Цей метод передбачає наявність спеціальної струминно-лазерної головки та подавання рідини до зони обробки під високим тиском, із фокусуванням променя лазера в певному перетині [9].

При лазерно-струминному впливі заготовка сприймає одночасно (або практично одночасно, якщо мова йде про використання імпульсного лазера) два впливи, що викликають руйнування матеріалу. Сумарна потужність впливів виразиться у вигляді суми:

$$A_{нас} = n\rho A \frac{dz_1}{dt} + 0,5\rho v^2 F \frac{dz_2}{dt},$$

де  $F$  – площа струменя;  $v$  – швидкість струменя;  $dz_1$  – глибина проникаючого вилучення під дією лазерного випромінювання;  $dz_2$  – глибина проникаючого вилучення під дією високошвидкісного струменя.

У цьому рівнянні перший доданок обумовлений лазерним випромінюванням, рівномірно розподіленим по поверхні площею  $A$ , другий доданок – дією швидкоплинного струменя, прикладеного до поверхні площею  $F$ .

Частина матеріалу, попадаючи під дію лазерного випромінювання, розплавляється та випаровування, причому на останнє витрачається значна доля потужності випромінювання. Зазвичай лазерне випромінювання впливає на глибину, меншу на величину  $\delta - z$ , де  $\delta$  – товщина заготовки. Процес струминно-лазерного різання можна організувати так, щоб швидкоплинний струмінь забезпечував практично миттєве тепловідведення і виключав поширення теплового впливу поза межі ванни розплаву. У такому випадку можна записати:

$$A_{нас} = n\rho A \frac{dz_1}{dt} + 0,5\rho v^2 F \frac{dz_2}{dt} - h\rho A \frac{d(\delta - z_1)}{dt} + \lambda\rho A \frac{dz_3}{dt} + c\rho A \frac{dz_3}{dt},$$

де  $\lambda$  – питома теплота плавлення матеріалу;  $z_3$  – лінійний розмір розплавленого матеріалу;  $c$  – питома теплоємність розплавленого матеріалу.

Для оцінки перетворень у ванні розплаву та визначення швидкості занурення струменя в оброблюваний матеріал міркували так. Силу опору розплавленого матеріалу дії потоку рідини визначили залежністю:

$$F = 2\pi \int_0^{y(t)} f[y(t) - z] f'[y(t) - z] p dz \quad (11),$$

де  $p$  – різниця тисків, обумовлена гідродинамічним впливом рідини, що натікає.

Тоді, відповідно до закону Ньютона, матимемо:

$$m(t)\ddot{y}(t) = F_0 - 0,5\rho \int_0^{H(t)} \{f[y(t) - z] f'[y(t) - z] \frac{\partial}{\partial \tau} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q(u, t')}{R} du\} dz, \quad (12)$$

де  $m(t) = \rho y(t) S t$  – маса струменя рідини.

Рішення останнього рівняння свідчить, що при зануренні дозвукового струменя у розплав сила опору не залежить від числа Маха. При цьому тиск у момент удару струменя по поверхні ванни розплаву для рідини, що стискується, в момент удару становить:

$$P = \frac{\rho z_0(t) c}{1 + \sqrt{\frac{\rho_1 E (1 - \mu)}{(1 + \mu)(1 - 2\mu)}}} \quad (13),$$

де  $\rho_1$  – щільність струменя;  $E, \mu$  – властивості струменя рідини.

При дії швидкоплинного струменя на розплав відбувається його практично миттєве охолодження зі швидкістю, що приблизно дорівнює швидкості звуку в матеріалі. Енергія струменя  $W$  при цьому витрачається на відведення тепла від зони розплаву, на деформацію мікрооб'єктів і на явища у зоні зрушень на межі тіла оброблюваної заготовки і ванни розплаву. Приймаючи, що додаткова втрата кінетичної



енергії, викликана впливом зрушення, дорівнює  $G$ , можна навести баланс енергії як

$$0,5m_c \dot{z}_0^2 - E + G + 0,5m_c \dot{z}^2 + 0,5m_0 \dot{z}^2,$$

де  $\dot{z}$  – швидкість після руйнування матеріалу,  $E$  – витрачена енергія, що визначається різницею кінетичних енергій струменя до й після моменту контакту,

$$E = 0,5 \left( \frac{m_0}{m_0 + m_c} \right) m_c \dot{z}_0^2,$$

де  $m_c$  – маса струменя за зрізом сопла;  $m_0$  – маса зруйнованого матеріалу.

