

## WPLYW PARAMETRÓW OBRÓBKII NA KSZTAŁT STREFY PRZETOPIONEJ LASEROWO

ALEKSANDER SIWEK, TOMASZ DIDENKO

### *INFLUENCE OF PROCESS VARIABLES ON DEVELOPMENT OF LASER WELD POOL*

#### *Abstract*

*The mathematical model of laser beam melting of stainless steel is presented in the paper. It is shown that process of melting is mainly controlled by value of surface tension. For the majority of steels the surface tension is closely related to the content of sulphur. Calculations were carried out for several contents of sulphur and for various melting speeds using the finite element program FLUENT.*

### 1. WSTĘP

W czasie przetapiania laserowego przepływ cieczy i wymiana ciepła w jeziorku ciekłego metalu wpływają na kształt, wielkość, a także na mikrostrukturę i własności spoiny. W wielu przypadkach przepływ cieczy w strefie przetopionej jest wywołany lokalną zmianą napięcia powierzchniowego, tzw. efektem Marangoni'ego (Pitcheneder i in., 1996; Zacharia i in., 1989a; Yang i Debroy, 1999; Choo i in., 1992a, Choo i in., 1992b; Heiple i in., 1983; Zacharia i in., 1989b; Hondros i in., 1998). Ponieważ zależność pomiędzy temperaturą, ilością domieszek w materiale i napięciem powierzchniowym nie do końca poznano, dlatego nie jest możliwe określenie optymalnych poziomów domieszek w danym procesie. Większość tych domieszek, wpływających na wartość napięcia powierzchniowego, ma negatywny wpływ na własności mechaniczne stali. Dlatego, jeżeli dana domieszka konieczna jest ze

względu na poprawienie spawalności, konieczne jest określenie minimalnej jej zawartości w stali, tak aby uzyskać pożądany przetop.

Eksperymentalne określenie rozkładu pól temperatury i prędkości cieczy w strefie przetopionej w czasie procesu jest bardzo trudne. Konieczne zatem jest wyznaczenie teoretycznych, ilościowych zależności pomiędzy parametrami procesu, poprzez zbudowanie modelu matematycznego. Istnieje niewiele przypadków dla których można rozwiązać równania różniczkowe opisujące transport ciepła i masy w strefie przetopionej. Ograniczenia związane z analitycznymi modelami laserowego przetapiania mogą zostać częściowo pokonane przez wykorzystanie przybliżonych metod numerycznych np. metody różnic skończonych lub metody elementów skończonych.

W pierwszym numerycznym modelu ciągłego przetapiania laserowego wykorzystywano metodę różnic skończonych (Mazumader i Steen, 1980). Zakładano

gaussowski rozkład intensywności wiązki lasera oraz absorpcyjność padającego promieniowania poniżej temperatury wrzenia równą 20%. Choć nie brano pod uwagę konwekcyjnego przepływu stopionego metalu i temperaturowej zależności własności termofizycznych, uwzględniono w modelu nieliniowość równań różniczkowych opisujących konwekcyjną i radiacyjną wymianę ciepła z otoczeniem. Gdy temperatura przekroczyła temperaturę wrzenia przyjmowano, że absorpcyjność promieniowania lasera wynosi 100%. Wskutek tego próbkę osiągała fikcyjnie wysokie temperatury i dzięki temu możliwe było modelowanie konwekcyjnego i radiacyjnego mechanizmu transportu ciepła w plazmie.

W ostatnich latach, obliczenia strumienia cieczy i transportu ciepła pozwoliły na szczegółowy wgląd w strefę przetopioną. Szczególnie duży postęp nastąpił w zrozumieniu kształtowania się jeziora ciekłego metalu, wpływu pierwiastków stopowych na proces przetapiania oraz przewidywania szybkości nagrzewania i chłodzenia materiału obrabianego. W większości tych prac (Pitcheneder i in., 1996; Zacharia i in., 1989a; Choo i in., 1992a; Choo i in., 1992b) rozwiązywanie równań zachowania energii, pędu i masy wykonano za pomocą komercyjnych programów komputerowych, które dają wyniki o dużej dokładności i pozwalają na kompleksowe opracowanie wyników.

## 2. LASEROWE PRZETAPIANIE STALI

Dla większości stali przetop jest kontrolowany przez kierunek i wartość napięcia powierzchniowego. Temperaturowa zależność napięcia powierzchniowego czystych metali i ich stopów może być oszacowana znając temperaturę topnienia, objętość molową, liczbę atomową i ciepło parowania (Sahoo i in., 1988). Takie przybliżenie nie może być w łatwy sposób rozszerzone na przypadki stopów zawierających powierzchniowo aktywne pierwiastki, ze względu na radykalną zmianę własności warstwy powierzchniowej.

Zależność napięcia powierzchniowego od temperatury i stężenia substancji powierzchniowo aktywnej opisuje równanie Beltona wyprowadzone na podstawie teorii Gibbsa i Langmira (Belton, 1976):

$$\gamma^o - \gamma = RT \Gamma_s \ln[1 + K a_i] \quad (1)$$

gdzie:  $\gamma^o, \gamma$  – napięcie powierzchniowe czystego metalu i roztworu,

$R$  – stała gazowa,

$T$  – temperatura,

$\Gamma_s$  – nadmiar powierzchniowy pierwiastka w stanie nasycenia,

$K$  – współczynnik adsorpcji,

$a_i$  – aktywność substancji  $i$  w roztworze.

Zależność współczynnika adsorpcji od temperatury można wyrazić następującym równaniem (Sahoo i in., 1988):

$$K = e^{(\Delta S^o / RT)} e^{-(\Delta H^o / RT)} = k_1 e^{-(\Delta H^o / RT)},$$

$$k_1 = e^{(\Delta S^o / RT)} \quad (2)$$

gdzie:  $k_1$  – stała zależna od entropii segregacji  $\Delta S^o$ ,  
 $\Delta H^o$  – standardowa entalpia adsorpcji.

