

### Temperaturno polje u materijalu indukovano laserskim zračenjem

Osnovni efekat dejstva laserskog zračenja visokog intenziteta ispoljen na materijal jeste promena temperature na površini i u unutrašnjosti obrađivanog materijala. Izračunavanje i eksperimentalno određivanje karakteristika temperaturnih polja u materijalu u procesu zagrevanja i hlađenja omogućava da se predvidi sastav materijala posle obrade, njegovo fazno i strukturno stanje. Izučavanjem toplotnih pojava mogu se odrediti najefikasniji tehnološki procesi, potrebne energetske karakteristike laserskog zračenja i optimalni režimi obrade.

Temperatura ozračenog materijala obično se izračunava primenom klasične teorije termoprovodnosti, pri čemu trajanje impulsa nije kraće od  $10^{-9}$  s, a gustina snage nije veća od  $10^9$  W/cm<sup>2</sup>. Temperatura raspodela u materijalu ozračenom laserskim zračenjem određena je jednačinom termoprovodnosti [3, 4, 5, 6, 7]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (c\rho T) = \text{div} (K \text{ grad } T) + q_v \quad (8)$$

gde je:

c – specifični toplotni kapacitet (J/g°K),  
ρ – gustina materijala (g/cm<sup>3</sup>),  
K – koeficijent termoprovodnosti (W/cm°K),

T – temperatura (°K),  
q<sub>v</sub> – specifična snaga (prostornog) toplotnog izvora (W/cm<sup>3</sup>).

Izvođenje analitičkog rešenja ove jednačine nije nimalo lak zadatak, a kada se uzme u obzir temperaturna zavisnost njenih parametara, analitičko rešenje najčešće ne postoji. Zato su razvijene raznovrsne metode dobijanja približnog rešenja: linearizacija, uvođenje specijalnih funkcija, metode integralnih transformacija, a u posebno važnim praktičnim slučajevima koriste se numerički postupci.

S obzirom na to da zagrevanje ozračenog uzorka ima karakter površinskog efekta, uzorak se može posmatrati kao polubeskonačno telo na čijoj površini deluje toplotni izvor i u kojem se toplota prostire samo po osi z, normalnoj na ozračenu površinu i usmerenoj u dubinu materijala. U tom slučaju, za brze i jednostavne inženjerske proračune i izvođenje odgovarajućih ocena uzima se da su termofizički koeficijenti konstantni, a jednačina (8) rešava se u jednoj dimenziji [7]:

$$\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho c} \frac{\partial I_s(z, t)}{\partial z} \quad (9)$$

gde je:

χ = K/ρc – koeficijent termičke difuzije (cm<sup>2</sup>/s),

$I_a$  – apsorbovani intenzitet laserskog zračenja ( $W/cm^2$ ).

Razmotriće se neka analitička rešenja jednačine (9) u slučaju ozračivanja materijala impulsnim i kontinualnim laserskim zračenjem sa ravnomernom i Gausovom raspodelom intenziteta po poprečnom preseku snopa.

Ako je površina materijala označena laserskim zračenjem konstantnog upadnog intenziteta u vremenu i po poprečnom preseku snopa, a parametri  $c$  i  $K$  su takođe konstantni, rešenje jednačine (9) po koordinati  $z$  (dubina prodiranja toplote u materijal) su [3, 5, 6]:

$$T(z,t) = \frac{2I_a}{K} \sqrt{\chi t} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\chi t}}\right) = \frac{2I_a}{K} \left\{ \sqrt{\frac{\chi t}{\pi}} e^{-\frac{z^2}{4\chi t}} - \frac{z}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{\chi t}}\right) \right] \right\} \quad (10)$$

gde je:

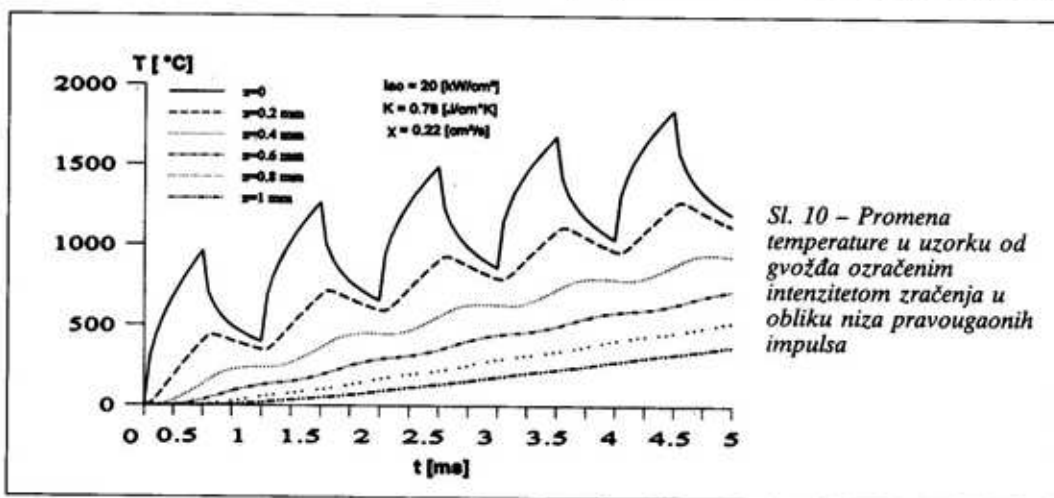
$I_a = \gamma I_u$  – vrednost apsorbovanog intenziteta na ozračenju površini,

$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$  – funkcija greške,

$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$  – komplementarna funkcija greške,

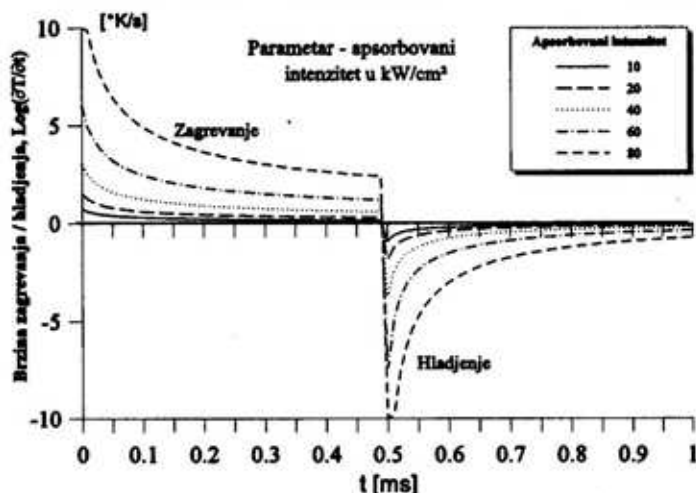
$\operatorname{ierfc}(x)$  – integral od  $\operatorname{erfc}(x)$  [5, 6, 7].

