

mgr inż. Roman Domański

Instytut Techniki Ciepłej
Politechniki Warszawskiej

PROBLEMY WYMIANY CIEPŁA PRZY DZIAŁANIU PROMIENIOWANIA LASEROWEGO DUŻEJ MOCY NA POWIERZCHNIĘ CIAŁA NIEPRZEZROCZYSTEGO

1. WSTĘP

Wprowadzenie silnego impulsu ciepła w ciało stałe (w szczególności w metal) może być zrealizowane praktycznie przez działanie na nie strugi plazmy, impulsowego wyładowania elektrycznego i promieniowania laserowego. Przy dowolnym z wymienionych sposobów wprowadzenia energii wzbudzony zostaje proces ciepłno-fizyczny z charakterystycznymi zjawiskami.

Wydaje się, że obecnie największe możliwości stwarza źródło energii w postaci lasera. Promieniowanie laserowe, dzięki swej intensywności, kierunkowości, monochromatyczności i spójności, znajduje szerokie zastosowanie w wielu dziedzinach nauki.

Ciepłne działanie laserów wykorzystywane jest w technologii do drążenia otworów, cięcia, spawania, zgrzewania, w medycynie do niszczenia komórek zrakowaciałych, fotokoagulacji, oświetlania, wiercenia i spawania w dentystyce, w fizyce do wytwarzania wysokotemperaturowej plazmy i emisji jonów.

W dalszej części pracy omówione zostanie ciepłne działanie wiązki laserowej na powierzchnie nieprzezroczyste oraz niektóre efekty tego działania.

Aby opisać w sposób możliwie pełny zjawiska zachodzące w czasie pochłaniania promieniowania laserowego przez ciało nieprzezroczyste, należy rozważyć wymianę ciepła na powierzch-

ni tego ciała oraz odprowadzanie tego ciepła w głąb danego materiału.

Znajomość rozkładu temperatur wewnątrz ciała oraz zmiany temperatury jego powierzchni pozwolą na określenie głębokości hartowania powierzchniowego, parametrów pracy mikroobrabiarki laserowej, wielkości termoemisji i temperatury plazmy.

Podczas działania strumienia energii promieniowania laserowego na powierzchnię ciała nieprzezroczystego zachodzi bardzo wiele różnych zjawisk; w pracy omówione zostaną tylko te, które w rozważaniach dotyczących wymiany ciepła odgrywają istotną rolę.

Warto nadmienić, że prace eksperymentalne nad działaniem promieniowania laserowego na powierzchni nieprzezroczyste (w szczególności metale) zaczęły się rozwijać w ślad za zbudowaniem w roku 1961 pierwszych laserów rubinowych, pozwalających na otrzymywanie strumieni energii powodujących niszczenie metali.

2. DZIAŁANIE STRUMIENI O DUŻEJ MOCY NA POWIERZCHNIĘ CIAŁA STAŁEGO

2.1. NIEKTÓRE PARAMETRY PRACY I WŁASNOŚCI STRUMIENI LASEROWYCH

Aby omawiać wymianę ciepła i zjawiska towarzyszące działaniu strumieni laserowych na materię, należy przedstawić ich możliwości.

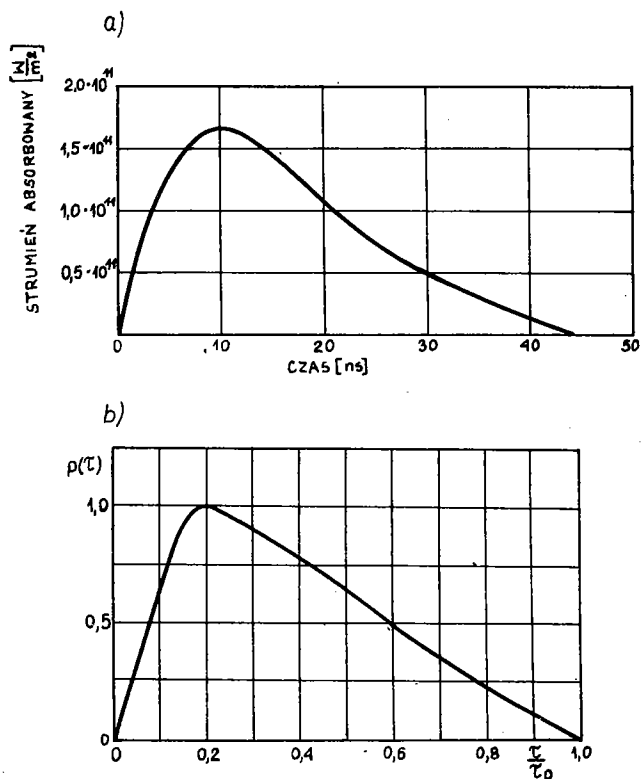
W chwili obecnej technika laserowa pozwala na uzyskiwanie zarówno pracy ciągłej jak i impulsowej, o czasie trwania błysku od 10^{-3} s ÷ 10^{-11} s, i mocy promieniowania od mW do GW. Energie niesione przez impulsy laserowe wynoszą od 0,01 J ÷ 3000 J. Światło laserowe daje się łatwo skupiać, możliwe jest więc uzyskiwanie gęstości strumieni rzędu 10^{15} W/m², a co za tym idzie szybkości zmian temperatury na powierzchni rzędu 10^{10} K/s [1]. Te liczby charakteryzują możliwości strumieni laserowych i jednocześnie sygnalizują potrzebę rozważania zjawisk cieplnych, występujących przy impulsowym i ciągłym działaniu promieniowania laserowego.