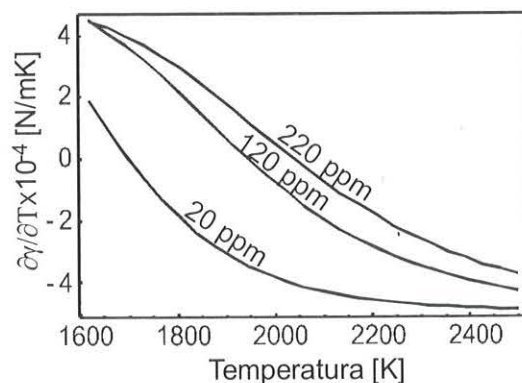
Równanie opisujące zależność napięcia powierzchniowego roztworu ( $\gamma$ ) od temperatury ( $T$ ) i aktywności substancji  $i$  w roztworze ( $a_i$ ) wyprowadzone przez Sahoo i in. (1988) ma postać:

$$\gamma = \gamma_m^o - A(T - T_m) - RT \Gamma_s \ln[1 + k_1 a_i e^{-(\Delta H^o / RT)}] \quad (3)$$

gdzie:  $\gamma_m^o$  – napięcie powierzchniowe czystego metalu w temperaturze topnienia,

$A = -\partial\gamma^o / \partial T$  – współczynnik temperaturowy napięcia powierzchniowego dla czystego metalu.

Niewielkie zmiany koncentracji powierzchniowo aktywnych pierwiastków, takich jak siarka lub tlen, powodują istotne zmiany wartości napięcia powierzchniowego ( $\gamma$ ) żelaza i innych pierwiastków (Mills i Keene, 1990). Gdy zawartość siarki lub tlenu przekracza pewną wartość krytyczną, około 50ppm, współczynnik temperaturowy napięcia powierzchniowego ( $\partial\gamma/\partial T$ ) zmienia wartość na ujemną (rysunek 1).



Rysunek 1. Zależność współczynnika temperaturowego napięcia powierzchniowego od temperatury i zawartości siarki.

Jeżeli na powierzchni roztopionego metalu istnieje duży gradient temperatury, pomiędzy środkiem a krawędzią strefy przetopionej powstanie duży gradient napięcia powierzchniowego ( $\gamma$ ). W wyniku tego nastąpi przepływ Marangoni'ego masy z obszarów o małej wartości ( $\gamma$ ) do obszarów o dużej wartości. Ten powierzchniowy strumień cieczy pociąga za sobą przepływ metalu w całej przetopionej objętości. Natężenie przepływu cieczy określone jest przez bezwymiarową liczbę Marangoni'ego:



$$Ma = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{L^2}{\mu a} \quad (4)$$

gdzie:  $L$  – charakterystyczny wymiar próbki,  
 $\mu$  – lepkość,  
 $a$  – przewodność temperaturowa.

Wartość pochodnej  $\partial \gamma / \partial T$  można oszacować przez zróżniczkowanie równania (3) względem temperatury (Sahoo i in., 1988):

$$\frac{\partial \gamma}{\partial T} = -A - R \Gamma_s \ln(1 + K a_i) - \frac{K a_i \Gamma_s (\Delta H^o - \Delta H_i^M)}{1 + K a_i T} \quad (5)$$

gdzie:  $\Delta H_i^M$  – cząstkowa entalpia mieszania składnika i w roztworze.

Zwiększając temperaturę powodujemy, że atomy, które zaadsorbowały na powierzchni ulegają desorpcji, a przez to zwiększa się napięcie powierzchniowe. Dlatego też przy niewielkim udziale powierzchniowym pierwiastka ( $K a_i \ll 1$ ) najistotniejszym parametrem wpływającym na znak temperaturowego współczynnika ( $\partial \gamma / \partial T$ ) jest standardowa entalpia adsorpcji  $\Delta H^o$ .

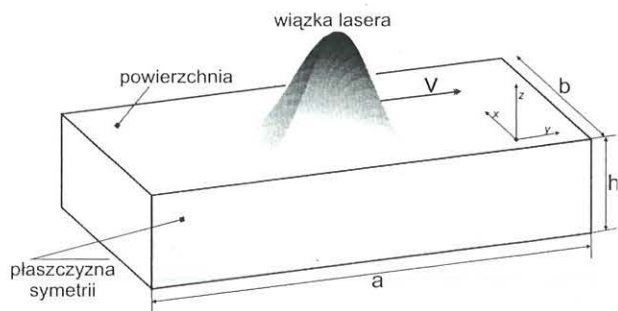
Z równania (5) wynika, że w czystych metalach, a także dla żelaza i stali o niskiej zawartości tlenu i siarki oraz dużym współczynniku adsorpcji ( $K a_i \gg 1$ ), napięcie powierzchniowe ( $\gamma$ ) maleje ze wzrostem temperatury (rysunek 1). W tym przypadku, napięcie powierzchniowe będzie większe na granicy przetopionej strefy i spowoduje na powierzchni roztopionego metalu przepływ od osi wiązki lasera na zewnątrz, gdzie dalsze topienie daje szeroki i płytki obszar cieczy. Przeciwnie, bogate w żelazo stopy z zawartością siarki lub tlenu powyżej 50 ppm mają współczynnik ( $\partial \gamma / \partial T$ ) dodatni i wtedy napięcie powierzchniowe jest największe w obszarach o wysokiej temperaturze w centrum strefy przetopionej. Powstaje skierowany do środka strumień stopionego metalu, który w osi wiązki kieruje się ku dołowi próbki. Następuje transport gorącego metalu w dół jeziora gdzie przetopienie daje głęboką i wąską strefę. W układach, gdzie ( $\partial \gamma / \partial T$ ) jest dodatnie, istnieje przy pewnej temperaturze maksimum ( $\gamma$ ), po przekroczeniu którego wytwarzany jest kompleksowy przepływ cieczy w dwóch kierunkach.

Wartość ( $\partial T / \partial x$ ) potrzebne w równaniu (4) do wyznaczenia liczby Marangoni'ego, można obliczyć analitycznie lub metodami numerycznymi.