Враховуючи, що ефективна динамічна швидкість при зрушенні практично постійна поки не виникне “адіабатичний” процес ковзання, вважаємо енергію  $G$  постійною та такою, що дорівнює  $G_m$ . Тоді вважаючи, що догичне напруження або опір зрізу становить  $\tau_s$ , рівняння кількості руху для процесу руйнування мікрообсягів заготовки струменем запишеться у вигляді:

$$\frac{d}{dt} [(m_c g + \gamma_1 \delta S) z] = -g L \delta \tau_s,$$

де  $S$ ,  $L$  – площа й довжина зрізу;  $\gamma_1$  – питома вага заготовки;  $\delta$  – товщина заготовки;  $g$  – прискорення вільного падіння;  $m_c g$  – вага проникаючого струменя в заготовку (перешкоду).

Після інтегрування рівняння від моменту  $t = 0$  до моменту проходження струменем всього поперечного перерізу заготовки, одержимо рівняння руху фронту борозенки:

$$d[0,5(m_c g + \gamma_1 s \delta) \dot{z}^2] = -g l (\delta + z' - z) dz,$$

де  $z'$  – початкове занурення струменя.

Спільний розв'язок отриманих рівнянь дав змогу встановити швидкість занурення потоку  $\frac{dz}{dt}$  в оброблюване тіло при сумісній дії теплового та гідродинамічного навантажень.

**ВИСНОВКИ.** Порівняння швидкості розвитку борозенки різку при струминно-лазерному різанні, лазерному різанні з водяним охолодженням та власне лазерному або гідро абразивному різанні дозволяє зробити такі висновки.

1) Гідроабразивне різання, попри його «холодність» та практично повну відсутність залишкових напружень, прихованих тріщин та поверхневих дефектів, має невисоку продуктивність та досить широкий проріз, порівняний із діаметром каналу використовуваної калібрувальної трубки (рис. 12).

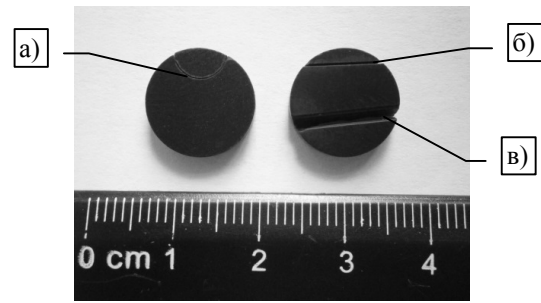


Рисунок 12 – Порівняння якості різку пластинок CBN різними методами: а) лазерним із струминним охолодженням; б) струминно-лазерним; в) гідро абразивним

Існує також критична глибина прорізу, перевищення якої практично повністю унеможливує різання. Багато прохідне різання дозволяє із задовільною якістю отримувати будь-яку криволінійну поверхню при обробці пластинки товщиною до 8–10 мм.

2) Лазерне різання з продуванням зони обробки газом показало досить непогані результати, дозволяючи отримувати борозенки різку 2,0–2,5 мм при швидкостях робочої подачі до 300 мм/хв. із використанням Nd:Yag лазеру потужністю до 400 Вт та частотою подавання імпульсів – 50–75 Гц. Однак зменшення швидкості подачі практично не збільшує глибину різку, що обумовлюється підрізанням променя торцевою поверхні, з одночасним її істотним розігріванням. На поверхні спостерігається ряд фазових та структурних змін, термічна деструкція поширюється на 0,2–0,8 мм від лінії різку.

3) Використання водяного охолодження з одночасним лазерним впливом за тих же режимів дозволяє збільшити глибину борозенки різку на 50–70 % і досягти 3,5–4,2 мм; при цьому зона термічного впливу зменшується до 0,1–0,25 мм; ширина різку становить 0,08–0,12 мм (рис. 12). Процес вимагає проведення низки додаткових досліджень, направлених на виявлення умов максимальної локалізації впливу та за рахунок цього забезпечення значного зростання продуктивності різання.

4) Використання лазерно-струминного різання дає досить перспективні результати, однак також вимагає подальших досліджень. Порівняно з попереднім методом, незважаючи на підвищення приведених енерговитрат на створення струменя рідини високого тиску, не забезпечив відповідного зростання продуктивності. Навпаки, спостерігається зростання ширини різку до 0,25–0,35 мм, при цьому збільшення тиску не веде до ефектів зростання продуктивності як у випадках, описаних нами в [9]. Усі методи термічно-рідинної обробки показали досить високу якість; шорсткість отриманої поверхні не перевищує 3,2–6,3 мкм за параметром  $R_a$ , термічних пошкоджень поверхні не спостерігається.