W dalszej części pracy omawiane będzie działanie wiązki promieniowania laserowego, otrzymywanej z laserów o impulsie

normalnym i gigantycznym (Q-s). Impulsy normalne uzyskuje się przez proste pompowanie błyskową lampą pręta laserowego, a energia wypromieniowana jest po osiągnięciu warunku progowego dla danego lasera. Impulsy Q-s osiąga się (mówiąc najprościej) przez odcięcie optyczne pręta laserowego od lusterek, przy pomocy wirującego zwierciadła, komórki Kerr'a lub elementu absorbującego.

Działanie laserów impulsowych i kształty impulsów omawiane są między innymi w pracach [1], [2], [3], [4] i [5].

Typowy kształt gigantycznego impulsu laserowego (zmianę mocy emitowanej w czasie) przedstawiono na rys. 1a. Rys. 1b



Rys.1. Kształty impulsów laserowych [1]: a) typowy impuls gigantyczny, b) impuls laserowy znormalizowany

przedstawia znormalizowany impuls laserowy, który może opisywać zarówno impuls normalny jak i gigantyczny. Należy pamiętać, że przedstawiony kształt impulsu jest obwiednią szeregu pików tworzących podstrukturę impulsu.

Wprowadzając wiązkę laserową jako źródło energii zależy poza zmianą impulsu w czasie przedyskutować także rozkład energii w przekroju poprzecznym wiązki.

Rozkład ten dla laserów gazowych opisany jest przy pomocy profilu gausowskiego [1], [7], a dla laserów wysokiej mocy (impulsowych) jest on bardzo skomplikowany i zmienny w czasie. Dokładny profil wiązki zależy od szczegółów konstrukcyjnych danego lasera, rodzaju użytego kryształu i praktycznie nie da się opisać w postaci zależności matematycznej [1], [7], [17].

Jeżeli część mocy wyjściowej może zostać stracona to przestrzenny profil impulsu laserowego wysokiej mocy może być wygładzony przez zastosowanie na zewnątrz lasera układu soczewek i przysłon. W wielu zastosowaniach promieniowanie jest ogniskowane, co oczywiście także wyrównuje rozkład mocy w przekroju wiązki.

2.2. ZJAWISKA WYSTĘPUJĄCE PRZY IMPULSYWNYM DZIAŁANIU STRUMIENI LASEROWYCH

Podczas działania strumienia energii cieplnej na powierzchnię ciała stałego zachodzi cały szereg interesujących zjawisk. Część padającego promieniowania zostaje pochłonięta w materiale i na skutek przewodzenia ciepła odprowadzona w głąb, część zaś odbita. Na skutek absorpcji promieniowania temperatura powierzchni w czasie trwania impulsu zmienia się bardzo znacznie, zmienia się także współczynnik pochłaniania i odbicia, a więc ocena ilości promieniowania pochłoniętego jest bardzo trudna, szczególnie zaś niewiele jest danych dotyczących współczynników pochłaniania lub odbicia dla światła monochromatycznego. Ogólnie refleksyjność powierzchni w trakcie impulsu może spadać w trakcie nagrzewania tak, że refleksyjność uśredniona w czasie trwania impulsu jest znacznie niższa niż początkowa [1].