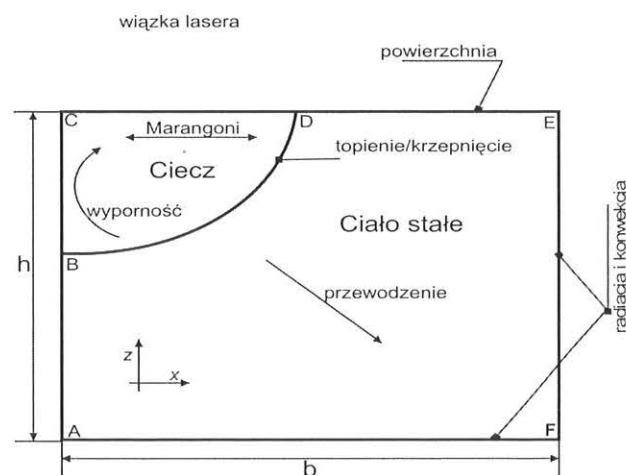
### 3. MODEL MATEMATYCZNY

Opracowanie modelu matematycznego przetapiania przesuwającą się wiązką lasera wymaga uwzględnienia

wielu jednocześnie działających procesów fizycznych. Należy wziąć pod uwagę zarówno wymianę ciepła ze źródła do próbki, przepływ cieczy w jezioru stopionej stali, związaną z tym konwekcyjną wymianę ciepła oraz efekt Marangoni'ego (rysunek 2).



Rysunek 2. Schemat procesu laserowego przetapiania stali przesuwającą się wiązką lasera.



Rysunek 3. Przekrój poprzeczny próbki stali przetapianej laserowo z zaznaczonymi schematycznie zjawiskami zachodzącymi w poszczególnych obszarach.

W przypadku punktowego przetapiania laserowego kształt strefy przetopionej jest symetryczny względem osi wiązki lasera, dlatego w modelu założono, że przepływ cieczy i wymianę ciepła w przekroju poprzecznym próbki opisane są dwuwymiarowymi, zależnymi od czasu, równaniami (Hirsh, 1988; Batchelor, 1967): energii (6), pędu (7) i ciągłości strugi (8):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho H) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} H) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\vec{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (8)$$

gdzie:  $\vec{v}$  – wektor prędkości,  $H$  – entalpia materiału,  $S$  – źródło entalpii opisujące energię zaabsorbowaną z wiązką

ki lasera,  $T$  – temperatura,  $p$  – ciśnienie,  $g$  oraz  $F$  – składowe siły grawitacji i sił zewnętrznych,  $\tau$  – tensor naprężeń.

W pracy przyjęto gaussowski rozkład mocy wiązki laserowej (Chang i Na, 2002), opisany równaniem:

$$Q(r) = \frac{4P\eta}{r_b^2} \exp\left(-4\frac{r^2}{r_b^2}\right) \quad (9)$$

gdzie:  $P$  – moc wiązki,  $r$  – odległość od osi wiązki,  $r_b$  – promień wiązki lasera, w którym intensywność spada do 2% wartości maksymalnej,  $\eta$  – współczynnik absorpcji.

Człon źródła (S) w równaniu (6) stanowi część energii zaabsorbowanej ze źródła ciepła. Absorpcyjność jest złożoną funkcją wielu zmiennych, takich jak stan powierzchni, poziom jej utlenienia, temperatura, natężenie promieniowania. Ze względu na brak eksperymentalnych i teoretycznych możliwości określenia przyjęto efektywną jej wartość (tablica 1).

Tablica 1. Dane termofizyczne stali użyte w obliczeniach pola prędkości i temperatury.

gęstość ( $\rho$ )	8100 kg/m <sup>3</sup>
lepkość ( $\mu$ )	6·10 <sup>-3</sup> kg/m·s
współczynnik rozszerzalności cieplnej ( $\beta$ )	1·10 <sup>-4</sup> 1/K
utajone ciepło topnienia ( $L_H$ )	250,8·10 <sup>3</sup> J/kg
temperatura solidus ( $T_s$ )	1620 K
temperatura likwidus ( $T_l$ )	1740 K
współczynnik absorpcji ( $\eta$ )	11 %
emisyjność ( $\varepsilon$ )	0,4

Przepływ cieczy w strefie przetopionej jest napędzany głównie przez naprężenie styczne ( $\tau_s$ ) wywołane lokalną różnicą napięcia powierzchniowego na powierzchni strefy przetopionej (CD na rysunku 3). Efekt ten uwzględniono w warunku brzegowym:

$$\tau_s = -\mu \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (10)$$

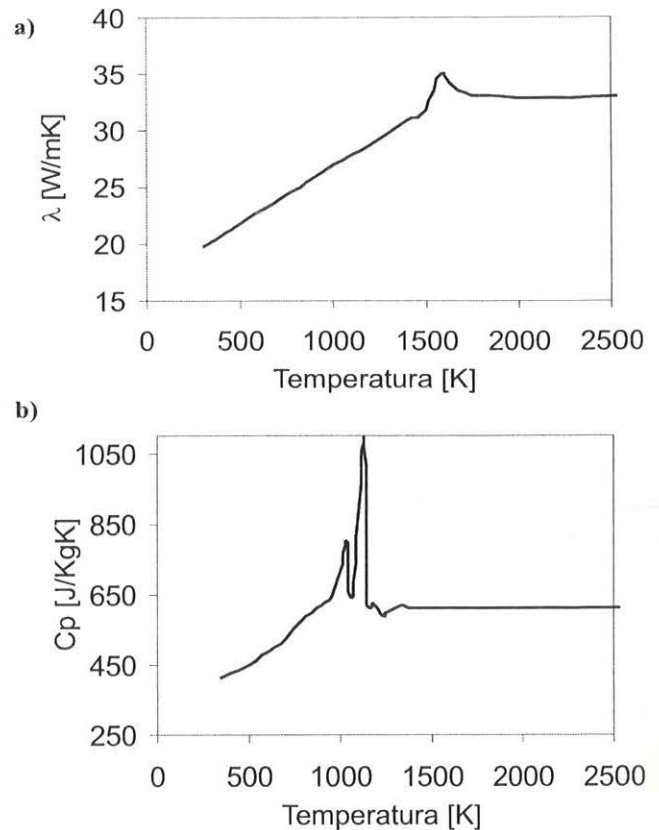
gdzie:  $\mu$  – lepkość ciekłego metalu.

W modelu nie uwzględniono tworzenia się strefy kanału parowego.