Polazeći od jednačine (10) i primenom Duhamelove teoreme [6] može se doći do izraza za temperaturu kada je upadni intenzitet funkcije  $I(t) = I_0 f(t)$ . Na sl. 10 prikazana je teorijska promena temperature u uzorku od gvožđa ozračenim povorkom pravougaonih impulsa, dobijena numeričkom integracijom jednačine (10). Promena koeficijenta sprege sa porastom temperature nije uzeta u obzir. Temperatura površine raste proporcionalno kvadratnom korenu vremena  $t$ , a na sl. 10 se vidi da već na kraju prvog impulsa ( $t = 0,5$  ms) dostiže vrednost oko  $1000^\circ C$ . Temperatura  $T(z,t)$  veoma brzo opada sa dubinom  $z$ . Dubina  $Z_L = \sqrt{\chi t}$  na kojoj temperatura opadne na  $1/10$  vrednosti temperature na površini, predstavlja karakterističnu dubinu prodiranja toplote u materijal, koja se još naziva i efektivna zona termičkog uticaja (engl. skrać. HAZ [4]). Odnos  $r_s \gg z_L$ , odnosno  $t \ll r_s^2/\chi$ , predstavlja uslov jednodimenzionalnosti jednačine (8) i on je ispunjen samo za male vrednosti vreme-



Sl. 10 – Promena temperature u uzorku od gvožđa ozračenim intenzitetom zračenja u obliku niza pravougaonih impulsa

Sl. 11 – Brzina promene temperature površine uzorka od gvožđa ozračenog laserskim impulsom trajanja 0,5 ms



na  $t$ . Tako, na primer, za gvožđe ( $\chi \approx 0,2 \text{ cm}^2/\text{s}$ ) pri  $r_s = 0,5 \text{ mm}$ , dubina prodiranja je oko  $0,03 \text{ mm}$  u momentu  $t = 0,5 \text{ ms}$  ( $\ll r_s^2/\chi$ ), što znači da je uslov jednodimenzionalnosti ispunjen u toku trajanja celog impulsa.

Brzina zagrevanja, odnosno hlađenja površine materijala dobija se diferenciranjem jednačine (10) po vremenu  $t$  za  $z = 0$  ( $\tau$  – trajanje impulsa). Brzina promene temperature iznosi [5]:

$$\frac{\partial T(z,t)}{\partial t} \Big|_{z=0} = \left. \begin{cases} \frac{I_a}{K} \sqrt{\frac{\chi}{\pi t}}, & t < \tau \\ \frac{I_a}{K} \sqrt{\frac{\chi}{\pi}} \left( \frac{1}{\sqrt{t}} - \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \right), & t > \tau \end{cases} \right\} \quad (11)$$

Jednačina (11) omogućava da se izvede ocena brzine porasta temperature ozračene površine. Uzimajući ponovo gvožđe za primer, za  $I_a = 1 \text{ MW}/\text{cm}^2$ ,  $\chi \approx 0,2 \text{ cm}^2/\text{s}$  i  $K = 0,8 \text{ W}/\text{cm}^2\text{K}$ , u trenutku  $t = 1 \text{ } \mu\text{s}$  dobija se brzina porasta temperature oko  $10^9 \text{ }^\circ\text{K}/\text{s}$  (sl. 11). S druge strane, brzina hlađenja dostiže oko  $5 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{K}/\text{s}$  u trenutku  $t = 1 \text{ } \mu\text{s}$  posle

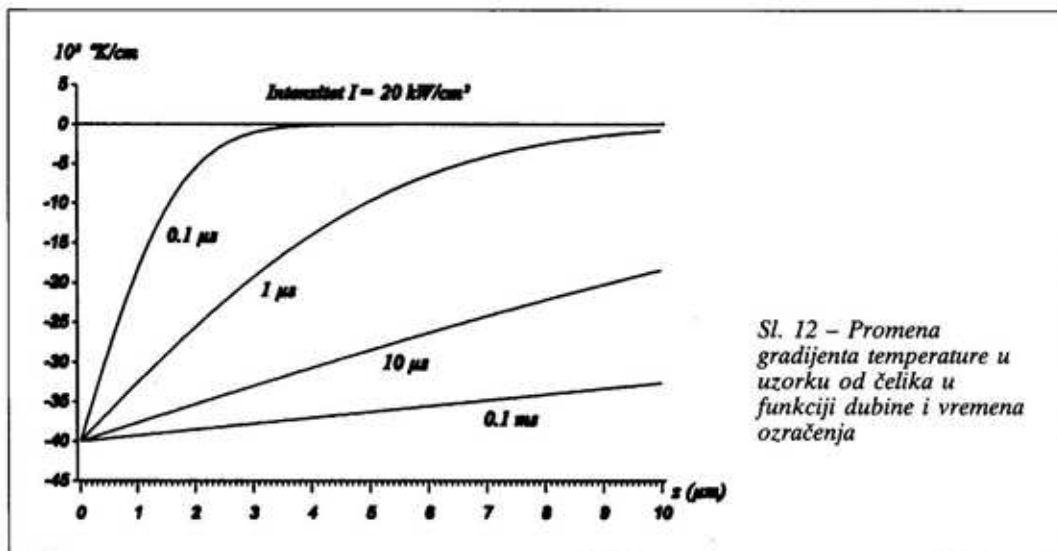
prestanka laserskog impulsa. Ovako velike brzine zagrevanja i hlađenja pružaju izvanredne mogućnosti termičke obrade površine materijala laserskim zračenjem.

Izraz za gradijent temperature dobija se diferenciranjem jednačine (10) po  $z$  [5]:

$$\frac{\partial T(z,t)}{\partial z} = -\frac{I_a}{K} \operatorname{erfc} \left( \frac{z}{2\sqrt{\chi t}} \right) \quad (12)$$

Može se uočiti da je gradijent utoliko veći ukoliko je veći odnos  $I_a/K$ , a u znatnoj meri zavisi od karakteristične dubine prodiranja toplote  $z_L$ . Za  $t \rightarrow \infty$  ili  $z = 0$  gradijent poprima konstantnu vrednost  $-I_a/K$ .