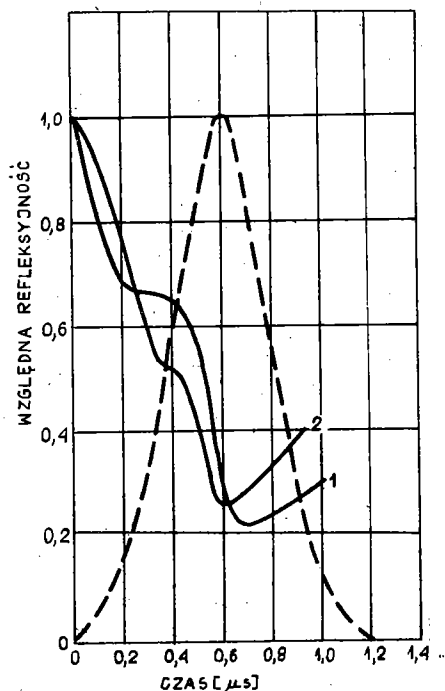
Na skutek wzrostu temperatury powierzchni rozpoczyna się z niej intensywne emisja elektronów oraz jonów [4], [6], [7]. Na podstawie badań emisji elektronów wyliczono ze wzoru Richardsona temperaturę powierzchni.

Jeżeli moc impulsu jest dostatecznie duża następuje topnienie materiału, front fazy stopionej w czasie trwania impulsu przesuwa się, a grubość warstwy stopionego materiału rośnie. Jeżeli energia jest wystarczająca, to na powierzchni następuje parowanie materiału i wyrzucanie cząstek stopionego materiału w przestrzeń otaczającą dany materiał. Cząstki stopionego i odparowanego materiału znajdując się na drodze promieniowania pochłaniają je ekranując powierzchnię materiału, a wskutek pochłoniętej energii promieniowania ich temperatura wzrasta. Jednocześnie następuje wymiana ciepła między obłokiem plazmy a powierzchnią, która zależnie od długości impulsu może wpływać na temperaturę powierzchni.

Zagadnienia te omówione są dość obszernie w pracach [1], [7]. Szczególnie istotny jest fakt, że zależnie od mocy i trwania impulsu powstanie obłoku plazmy może mieć miejsce nawet już po zakończeniu trwania impulsu (i tak jest na przykład dla gęstości strumienia $q \leq 10^{13} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ [7]).

Zmiany refleksyjności powierzchni miedzi i stali w czasie jednego piksu laserowego (jednej oscylacji relaksacyjnej) z normalnego impulsu laserowego przedstawiono na podstawie [8] na rys.2. Linia przerywana na rys.2 określa kształt piksu.

Jak wynika z badań Basowa i jego współpracowników dla strumieni powyżej 10^{12} W/m^2 refleksyjność różnych powierzchni spada i osiąga około 0,1 swej normalnej wartości. A więc promieniowanie laserowe może być dość efektywnie pochłaniane przez powierzchnie nieprzezroczyste przy spełnieniu odpowiednich warunków.



Rys.2. Zmiany refleksyjności powierzchni miedzi i stali w czasie trwania jednego piksu laserowego [8]: 1 - miedź ($Q=7,3 \text{ kJ/cm}^2$); 2 - stal ($Q = 7,5 \text{ kJ/cm}^2$)

Do prawidłowej oceny wymiany ciepła i absorpcji promieniowania w plazmie niezbędna jest znajomość szybkości rozprzestrzeniania się świecącej granicy obłoku plazmowego oraz frontu nieprzezroczystego (o bardzo dużej koncentracji cząstek). Zagadnienia te przedstawione są między innymi w pracach [1], [7], [9], [10].

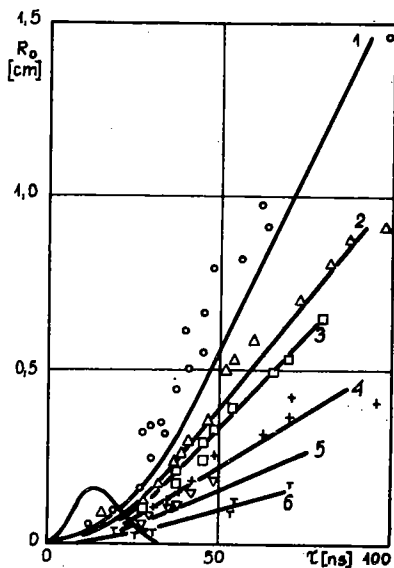
Jak wynika z danych przedstawionych w bibliografii szybkość rozprzestrzeniania się obłoku plazmowego rośnie w czasie impulsu a po jego zakończeniu praktycznie pozostaje stała oraz wzrasta ze wzrostem mocy promieniowania (przy stałym ogniskowaniu). Maksymalna prędkość jonów wynosi $1,6 \cdot 10^7$ cm/s, co odpowiada energii kinetycznej 1,6 keV.