Przyjęto, zależne od temperatury, następujące własności termofizyczne: ciepło właściwe  $c_p$ , współczynnik przewodzenia ciepła  $\lambda$  (rysunek 4) i współczynnik przyjmowania ciepła  $\alpha$ :

$$\alpha = 24,1 \cdot 10^{-4} \cdot \varepsilon \cdot T^{1,61} \quad (11)$$

Pozostałe dane użyte w obliczeniach zebrano w tabeli 1. Ze względu na symetrię źródła ciepła, na płaszczyźnie symetrii strumień ciepła prostopadły do niej wynosi zero (ABC na rysunku 3). Na powierzchniach bocznych i podstawie (AF i EF na rysunku 3), założono konwekcyjną wymianę ciepła z otoczeniem wg wzoru:



Rysunek 4. Zależności temperaturowe stali HS 6-5-2: (a) przewodności cieplnej ( $\lambda$ ), (b) ciepła właściwego ( $C_p$ ) (Touloukia, 1970-1973).

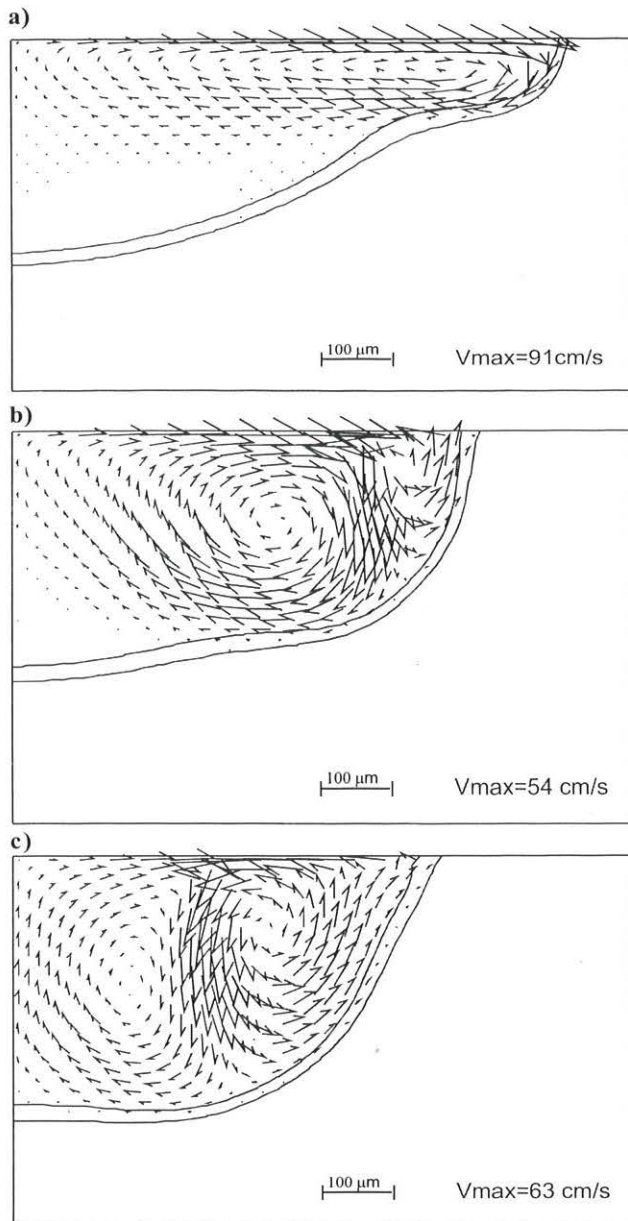
$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha(T - T_\infty) \quad (12)$$

gdzie:  $T, T_\infty$  – temperatura powierzchni próbki i otoczenia,  $n$  – wektor normalny.