Na sl. 12 predstavljene su krive promene gradijenta temperature po dubini uzorka sa vremenom kao parametrom, u uzorku od čelika ( $K = 0,5 \text{ J}/\text{cm}^2\text{K}$ ,  $\chi = 0,092 \text{ cm}^2/\text{s}$ ). Na površini uzorka gradijent može biti veoma veliki. Za vrednost  $I_a = 1 \text{ MW}/\text{cm}^2$ , iz jednačine (12), sledi da gradijent iznosi oko  $2 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}/\text{cm}$ . Njegova visoka vrednost znači da je zagrevanje materijala laserskim zračenjem veoma koncentrisano što omogu-



Sl. 12 – Promena gradijenta temperature u uzorku od čelika u funkciji dubine i vremena ozračenja

čava obradu i vrlo sitnih detalja u sredinama osetljivim na visoku temperaturu.

Izračunavanje temperaturnog polja u materijalu koji je ozračen laserskim snopom sa Gausovom prostornom raspodelom intenziteta znatno je složenije nego kod impulsa sa ravnomernom raspodelom. Takođe, pri ozračivanju materijala kontinualnim laserskim zračenjem, bez obzira na to što ozračena površina može biti i ekstremno mala, usled dugotrajne apsorpcije upadnog fluksa dolazi do zagrevanja površine relativno velikih dimenzija, pa je pri proračunu temperaturne raspodele neophodno uzeti u obzir i gubitke usled zračenja i konvekcije. Uvrštavanje nelinearne zavisnosti izračunog fluksa ( $\sim T^4$ ) u jednačinu energetskog

balansa dovodi do problema koji se veoma teško rešava, čak i numerički. Radi toga se, za ocenu procesa često uzima linearna temperaturna zavisnost toplotnih gubitaka usled zračenja i konvekcije [6].

U najjednostavnijem slučaju, zanemarujući gubitke usled zračenja i konvekcije, a uzimajući da se po površini polubeskonačnog tela sa početnom temperaturom  $T_0$  u smeru ose  $x$  kreće Gausov snop brzinom  $v$  i intenziteta  $I(t) = I_0 f(t)$  gde  $f(t)$  karakteriše vremensku promenu intenziteta, rešenje jednačine (8) u pravouglim koordinatama dobija se primenom metoda trenutnog prstenastog izvora toplote [5, 6]:

$$T(x,y,z,t) = T_0 + \frac{I_{aom} r_s^2}{K} \sqrt{\frac{\chi}{\pi}} \int_0^t \frac{f(t-\xi)}{\sqrt{\xi} (4\chi\xi + r_s^2)} e^{-\frac{z^2}{4\chi\xi} - \frac{(x-vt)^2 + y^2}{4\chi\xi + r_s^2}} d\xi \quad (13)$$

gde je:

$I_{aom}$  – apsorbovani intenzitet u centru Gausovog snopa u trenutku kada je on maksimalan,

$x, y$  – koordinate na površini uzorka,

$z$  – dubina prodiranja toplote u materijal,

$\xi$  – promenljiva integracije.

Za nepokretan Gausov snop ( $v = 0$ ) i konstantan intenzitet ( $f(t) = 1$ ) tempe-

ratura na površini uzorka, u centru snopa ( $x = 0, y = 0$ ), data je izrazom [3, 6]:

$$T(0,0,0,t) = T_0 + \frac{r_s I_{aom}}{K\sqrt{\pi}} \operatorname{arctg} \left( \frac{2\sqrt{\chi t}}{r_s} \right) \quad (14)$$

Nakon  $t \gg r_s^2/\chi$  postiže se stacionarna vrednost temperature [3]:

$$T(0,0,0,\infty) = T_0 + \frac{r_s I_{aom} \sqrt{\pi}}{2K} \quad (15)$$

Uvrštavanjem konkretnih vrednosti u (15), npr. za staklo  $K = 0,007 \text{ J/cm}^\circ\text{K}$ , pri  $r_s = 0,1 \text{ mm}$ , ukupna apsorbovana snaga u uzorku  $P_t = 0,1 \text{ W}$ , dobija se  $T_{\text{stac}} \approx 400^\circ\text{C}$ , što je vrednost koja se veoma lako postiže današnjim laserima [6].

Jednačina (15) pruža pogodnu mogućnost određivanja temperature tela ozračenog Gausovim snopom u funkciji bezdimenzionih parametara [3]. Uračunavajući vremensku formu impulsa  $f(t)$  (sl. 4), dolazi se do izraza (16) za tzv. bezdimenzionu temperaturu ozračenog materijala u trenutku  $t$ . Promenom pojedinih parametara u (16) moguće je konstruisanje familije generalisanih krivulja koje prikazuju temperaturnu raspodelu nezavisno od vrste materijala [6].

$$\theta(\xi, \zeta, \tau) = \int_0^\tau \frac{f(\tau - \lambda) e^{-\frac{\xi^2}{\lambda+1}} e^{-\frac{\zeta^2}{\lambda}}}{\sqrt{\lambda}(\lambda+1)} d\lambda \quad (16)$$

$$\text{Veličina } \theta(\xi, \zeta, \tau) = \frac{2K\sqrt{\pi}T}{I_a r_s} \text{ pred-}$$

stavlja bezdimenzionu temperaturu, a  $\tau = \frac{4\chi t}{r_s^2}$ ,  $\zeta = \frac{z}{r_s}$ ,  $\xi = \frac{r}{r_s}$  jesu bezdimenzioni parametri;  $r_s$  je Gausov radijus laserskog snopa i  $\lambda$  – promenljiva integracije.

Numeričkom integracijom jednačine (16) konstruisane su krive zavisnosti bezdimenzionih temperature u slučaju ozračenja materijala laserskim zračenjem modulirane dobrote (sl. 13).