Na rys.3 przedstawiono wykresy obrazujące rozprzestrzenianie się frontu - neutralnego, obłoku plazmowego, powstałego przy działaniu impulsów o różnej mocy szczytowej na powierzchnię grafitu. Prędkość rozprzestrzeniania się świecącej granicy obłoku plazmowego można ocenić przez fotografowanie; pod koniec trwania impulsu laserowego wynosiła ona $6,3 \cdot 10^6$ cm/s.

Czas powstawania strefy nieprzezroczystej i jej wielkość jest funkcją gęstości mocy. Granica

tej strefy jest bardzo ostra, a współczynnik pochłaniania dla próbki grafitowej wynosił 20 cm^{-1} .

Ilość materiału wyrwanego z próbki na jednostkę energii dostarczonej w funkcji gęstości energii przedstawiono na rys.4. Jak widać z wyników badań po przekroczeniu określonej gęstości energii ilość wyrwanego materiału praktycznie jest stała dla typowych metali. Ilość usuniętego materiału pozwala na wyliczenie energii niezbędnej do usunięcia tego materiału



Rys.3. Wykres rozprzestrzeniania się frontu neutralnego obłoku plazmowego powstałego przy działaniu impulsów laserowych o różnej mocy szczytowej [7]: 1-200 MW; 2-51 MW; 3-22 MW; 4-5,6 MW; 5-1,8 MW; 6-0,4 MW

a więc w bilansie pozwala określić jaką część energii z promieniowania padającego otrzyma próbka.

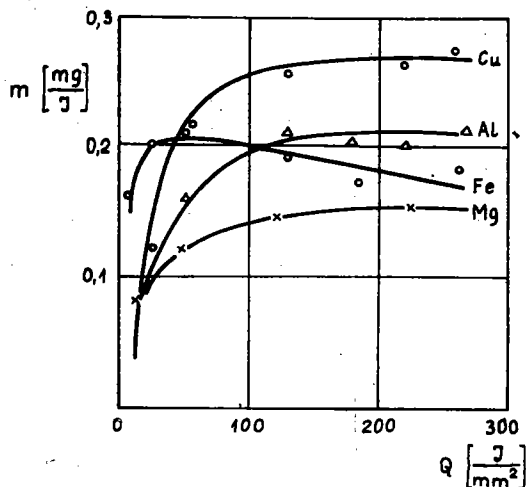
Jak widać z tych krótkich rozważań warunki brzegowe dotyczące doprowadzenia energii w postaci impulsów promieniowania laserowego do powierzchni nieprzezroczystej są bardzo złożone.

Na fot. 1 przedstawiono działanie promieniowania z lasera neodymowego o impulsie gigantycznym na powierzchnię ebonitu. Zdjęcie wykonano w Pracowni Przewodzenia Ciepła ITC. Wyniki badań dotyczących działania impulsowego strumienia ciepła na powierzchni ciał nieprzezroczystych i dane dotyczące samego lasera zostaną omówione szerzej w pracy: "Badania eksperymentalne nad działaniem impulsowego strumienia ciepła na powierzchni nieprzezroczyste" (w przygotowaniu).

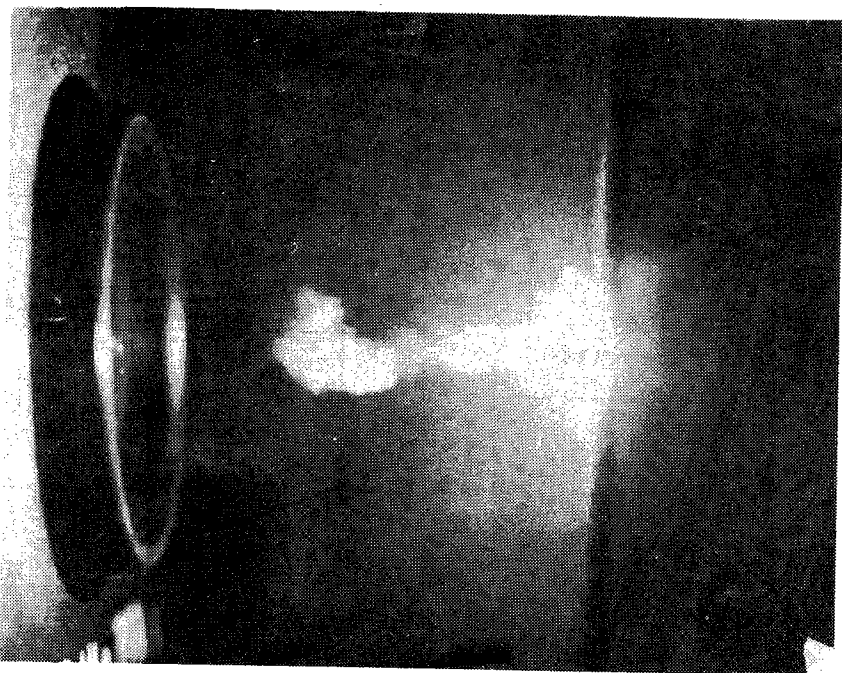
Do chwili obecnej rozpatrywano oddziaływanie strumienia ciepła dostarczanego w krótkim czasie do powierzchni ciała nieprzezroczystego nie wchodząc w zjawiska zachodzące w czasie pochłaniania tej energii przez materiał próbki. Rozważając rozkłady temperatur w materiałach poddanych działaniu promieniowania optycznych generatorów kwantów, należy wykazać, że pojęcie temperatury oraz pojęcie przewodności cieplnej w swym znaczeniu tradycyjnym jest słuszne dla tych oddziaływań.