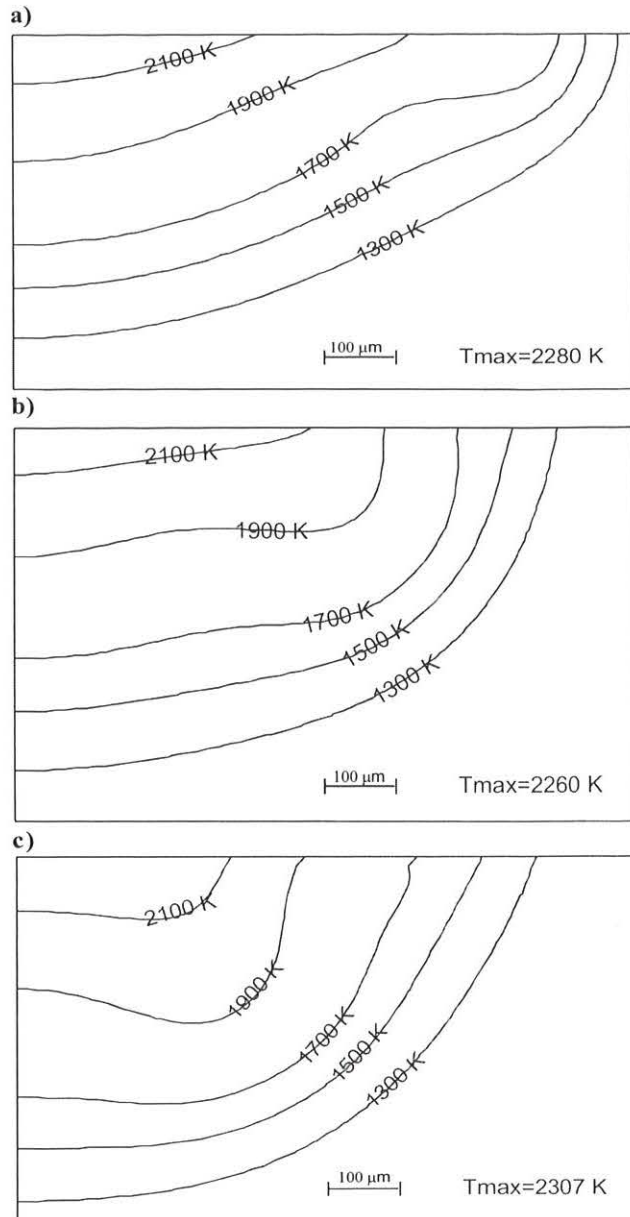
#### 4. WYNIKI I ICH ANALIZA

Do obliczeń wykorzystano program FLUENT, służący do numerycznego modelowania procesów związanych z przepływem cieczy i wymianą ciepła. Siatka elementów skończonych została wykonana w programie GAMBIT. Ze względu na symetrię układu oraz przewidywaną głębokość strefy przetopionej, przyjęto wymiary próbki 2x2 mm, które obejmują tylko połowę źródła ciepła. Wykonano serię obliczeń dla próbek o elementach bardziej lub mniej zagęszczonych i stwierdzono wpływ wielkości siatki na wyniki obliczeń. Okazało się, że obliczenia dla próbki o wymiarach elementów mniejszych niż 0,015x0,015 mm nie wpływają istotnie na dokładność wyników, natomiast znacząco wydłużają czas obliczeń. W pierwszej iteracji rozwiązuje się układ równań dla założonej temperatury początkowej, kolejne iteracje używają pole temperatury z poprzednich iteracji w celu obliczenia macierzy przewodności i ciepła właściwego. Zbieżność rozwiązania zapewniają zadane w programie kryteria zbieżności dla energii (10<sup>-6</sup>) i składowych prędkości (10<sup>-3</sup>). Jako kompromis pomię-





Rysunek 5. Obliczone pole prędkości cieczy, próbki stali HS 6-5-2 przetapianej z prędkością  $v = 8 \text{ mm/s}$  zawierającej: (a) 20 ppm, (b) 120 ppm, (c) 220 ppm siarki.



Rysunek 6. Obliczone pole temperatury próbki stali HS 6-5-2 przetapianej z prędkością  $v = 8 \text{ mm/s}$  zawierającej: (a) 20 ppm, (b) 120 ppm, (c) 220 ppm siarki.

dzy dokładnością wyników a czasem trwania obliczeń, krok czasowy pomiędzy dwoma iteracjami przyjęto jako równy  $10^{-4} \text{ s}$ . Liczba kroków, w zależności od prędkości przesuwu wiązki lasera nad próbką, odpowiednio dla prędkości 8 i 18 mm/s, wynosiła: 1125 i 500.

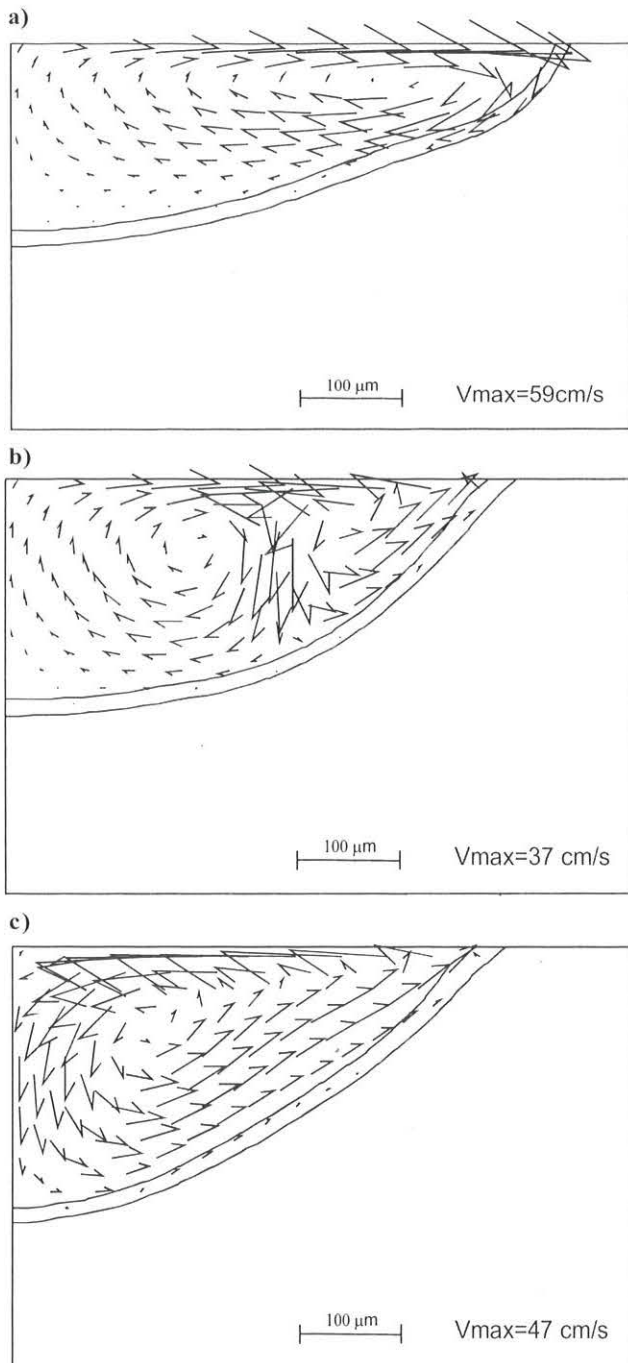
Rysunki 5–8 przedstawiają rozkłady pól temperatury i prędkości cieczy w próbkach zawierających 20, 120 i 220 ppm siarki, przetapianych z prędkością przesuwu wiązki lasera nad próbką 8 i 18 mm/s.

Dla stali zawierającej 20 ppm siarki, wartość  $\partial\gamma/\partial T$  jest ujemna dla temperatury większej od 1700 K, jak widać na rysunku 1. Dlatego dla prędkości przesuwu wiązki lasera 8 i 18 mm/s na powierzchni strefy przetopionej przeważa ujemna wartość  $\partial\gamma/\partial T$ . Jedynie na obrzeżach strefy przetopionej istnieje mały obszar gdzie  $\partial\gamma/\partial T$  jest dodatnie. Oprócz tego małego obszaru gradient napięcia powierzchniowego tworzy przy po-

wierzchni strumień cieczy skierowany na zewnątrz, przenosząc ciepło z osi wiązki do brzegu obszaru przetopienia (rysunek 5a, 7a). Chociaż na brzegu strefy przetopionej siła napędowa ruchu cieczy skierowana jest do środka, jest ona zbyt słaba, aby przewyższyć przeciwnie skierowany strumień cieczy. W wyniku tego tworzy się płytki i szeroki obszar cieczy.