Krive na sl. 13 su tipične za temperaturnu raspodelu u materijalu ozračenom impulsnim laserskim zračenjem. U konkretnom slučaju uzete su vrednosti  $r_s \approx 0,03 \text{ cm}$  i  $\chi = 0,9 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Iz oblika krivih  $\Theta(\xi, \zeta, \tau)$  mogu se izvući sledeći opšti zaključci:

- temperatura na površini ozračenog tela ( $\zeta = 0$ ) veoma brzo dostiže maksimalnu vrednost, a zatim relativno sporo opada za vreme trajanja impulsa; do opadanja temperature dolazi zbog odvođenja toplote u dubinu materijala kondukcijom;

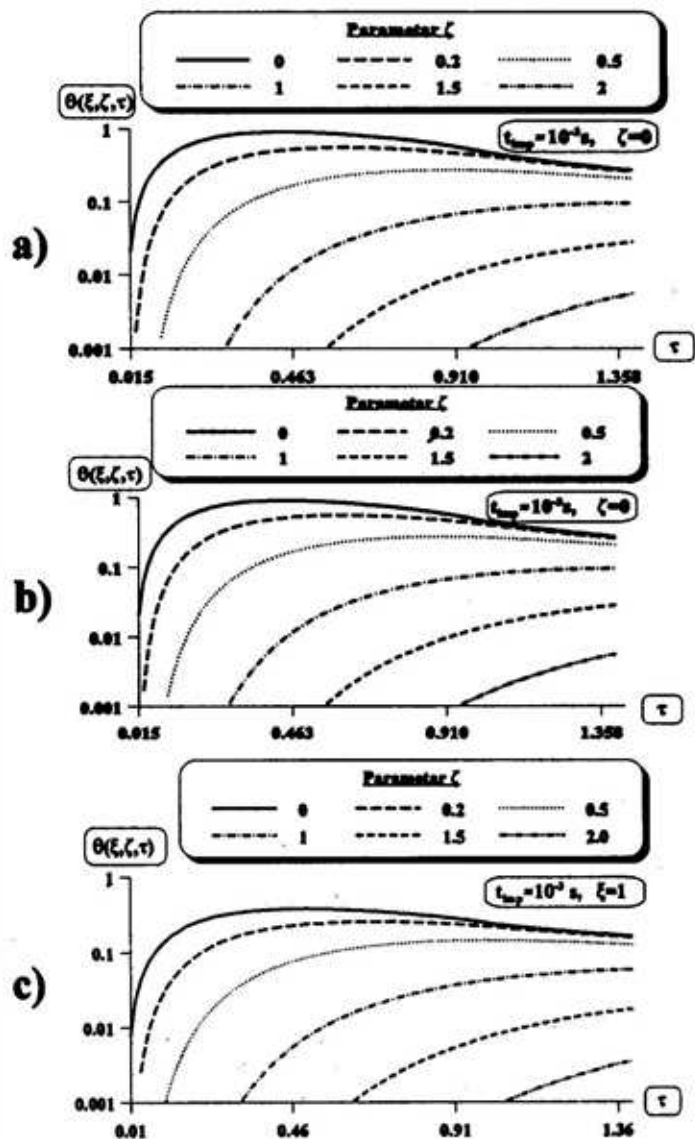
- na kraju impulsa temperatura je znatno niža od maksimalne, jer upadni fluks nije dovoljan da kompenzuje odvedenu toplotu u dubinu materijala zbog vrlo visoke brzine širenja toplote (jedn. 13);

- što je veća posmatrana dubina, temperatura dostiže maksimum kasnije, a na velikim dubinama uspeva da dostigne maksimum za vreme trajanja impulsa;

- u konkretnom slučaju (sl. 13a), karakteristična dubina do koje prode toplota za vreme trajanja impulsa određena je vrednošću  $\zeta = 0,004$  i iznosi  $z \approx 10^{-4} \text{ cm}$ , što je potpuno u skladu sa ranije konstatovanom činjenicom da je interakcija laserskog zračenja sa materijalom pre svega površinski proces;

- brzina porasta temperature u centru Gausovog snopa na ozračevoj površini je ekstremno visoka (dostiže  $10^{10} \text{ }^\circ\text{K/s}$ );

- gradijent temperature dostiže ekstremno visoke vrednosti (reda  $10^6 \text{ }^\circ\text{K/cm}$ );



Sl. 13 – Generalisane krive promene temperature u telu ozračenom Gausovim snopom dobijenim u laseru modulirane dobrote:

- a) centar snopa, nanosekundni impuls;
- b) centar snopa, milisekundni impuls;
- c) ivica snopa, milisekundni impuls

– zagrevanje materijala je lokalizovano.

Pažljivim upoređivanjem grafika sl. 13, b) i c), može se uočiti da krive nisu iste. Pri  $\xi = 1$  (na ivici spota) veličina  $\theta$  se menja nešto sporije nego u centru ( $\xi = 0$ ). To znači da pri dužem trajanju impulsa odvođe-

nje toplote u poprečnim pravcima (paralelno površini) postaje veliko.

Upoređenjem grafika a) sa graficima b) i c) sl. 13, vidi se da pri dužem trajanju impulsa temperatura dostiže znatno veću dubinu i zagrevanje materijala prestaje da bude površinski efekat.

## Promene faznog stanja materijala

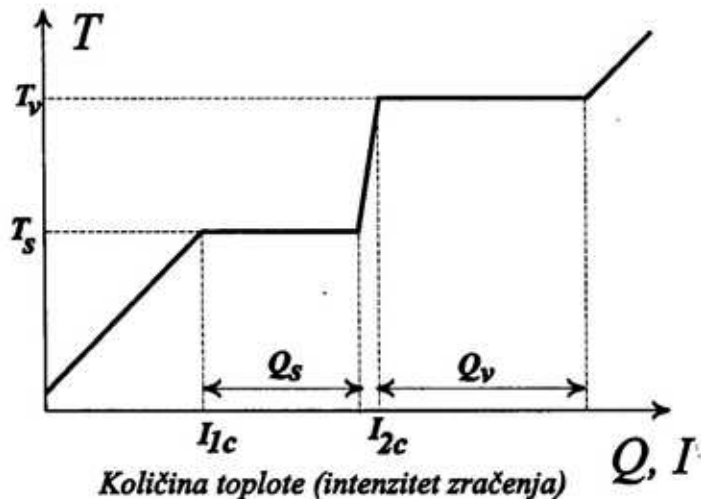
Matematički opis faznih promena predstavlja veoma složen problem (tzv. Stefanov problem). On se obično rešava numerički, ali primena i najtačnijih različitih metoda daje rezultate koji se međusobno veoma razlikuju [3].