Отже, використання методів одночасної дії теплового та механічно-гідродинамічного впливів дозволяє ефективно та надійно обробляти надміцні та тверді матеріали, розкриваючи перспективи використання цих матеріалів у складних шарнірних системах.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Лезвийный инструмент из сверхтвердых материалов / Под ред. акад. Н.В. Новикова. – К.: Техника, 2008 – 280 с.
2. Саленко А.Ф., Щетинин В.Т., Федотьев А.Н. Повышение точности контурного гидроабразивного резания пластин из твердых сплавов и сверхтвердых материалов // Сверхтвердые материалы. – 2014. – № 3. – С. 73–82.
3. Fedotyev A., Fedotyeva L. The prospects of carboloies waste utilization as wearpro of coverings” // Известия на Техническия университет Габрово. – 2010. – Т. 39. – С. 30–33.
4. The Theory of Laser Materials Processing / John Dowden/Springer pb./Materials Science 119.
5. Коваленко В.С. Лазерная обработка материалов. – К.: Наукова думка, 1992. – 288 с.
6. Гиндин П.Д. Математическая модель термораскалывания хрупких анизотропных материалов // Поверхность. – 2010. – № 1. – С. 14–18.
7. Salenko A.F., Fomovska O.V., Dudyuk V.A., Mana O.M. (2010) “Some results of exploration of water jet guided laser onto the solids’ surface”, *Unitex: International scientific conference*, 19–20 november, Gabrovo, pp. 414–421.
8. Лямшев Л.М. Лазеры в акустике [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ras.ru/FStorage/download.aspx?Id=c5f15d9f-7d89-4972-b126>.
9. Фомовская А.В. Качество обработки материалов гидроабразивной струей // Оборудование и инструмент, – 2008. – № 6. – С. 12–18.

**PREPARATION OF TEST CUTS IN PRODUCTS WITH SUPERHARD MATERIALS  
BY "COLD" AND "HOTS" METHODS**

**O. Salenko, V. Dudyuk, A. Mana, S. Shkel, E. Koval, V. Kholodnyi, E. Lashko**

Kremenchuk Mykhailo Ostrohradskiy National University

vul. Pershotravneva, 20, Kremenchuk, 39600, Ukraine. E-mail: Salenko2006@ukr.net

The results of research into the processes of processing hard and superhard materials so-called "cold" – abrasivejet and "hot" methods – laser cutting and cutting with a jet of liquid as the lightguide are given. Waterjet cutting of hard and superhard materials is effective only for thin plates (thickness 5–8 mm), and is accompanied by a sufficiently wide slots (to 1,1 mm) are shown. At the same time, the use of this method of cutting practically does not cause practically does not appearance thermodestructive layer and layering particles is easily prevented providing cutting inclined jet. Laser cutting is high-performance, but leads to appearance thermal destruction to a depth to 0,8 mm, and the use of water cooling reduces destruction to a thickness to 0,1...0,06 mm. Laserjet method is the most high-quality, but with performance smaller than laser 2–5 times. This provides a low roughness and minor deviations macrogeometric form.

**Key words:** hard alloys, superhard materials, abrasive waterjet cutting, laser, laserjet cutting, quality.

## REFERENCES

1. Novikov, N.V. (2008) *Lezviynyy instrument iz sverkhkhtverdykh materialov* [Edge tools of superhard materials], Tekhnika, Kiev, Ukraine.
2. Salenko, A.F., Shchetinin, V.T., Fedotyev, A.N. (2014) “Increase of exactness of the contour hydroabrasive cutting ofplastins from carboloies and superhard materials”, *Superhard materials*, no. 3, pp. 73–82.
3. Fedotyev, A., Fedotyeva, L. (2010) “The prospects of carboloies waste utilization as wearpro of coverings”, *Proceedings on the Technical University of Gabrovo*, vol. 39, pp. 30–33.
4. The Theory of Laser Materials Processing//John Dowden/Springer pb./Materials Science 119.
5. Kovalenko, V.S. (1992) *Lazernaya obrabotka materialov* [Laser processing of materials], Naukova Dumka, Kiev, Ukraine.
6. Gindin, P.D. (2010) “Mathematical model of the thermal cleavage of brittle anisotropic materials”, *Surface*, no. 1, pp. 14–18.
7. Salenko, A.F., Fomovska, O.V., Dudyuk, V.A., Mana, O.M. (2010) “Some results of exploration of water jet guided laser onto the solids’ surface”, *Unitex: International scientific conference*, 19–20 november Gabrovo, pp. 414–421.
8. Lyamshev, L.M. Lasers in acoustics [Electrone resource], mode of access: <http://www.ras.ru/FStorage/download.aspx?Id=c5f15d9f-7d89-4972-b126>.
9. Fomovskaya, A.V. (2008) “Quality materials processing by abrasive waterjet stream”, *Equipment and tools*, no. 6, pp. 12–18.

Стаття надійшла 25.10.2014.