Przy zawartości siarki 120 ppm konwekcyjna wymiana ciepła skierowana w dół cieczy powoduje powstawanie głębszej strefy przetopionej dla obydwu prędkości 8 i 18 mm/s (rysunek 5b, 7b). Ponieważ  $\partial\gamma/\partial T$  jest ujemne dla temperatury wyższej od 1945 K, na powierzchni cieczy tworzy się drugi strumień, skierowany na zewnątrz. Początkowo powstaje on w osi strefy przetopionej i rozrasta się ku brzegom. Strumień cieczy skierowany ku dołowi powoduje, że izotermy są wygięte w tym miejscu, a próbka głębiej przetopiona

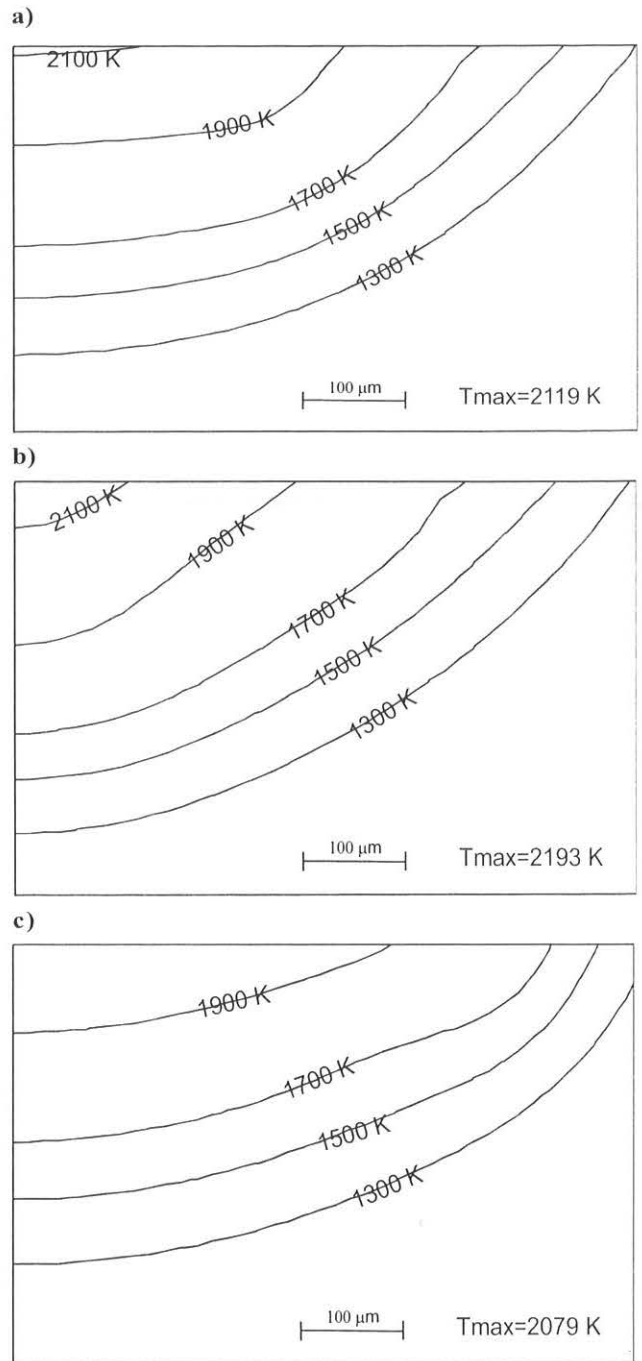




Rysunek 7. Obliczone pole prędkości cieczy, próbki stali HS 6-5-2 przetapianej z prędkością  $v = 18 \text{ mm/s}$  zawierającej: (a) 20 ppm, (b) 120 ppm, (c) 220 ppm siarki.

(rysunek 6b, 8b).

W przypadku zawartości siarki 220 ppm na powierzchni cieczy wzrasta udział skierowanego do środka strumienia, który dla próbki przetapianej z prędkością  $18 \text{ mm/s}$  obejmuje już całą powierzchnię cieczy (rysunek 7c). Ponieważ temperatura, powyżej której  $\partial\gamma/\partial T$  zmienia znak na ujemny wynosi  $2040 \text{ K}$ , strumień cieczy skierowany na zewnątrz tworzy się jedynie w bardzo wąskiej strefie w pobliżu osi wiązki lasera. Przy prędkości  $8 \text{ mm/s}$  ciecz w osi wiązki nagrzewa się do temperatury  $2300 \text{ K}$ , dlatego też powstają dwa przeciwnie skierowane strumienie cieczy (rysunek 5c).

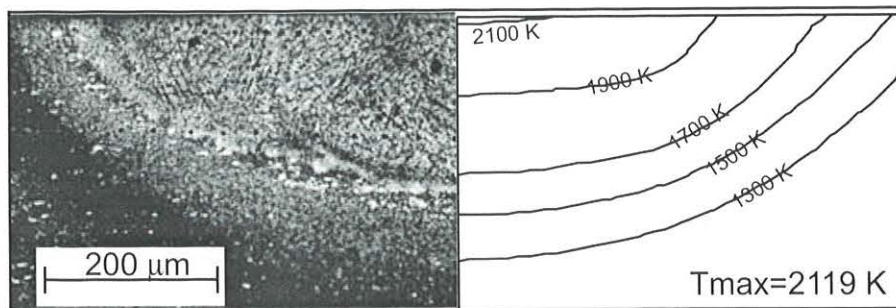


Rysunek 8. Obliczone pole temperatury próbki stali HS 6-5-2 przetapianej z prędkością  $v = 18 \text{ mm/s}$  zawierającej: (a) 20 ppm, (b) 120 ppm, (c) 220 ppm siarki.

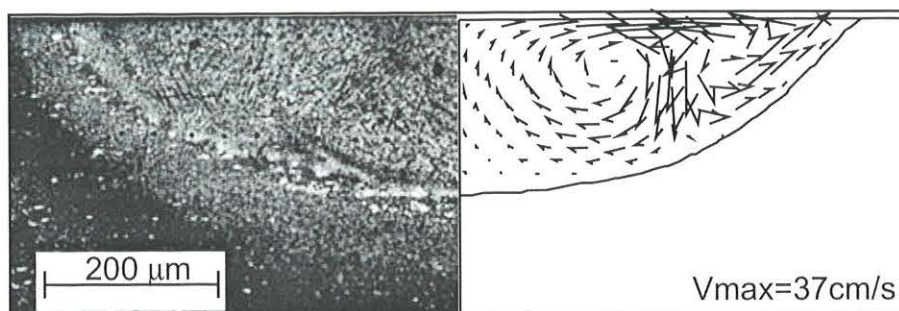
Strefa przetopiona jest w tym przypadku głębsza i węższa niż dla prędkości  $18 \text{ mm/s}$ .