Stadijum topljenja metala veoma je teško razdvojiti od studijuma isparavanja. Problem je u tome što u intervalu promene temperature od temperature topljenja  $T_s$  do temperature ključanja  $T_v$  vrlo brzo raste pritisak ravnoteže pare, a temperatura se menja skokovito (sl. 14) [2, 3]. Tako, na primer, kod aluminijuma, pri približno dvostrukom uvećanju temperature od  $T_s \approx 900^\circ\text{K}$  do  $T_v \approx 2000^\circ\text{K}$ , dolazi do povećanja pritiska zasićene pare za 11 redova veličine, od  $p_{\text{top}} \approx 10^{-8}$  mbar do  $p_{\text{klj}} \approx 10^3$  mbar [3]. Temperatura ključanja  $T_v$  postiže se kada pritisak ravnotežne pare postane jednak pritisku okolnog gasa, odnosno, u najvećem broju praktičnih slučajeva – atmosferskom pritisku. Iz navedenog primera sledi da temperatura ne mora da dostigne vred-

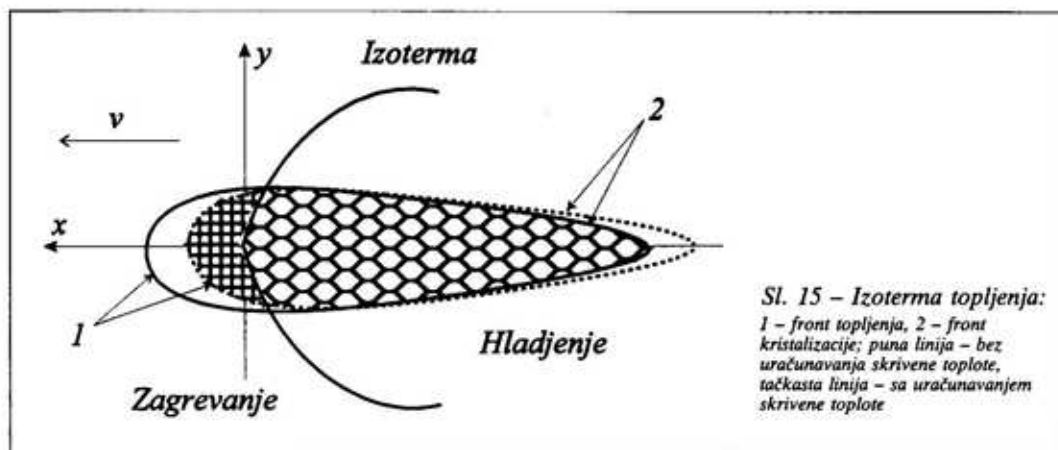
nost praga  $T > T_v$  da bi došlo do isparavanja. Da bi se izdvojio stadijum topljenja bez isparavanja metal treba zagrejati do temperature koja se nalazi u vrlo uskom dijapazonu iznad temperature topljenja.

Za kvantitativni opis topljenja metala, pored procesa apsorpcije zračenja, zagrevanja površinskog sloja i rasprostiranja toplote u dubinu materijala, treba uzeti u obzir i promenu termofizičkih svojstava metala u čvrstoj i tečnoj fazi, skrivenu toplotu topljenja metala, kao i proces oksidacije površine metala i promenu koeficijenta refleksije zbog oksidacije [7, 8].

Skrivena toplota topljenja menja se za red veličine pri prelasku od lakotopljivih metala ( $Pb \approx 4$  kJ/mol) ka teškotopljivim metalima ( $W \approx 40$  kJ/mol) [3]. Ona ima utoliko veću ulogu ukoliko je niža temperatura topljenja metala. Uticaj skrivene toplote topljenja vidi se na sl. 15. Uzimajući u obzir da se toplotni izvor kreće u smeru ose  $x$ , na frontu topljenja, tj. na prednjem delu rastopine stvarna toplotna snaga je nešto manja od nominalne zbog apsorpcije toplote topljenja.



Sl. 14 – Kvalitativni dijagram faznih promena u materijalu:  
( $T_s$ ,  $T_v$  – temperatura topljenja i isparavanja;  $Q_s$ ,  $Q_v$  – latentna toplota topljenja i isparavanja),  $I_{1c}$ ,  $I_{2c}$  – kritične vrednosti intenziteta upadnog zračenja



Sl. 15 – Izoterma topljenja:  
 1 – front topljenja, 2 – front  
 kristalizacije; puna linija – bez  
 uvažavanja skrivene toplote,  
 tačkasta linija – sa uvažavanjem  
 skrivene toplote

Zbog toga je zagrejani deo neznatno skraćen. U isto vreme na frontu kristalizacije, tj. na repnom delu rastopine, izdvaja se skrivena toplota i stvarna toplotna snaga je nešto veća od nominalne. Izoterma topljenja (površina konstantne temperature koja razdvaja čvrstu od tečne faze) izdužena je u repnom delu dok se njena širina neznatno menja.

Svojstva para mogu se jednostavno opisati samo u slučaju da se posmatraju kao gas koji se slobodno širi u vakuum. Ovakav slučaj u praksi se ne dešava, te služi samo za dobijanje kvalitativnih ocena procesa. Oblik pare koji nastaje ispred zagrevane površine dovodi do sledećih efekata [2]:

- pare apsorbuju upadno zračenje i ekraniraju ozračenu površinu,
- u pari dolazi do jonizacije laserskim zračenjem, nelinearne apsorpcije i nastanka plazme tako da ekraniranje vrši plazma.

Pri relativno malim intenzitetima laserskog zračenja ( $10^3 - 10^6 \text{ W/cm}^2$ ) može se smatrati da obrazovana para ne utiče na prostiranje laserskog zračenja, tj. ne ekranira zagrevanu površinu.

Dubina isparavanja je, takođe, važna tehnološka karakteristika primene lasera.

Od nje direktno zavise dubina otvora koji može biti napravljen u metalu ili debljina lisnatog materijala za sečenje (lim, tkanina, staklo,...). Postoje dva očigledna načina povećanja dubine isparavanja: povećanje intenziteta i korišćenje neprekidnog zračenja. Prva mogućnost je ograničena brzinom isparavanja materijala i ekraniranjem ozračene površine parom, a druga tipom lasera [2].

### Duboko protopljavanje materijala

Pod dubokim protopljavanjem podrazumeva se zagrevanje materijala iznad temperature topljenja na dubini znatno većoj od prečnika laserskog snopa ( $z \gg 2r_s$ ) i istiskivanje rastopljenog materijala pod uticajem pritiska sopstvenih para. Da bi se ocenili potrebni parametri laserskog zračenja i izvele kvalitativne ocene procesa, u prvom koraku vrši se određivanje praga protopljavanja, odnosno izračunavaju se parametri laserskog zračenja neophodni da se ostvari protopljavanje na dubini reda  $r_s$ . Zadatak se može formulisati na sledeći način: odrediti minimalni intenzitet (snagu, energiju) pri kojem lasersko zračenje sa zadatom vremenskom i prostornom raspodelom



rastopi metal do dubine reda radijusa poprečnog preseka snopa.

Za Gausov snop koji se kreće po površini metala u vakuumu traženi prag intenziteta može se oceniti iz vrednosti stacionarne temperature  $T_p$  u centru Gausovog snopa pri nepokretnom snopu. Temperatura  $T_p$  treba da dostigne vrednost pri kojoj će pritisak para isparenog materijala istisnuti rastopljeni materijal na dubini reda Gausovog radijusa  $r_s$ . Polazeći od fenomenološke relacije za jednakost sila pritiska pare materijala u centru Gausovog snopa i sila pritiska površinskog napona u tankom sloju rastopljenog materijala pri isticanju para u vakuum [3]:

$$P^* e^{\frac{\phi}{k}} \left( \frac{1}{T_v} - \frac{1}{T_p} \right) = \frac{\sigma}{r_s} \quad (17)$$

gde je:

$P^* = 10 \text{ bar}$ ,

$\phi$  – izlazni rad atoma iz rastopljenog materijala,

$k$  – Bolcmanova konstanta,

$T_v$  – temperatura ključanja,

$T_p$  – potrebna vrednost stacionarne temperature površine u centru snopa za  $t = \infty$  (jednačina 15),

$\sigma$  – površinski napon rastopine za prag intenziteta dobija se [3]:

$$I_{pr} = \frac{2\phi K}{\gamma r_s k \sqrt{\pi}} \frac{1}{\ln(r_s P^*) - \ln(\sigma) + \phi/kT_v} \quad (18)$$

Za Al i Fe, pri  $r_s = 0,5 \text{ mm}$  za prag  $I_{pr}$  dobijaju se vrednosti 12 i  $0,6 \text{ MW/cm}^2$  respektivno.

U praksi se različite vrste obrade materijala izvode najčešće na atmosferskom pritisku. Pritisak pare postaje veći od atmosferskog pritiska kada tempera-

tura u centru snopa dostigne vrednost temperature isparavanja  $T_v$  i u rastopini dolazi do formiranja malog, polusfernog udubljenja radijusa  $\approx r_s$ . Ocena praga intenziteta za duboko protopljavanje dobija se iz vrednosti stacionarne temperature (jednačina 15) u centru sfere, uzimajući  $T_{stac} = T_v$ :

$$\bar{I}_{pr} = 2K \frac{T_v - T_0}{\gamma r_s \sqrt{\pi}} \quad (19)$$

gde je  $T_0$  – početna temperatura metala.

Međutim, pri atmosferskom pritisku energija koju odnose pare može biti velika, a njen proračun je veoma složen, jer se moraju uzeti u obzir procesi difuzionog i konvektivnog mešanja okolnog gasa i pare, toplotna konvekcija gasa, itd. Grube ocene pokazuju da se kod gvožđa sva dovedena energija odvodi parama metala pri dostizanju temperature oko  $2600^\circ\text{C}$  [3].

Kod većine metala koeficijent sprege povećava se najmanje 1,5 puta pri prolasku kroz tačku topljenja (sl. 7). U istoj tački koeficijent termoprovodnosti skokovito opada, npr. kod Al, Fe i Cu smanji se oko 5 puta. Imajući u vidu da je temperatura ključanja metala po pravilu 1,5 do 2 puta veća od temperature topljenja, može se zaključiti da će neznatno povećanje intenziteta upadnog zračenja iznad vrednosti  $I_{pr}$  dovesti do skokovite promene temperature od stacionarne temperature topljenja  $T_s$  do temperature ključanja  $T_v$ .

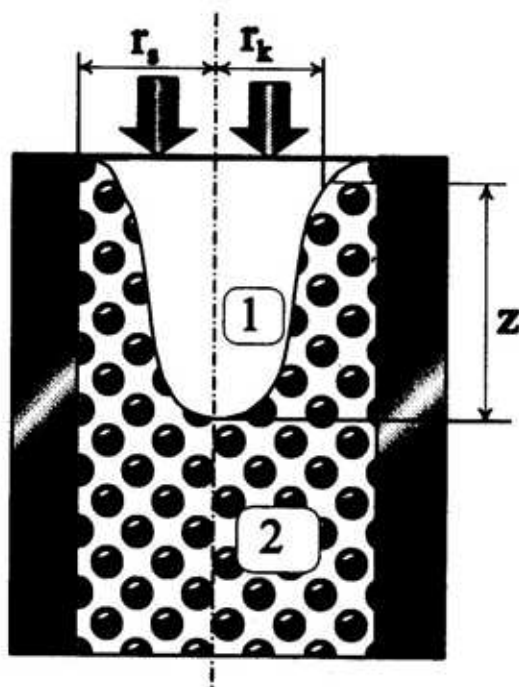
Razmotriće se kako skok koeficijenta termoprovodnosti  $K$  i koeficijenta sprege  $\gamma$  utiče na zagrevanje površine tela. Radi pojednostavljenja uzima se da je laserskim snopom sa ravnomernom

raspodelom intenziteta ozračeno polusferno udubljenje radijusa  $r_s$  i da koeficijent termoprovodnosti i koeficijent sprege ne zavise od temperature u čvrstoj ( $K_c, \gamma_c$ ) i tečnoj ( $K_t, \gamma_t$ ) fazi, ali da se menjaju skokovito pri  $T = T_s$ . Iz stacionarnog rešenja jednačine termoprovodnosti (9) u sfernim koordinatama dobija se vrednost praga intenziteta potrebnog za dostizanje temperature topljenja  $T_s$  [3]:

$$I_{pr}(T_s) = \frac{K_c T_s}{r_s \gamma_c} \quad (20)$$

i prag intenziteta potrebnog za dostizanje temperature ključanja  $T_v$  [3]:

$$I_{pr}(T_v) = \frac{K_t}{\gamma_t r_s} \left[ T_v - T_s \left( 1 - \frac{K_c}{K_t} \right) \right] \quad (21)$$



Sl. 16 – Duboko protopljavanje materijala laserskim zračenjem:

$r_s$  – radijus laserskog snopa,  $r_k$  – efektivna širina kanala, 1 – kaverna nastala isušivanjem rastopljenog materijala, 2 – rastopljeni materijal oblika cilindričnog kanala

Za lasere koji rade na kraćim talasnim dužinama (Nd: YAG, ekzimerni), odnos  $I_{pr}(T_v)/I_{pr}(T_s) \approx 1$  za većinu metala dok je za  $CO_2$  laser ovaj odnos  $\ll 1$  izuzev za Al kod kojeg je ovaj odnos  $\approx 4$ . To znači, generalno, da se pri nepokretnom laserskom snopu prag topljenja i isparavanja poklapaju za većinu čistih metala. Skok stacionarne temperature pri tome dovodi do poklapanja praga topljenja sa pragom dubokog protopljavanja [3].