Transport ciepła w strefie przetopionej jest uzależniony od rozkładu mocy w wiązce lasera, a także od szybkości jej przemieszczania nad próbką. Zwiększenie szybkości przesuwu wiązki lasera do  $18 \text{ mm/s}$  zmienia charakter przetopienia. Próbka nagrzewa się w osi strefy przetopionej do temperatur niższych o  $100\text{--}200 \text{ K}$  (rysunek 6, 8), a maksymalna prędkość cieczy jest około 1,5 razy niższa (rysunek 5,7). Zwiększenie zawartości siarki w stali, od 20 do 220 ppm, zmienia w tym





Rysunek 9. Porównanie mikrostruktury stali HS 6-5-2 przetapianej laserowo (Kąc, 2002) z obliczonym polem temperatury.



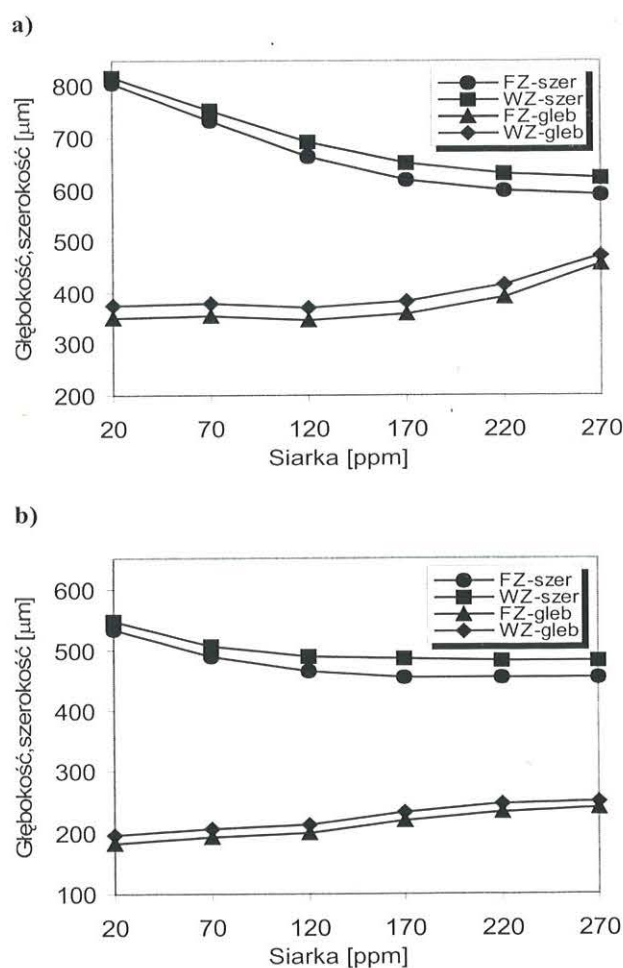
Rysunek 10. Porównanie mikrostruktury stali HS 6-5-2 przetapianej laserowo (Kąc, 2002) z obliczonym kształtem strefy przetopienia (WZ) oraz polem prędkości cieczy.

przypadku kierunku strumienia cieczy na przeciwny (rysunek 7a,c).

W niniejszej pracy porównano kształt otrzymanej numerycznie strefy przetopionej z obrazem mikrostruktury (Kąc, 2002). Próbkę ze stali HS6-5-2 zawierającej 120 ppm siarki (tab. 2) przetapiano laserem molekularnym CO<sub>2</sub> typu VFA 2500, firmy Photon Sources o pracy ciągłej, mocy 1,5 kW, średnicy wiązki  $\phi = 2$  mm z prędkością  $v = 18$  mm/s. W mikrostrukturze warstwy wierzchniej po przetopieniu laserowym można wyróżnić cztery strefy: materiału przetopionego, materiału nadtopionego, materiału zahartowanego i odpuszczonego. Strefy materiału zahartowanego i odpuszczonego tworzą strefę wpływu ciepła. Na rysunkach 9 i 10 porównano mikrostrukturę przekroju poprzecznego próbki przetopionej laserem z polem temperatury i prędkości cieczy. Wykonano kilka porównawczych obliczeń dla różnych modeli źródła ciepła (Chang i Na, 2002). Stwierdzono najlepszą zgodność dla rozkładu gaussowskiego opisanego równaniem (9). Stosunkowo duży gradient temperatury na powierzchni cieczy, powoduje znaczący wpływ konwekcji na kształt strefy przetopionej. Wyniki obliczeń wykazu-

Tablica 2. Skład chemiczny stali HS 6-5-2 (%wag.).

C	0,91	Co	0,22
Cr	3,92	Mn	0,23
W	6,51	Si	0,30
Mo	4,99	P	0,031
V	1,86	S	0,012



Rysunek 11. Obliczona głębokość i szerokość strefy przetopionej (FZ) oraz nadtopionej (WZ) dla prędkości przesuwu wiązki lasera: (a) 8 mm/s i (b) 18 mm/s.



ją, że kształt obliczonej numerycznie strefy przetopionej jest w dużej zgodności z obrazem mikrostruktury.

Aby zbadać wpływ siarki na kształt strefy przetopionej laserowo wykonano szereg obliczeń numerycznych dla stali zawierającej: 20, 70, 120, 170, 220 i 270 ppm siarki. Wyniki obliczeń zmian głębokości i szerokości strefy przetopionej (FZ) i nadtopionej (WZ), w zależności od udziału siarki, przedstawiono na rysunku 11. Porównanie rysunków 11a i 11b wskazuje, że dla próbek przetwarzanych z prędkością 8 mm/s przewidywana głębokość i szerokość strefy FZ i WZ jest większa niż przy prędkości 18 mm/s. W obu przypadkach stosunek głębokość/szerokość strefy przetopionej rośnie w badanym zakresie zawartości siarki. Dla prędkości przetwarzania 8 mm/s wynosi odpowiednio 0,45–0,77, a dla  $v = 18$  mm/s jest mniejszy i zawiera się pomiędzy 0,35–0,53. Wyniki wskazują na znaczący wzrost stosunku głębokość/szerokość wraz ze zmniejszeniem prędkości przesuwu wiązki lasera. Głębokość wzrasta szybciej niż szerokość, ze względu na charakter transportu ciepła i kierunek strumienia cieczy w strefie przetopionej.