Da bi došlo do dubokog protopljavanja,  $z \gg r_s$ , kod mnogih materijala neophodno je koristiti neprekidno lasersko zračenje i proces mora biti stacionaran [2]. Najprostiji model za izvođenje ocene praga dubokog protopljavanja pri kontinualnom laserskom zračenju je homogeno zagrejani cilindar radijusa  $r_1$  i visine  $z$  (sl. 16). Iz rešenja jednačine termoprovodnosti (9) za cilindričan homogeni izvor i  $r_s \ll z$  dobija se (prema [2]):

$$I_{pr}(T_s) = 2 \frac{\chi T_s z}{r_s^2} \cdot \left( 1 / \ln \frac{z}{r_s} \right) \quad (22)$$

Zanemarujući slabu logaritamsku zavisnost u (22) i uzimajući  $T = T_v$ , za dubinu kanala dobija se:

$$z = \frac{P}{2\pi\chi T_v} \quad (23)$$

Ovde nije uračunato uzajamno dejstvo zračenja sa parama metala. Međutim, ocena ima zadovoljavajuće rezultate u eksperimentu [2]. U okviru ovog modela može se dobiti i širina zone topljenja metala.

### Obrazovanje plazme i prostiranje zračenja kroz plazmu

Laserska plazma predstavlja neželjenu pojavu zbog toga što ona efektivno

apsorbuje lasersko zračenje i ekranira površinu čvrstog tela.

Pri malom intenzitetu laserskog zračenja ( $I_a < 10^8 \text{ W/cm}^2$ ) dolazi do zagrevanja površine, topljenja i isparavanja materijala i obrazovanja neutralnih para. Plazma se pojavljuje kao posledica interakcije laserskog zračenja sa parama ozračenog materijala i jonizacije pare. To se dešava već pri vrednostima upadnog intenziteta  $I_u \leq 10^6 \text{ W/cm}^2$ . Jonizacija para laserskim zračenjem analogna je jonizaciji gasa pri optičkom probouju: slobodni elektroni apsorbuju energiju polja zračenja pri sudarima sa neutralnim atomima, a kada elektron nakupi energiju reda energije jonizacije dolazi do jonizacije udarom.

Do jonizacije para dolazi vrlo brzo zbog njene velike gustine ( $\approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ). Za ocenu karakterističnog vremena jonizacije mogu se koristiti relacije za optički probouj gasa, a pri niskom nivou laserskog zračenja mogu se razmatrati tri stepena obrazovanja plazme: topljenje, isparavanje i jonizacija. Prag probouja para znatno je niži od praga probouja vazduha pri ekvivalentnoj gustini, jer u pari postoji znatan broj slobodnih jona i elektrona, ( $I_{pm} \approx 1/2 I_{pv}$  gde je  $I_{pm}$  – prag probouja za metalne pare a  $I_{pv}$  – prag probouja za vazduh). Probouj para može da ima stacionarni karakter u blizini ozračene površine za razliku od vazduha gde je ova pojava impulsnog karaktera.

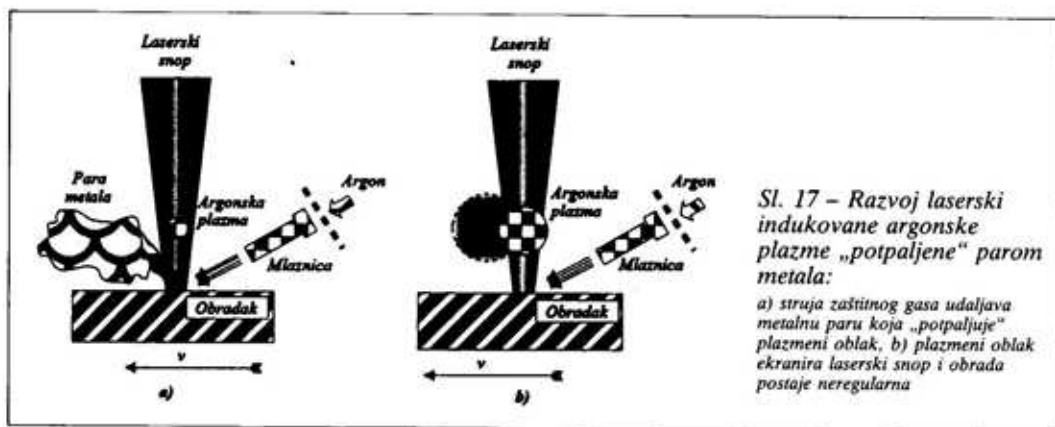
Pri velikom intenzitetu laserskog zračenja ( $I > 10^{10} \text{ W/cm}^2$ ), plazma se obrazuje neposredno pod dejstvom laserskog zračenja na čvrsto telo. Pri tome ukupna energija zračenja  $E$  mora biti veća od sume energija topljenja  $E_t$ , isparavanja  $E_i$  i jonozacije  $E_j$ . Od ove tri energije najveća je energija jonizacije  $E_j$ , što se može oceniti poređenjem temperature topljenja

$T_s$  i temperature isparavanja  $T_v$  koje su za najveći broj metala reda  $10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ , sa temperaturom jonizacije  $T_j$  koja je reda  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  (što odgovara energiji  $10 \text{ eV} = 16 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ). Ako je temperatura  $T$  površinskog sloja veća od  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ , dolazi do neposrednog prelaska čvrstog tela u plazmu [2].

Neposredni prelazak materijala u plazmu može biti realizovan i pri umerenim vrednostima upadnog zračenja  $I_u$ . Za dužinu trajanja impulsa laserskog zračenja reda ns to se ostvaruje pri  $I_u \approx 10^8 \text{ W/cm}^2$ . Velika gustina neutralnih čestica i veliki intenzitet upadnog zračenja uslovljavaju veoma veliku brzinu jonizacije. Za vrednost upadnog intenziteta  $I_u \approx 10^8 \text{ W/cm}^2$  i gustinu pare isparenog metala  $n \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  sledi da je vreme jonizacije reda  $10^{-9} \text{ s}$  [2].

Visoka temperatura u prostoru gde se obrazuje plazma dovodi do naglog povećanja pritiska u vrlo malom prostoru. Gruba ocena, pod pretpostavkom da se ne povećava zapremina zagrejanog prostora u vremenu zagrevanja, daje vrednosti lokalnog pritiska  $p \approx 10^6 \text{ bar}$ , pri čemu je temperatura reda veličine  $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$  [2]. Iz ovih ocena sledi da se obrazovana plazma mora veoma brzo razleteti. U početku, proces razletanja ne zavisi od pritiska okolnog gasa jer je početni pritisak plazme veoma veliki. Brzina razletanja plazmenog oblaka dostiže vrednosti  $10^7 \text{ cm/s}$  [6].

Obrazovanje plazmene buktinje prikazano je na sl. 17. Proces se veoma brzo menja u toku vremena. Tipično vreme života plazmene buktinje je  $10^{-6} \text{ s}$ , a tipične dimenzije su reda 1 cm. To su vrednosti znatno veće od dužine trajanja impulsa  $\tau_{iz}$  pri impulsnom zračenju sa modulacijom dobrote (reda  $10^{-8} \text{ s}$ ) i od



Sl. 17 – Razvoj laserski indukovane argonske plazme „potpaljene“ parom metala:

a) struja zaštitnog gasa udaljava metalnu paru koja „potpaljuje“ plazmeni oblak, b) plazmeni oblak ekranira laserski snop i obrada postaje neregularna

dimenzija poprečnog preseka ozračene površine (reda 0,1 mm). Na taj način i plazmena buktinja može postati dodatni izvor toplote koji zagreva ozračeni materijal [2].

Usled haotičnosti termalnog kretanja naelektrisanih čestica plazme (elektrona, jona) dolazi do lokalnog narušavanja elektroneutralnosti plazme i pojave lokalnih elektrostatičkih sila koje prouzrokuju nastanak tzv. elektrostatičkih oscilacija, odnosno oscilacija gustine prostornog naelektrisanja i jačine električnog polja izazvanog promenom gustine prostornog naelektrisanja. Ovim oscilacijama daleko lakše podležu elektroni od jona (zbog manje mase i manje inercije), te poseban značaj imaju tzv. elektronske plazmene oscilacije. Frekvencija  $\omega_{pl}$  elektronskih plazmenih oscilacija zavisi samo od gustine elektrona  $n_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) u plazmi, a poseban značaj ima tzv. kritična gustina plazme [2, 3], odnosno gustina elektrona pri kojoj je plazmena frekvencija  $\omega_{pl}$  jednaka frekvenciji upadnog zračenja  $\omega$ . U dijapazonu  $\omega: 10^{14} \leq \omega \leq 10^{15}$  Hz, kritična gustina plazme iznosi  $n_{kr} \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Kada je frekvencija upadnog laserskog zračenja  $\omega < \omega_{pl}$  – plazma je neprozračna za lasersko zračenje, zračenje prodire u plazmu samo na dubinu skin-sloja (reda

$\lambda$  – talasne dužine laserskog zračenja) i reflektuje se. Najveća apsorpcija zračenja plazmom, tj. najveće ekraniranje plazmom je pri  $\omega \approx \omega_{pl}$ . Za  $\omega > \omega_{pl}$  – plazma je prozračna, zračenje prolazi kroz plazmu i zagreva površinski sloj materijala.

Da bi se izbegli neželjeni efekti ekraniranja plazmom najčešće se koristi zaštitni gas (npr. argon) koji se pod velikim pritiskom kroz mlaznicu ubacuje na ozračenu površinu (sl. 17) i odstranjuje pare metala sprečavajući jonizaciju i optički proboj. Međutim, i tada se moraju ostvariti optimalni uslovi (brzina i pritisak zaštitnog gasa) da ne bi došlo do tzv. „potpaljivanja“ plazme. Osim toga, zaštitni gas sprečava oksidaciju površine i promenu koeficijenta sprege.

## Zaključak

Favorizovano mesto lasera u fabričkoj proizvodnji obezbeđeno je njegovim specifičnim mogućnostima koje ga čine visoko preciznim i visoko pouzdanim alatom. Danas je na raspolaganju veoma širok spektar laserskih pribora kojima se mogu realizovati željeni postupci obrade, kao što su: žarenje, kaljenje, legiranje,

glaziranje, zavarivanje, lemljenje, sečenje, skrajbovanje, bušenje, graviranje, „šok“ kaljenje, itd. Na svetskom tržištu prisutni su najčešće CO<sub>2</sub>, Nd:YAG, Nd:staklo, rubinski i eksimerni industrijski laseri, impulsni i kontinualni, snage od nekoliko mW do nekoliko desetina kW. Pri izboru odgovarajućeg laserskog alata i režima obrade, u prvom koraku obavlja se analitičko određivanje koncepta obrade i potrebnih karakteristika lasera. Za izvođenje odgovarajućih ocena željenog procesa obrade koriste se klasične metode različitih naučnih disciplina. U drugom koraku obavlja se optimizacija parametara obrade eksperimentalnim putem.

*Literatura:*

- [1] Svelto, O.: Принципы лазеров, (prevod na ruski), Мир, Москва, 1984.
- [2] Делоне, Н. Б.: Взаимодействие лазерного излучения с веществом, Наука, Москва, 1989.
- [3] Арутюнян, Р. В. и др.: Воздействие лазерного излучения на материалы, Наука, Москва, 1989.
- [4] Belforte, D., Levit, M.: The Industrial Laser Annual Handbook, Pemwell Books – Laser Fokus, Tulsa, Oklahoma, USA, 1986.
- [5] Рыкалин, Н. и др.: Лазерная и электронно лучевая обработка материалов – Справочник, Машиностроение, Москва, 1985.
- [6] Redy, J.: Действие мощного лазерного излучения, (prevod na ruski), Мир, Москва 1974.
- [7] Steffen, J.: Schweißen mit dem Laserstahl, Feinwerktechnik 8 Messtechnik 88, (1) 1980.
- [8] Schäfer, P.: Metalle gepulst flexibel und präzise schneiden, Laser-Praxis, München, juni 1989.
- [9] Dickmann, K. i dr.: Fein- und Mikrobohren mit Nd: YAG-Q-switch-Laser hoher Strahlqualität, Laser und Optoelektronik 23 (6), 1991.
- [10] Dausinger, F. i dr.: Effiziente Strahladdition zum Laserschweißen, Laser und Optoelektronik 27 (4), 1995.