Przy mniejszej prędkości przesuwu wiązki, temperatura w centralnej części powierzchni cieczy osiąga większe wartości a przez to wartość  $\partial\gamma/\partial T$  jest ujemna (rysunek 1) na znacznej części powierzchni cieczy, wymuszając strumień cieczy na zewnątrz. Zwiększenie zawartości siarki podwyższa temperaturę, przy której  $\partial\gamma/\partial T$  zmienia znak na ujemny, a tym samym zwiększa się udział powierzchni, na której strumień skierowany jest do osi. Taki kierunek ruchu cieczy sprzyja powstawaniu głębokiego przetopu, przez strumień cieczy transportujący znaczne ilości ciepła ku dołowi strefy przetopionej. Wynikiem konwekcyjnego charakteru transportu ciepła, temperatury osiągnęte na powierzchni cieczy są wyższe dla stali zawierających więcej siarki.

## 5. PODSUMOWANIE

W pracy wykonano badania modelowe przetwarzania laserowego stali przez numeryczne rozwiązanie równań zachowania energii, pędu i ciągłości strugi. Wyniki obliczeń potwierdzają wpływ konwekcyjnego transportu ciepła na kształtowanie strefy przetopionej. Kierunek strumienia cieczy na powierzchni zdeterminowany jest efektem Marangoni'ego. Zmiana znaku współczynnika temperaturowego napięcia powierzchniowego  $\partial\gamma/\partial T$  w wyniku zmiany temperatury lub zawartości siarki, sprzyja tworzeniu się dwóch przeciwnie skierowanych strumieni cieczy. Wzrost ilości siarki w stali i zmniejszenie szybkości przesuwu wiązki lasera, zwiększają stosunek głębokość/szerokość strefy przetopionej. Na kształt otrzymanej numerycznie strefy przetopionej duży wpływ ma przyjęty w modelu rozkład mocy wiązki lasera. Przyjęty w pracy model źródła pozwolił na uzyskanie dużej zgodność obliczonego kształtu strefy przetopionej z mi-

crostrukturą stali HS 6-5-2 przetwarzanej laserowo.

## Uwaga końcowa

Praca finansowana przez KBN, w ramach pracy AGH 10.10.110.377. Obliczenia wykonano w akademickim centrum obliczeniowym CYFRONET AGH w ramach grantu KBN/SGI2800/AGH/083/2001.

## LITERATURA

- Batchelor, G.K., *An Introduction to Fluid Dynamics*, 1967, Cambridge Univ. Press, Cambridge, England.
- Belton, G.R., 1976, Langmuir adsorption, the Gibbs adsorption isotherm, and interfacial kinetics in liquid metal systems, *Metall. Trans. B*, 7B, 35-42.
- Chang, W.S., Na, S.J., 2002, A study on the prediction of the laser weld shape with varying heat source equations and the thermal distortion of a small structure in micro-joining, *J. Mat. Proc. Techn.*, 120, 208-214.
- Choo, R.T.C., Szekely, J., David, S.A., 1992a, On the calculation of free surface temperature of gas-tungsten-arc weld pools from first principles: part II. Modeling the weld pool and comparison with experiments, *Metall. Trans. B*, 23B, 371-384.
- Choo, R.T.C., Szekely, J., Westhoff, R.C., 1992b, On the calculation of free surface temperature of gas-tungsten-arc weld pools from first principles: part I. Modeling the welding arc, *Metall. Trans. B*, 23B, 357-369.
- Heiple, C.R., Roper, J.R., Stagner, R.T., Aden, R.J., 1983, Surface active element effects on the shape of GTA, laser, and electron beam welds, *Weld. J.*, 62, 72-77.
- Hirsch, C., 1988, Numerical computation of internal and external flows, vol. 1. New York: Wiley.
- Hondros, E.D., McLean, M., Mills, K.C., 1998, *Marangoni and interfacial phenomena in materials processing*, London IOM Communications.
- Kąc S., 2002, Struktura i własności wybranych stali szybkoznających poddanych powierzchniowemu przetwarzaniu laserowemu - wpływ warunków krystalizacji i obróbki cieplnej, *Praca doktorska*, AGH
- Mazumader, J., Steen W.M., Heat transfer model for CW laser material processing, *J. Appl. Phys.*, 1980, 51, 941-947
- Mills, K.C., Keene, B.J., 1990, Factors affecting variable weld penetration, *Int. Mater. Rev.*, 35, 185-316.
- Pitscheneder, W., Debroy, T., Mundra, K., Ebner, R., 1996, Role of sulfur and processing variables on the temporal evolution of weld pool geometry during multikilowatt laser beam welding of steel, *Weld. J.*, 75, 71-80
- Sahoo, P., Debroy, T., McNallan, M.J., 1988, Surface tension of binary metal - surface active solute systems under conditions relevant to welding metallurgy, *Metall. Trans. B*, 19B, 483-491.
- Touloukian, Y.S., 1970-1973, *Thermophysical properties of matter*, 1970-1973, vol. 1,4,10, New York.
- Yang, Z., Debroy, T., 1999, Modeling macro- and microstructures of gas-metal-arc welded HSLA-100 steel, *Metall. Trans. B*, 30B, 483-493.
- Zacharia, T., David, S.A., Vitek, J.M., Debroy, T., 1989a, Heat transfer during Nd:Yag pulsed laser welding and its effect on solidification structure of austenitic stainless steels, *Metall. Trans. A*, 1989a, 20A, 957-967.
- Zacharia, T., David, S.A., Vitek, J.M., Debroy, T., 1989b, Weld pool development during GTA and laser beam welding of type 304 stainless steel, part I - theoretical analysis, *Weld. J.*, 68, 499-509.

Artykuł otrzymano 24 marca 2003 r.