Najwięcej rozważań dotyczących działania strumienia promieniowania na ciała nieprzezroczyste odnosi się do ciał metalicznych. Rezultaty rozważań dla metali mogą być łatwo zaadoptowane dla innych typów powierzchni.

Jak wiadomo optyczne własności metali zadowalająco opisywane są przez model swobodnych elektronów. Zgodnie z tym modelem nieodbita od powierzchni część promieniowania świetlnego



Rys.4. Ilość materiału wyrwanego z próbki na jednostkę energii dostarczonej w funkcji gęstości energii. Energia lasera 400 J



Fot.1. Działanie promieniowania lasera neodymowego o impulsie gigantycznym na powierzchnię ebonitu (zdjęcie wykonane w Pracowni Przewodzenia Ciepła ITC)

go jest absorbowana przez elektrony walencyjne, które osiągną wyższy stan energetyczny. Następnie za ich pośrednictwem, na drodze mechanizmu relaksacyjnego, energia przekazywana jest jonom siatki.

Te same procesy zderzeń rządzą przenoszeniem ciepła wewnątrz danego metalu. Ponieważ czas między kolejnymi zderzeniami elektronów w przewodniku wynosi 10^{-13} s, a czasy relaksacji są rzędu 10^{-11} s [1], [12], [13], to dla czasów trwania impulsów laserowych normalnych i gigantycznych rzędu $10^{-3} \div 10^{-7}$ s można przyjąć, że ustala się równowaga między temperaturą elektronów i temperaturą siatki i można założyć, że koncepcja temperatury w pojęciu klasycznym jest prawidłowa. Z podanych czasów wynika jednoznacznie, że w trakcie trwa-

nia impulsu laserowego elektrony, które zaabsorbowały fotony dokonują wielu zderzeń z innymi elektronami i siatką. Dlatego można uważać, że energia optyczna zostaje natychmiast zamieniona na ciepłą w miejscu, w którym światło zostało zaabsorbowane. Podobnie szybko zachodzi rozdział energii, tak, że w trakcie typowych impulsów laserowych lokalna równowaga jest ustalona, a więc można używać równań, w których występuje tradycyjna przewodność cieplna (dla metali zasadniczy będzie udział elektronowej przewodności cieplnej).

Zgodnie z podanym modelem światło jest pochłaniane całkowicie w warstwie metalu $\delta = \frac{1}{\beta} \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ cm (gdzie β współczynnik pochłaniania metalu), a względna różnica temperatur gazu elektronowego T_e i siatki T_i , ustalająca się w czasie impulsu laserowego

$$\varepsilon = \frac{T_e - T_i}{T_i} \quad (1)$$

wynosi dla typowych metali $10^{-3} \div 10^{-2}$ i może zostać pominięta.

Jeżeli wziąć pod uwagę przypadek impulsu pikosekundowego (10^{-12} s), to rozważania powyższe wydają się nieprawdziwe i tradycyjne pojęcie temperatury musi zostać odrzucone.

Podsumowując przeprowadzone rozważania należy stwierdzić, że w celu wyliczenia rozkładu temperatury w próbce poddanej działaniu impulsu cieplnego dużej mocy należy znać cały szereg trudnych do określenia wielkości, takich jak: kształt impulsu stosowanego, rozkład gęstości energii w przekroju strumienia, zmianę współczynnika absorpcji i emisyjności materiału pochłaniającego i powstałego obłoku plazmy, ilość materiału odparowanego, szybkość powstawania obłoku plazmy. Niezbędna jest także znajomość cieplnych parametrów materiałowych samej próbki.

2.3. ZALEŻNOŚCI OPISUJĄCE PRZEWODZENIE CIEPŁA PRZY DZIAŁANIU STRUMIENI DUŻEJ MOCY NA POWIERZCHNIĘ CIAŁ NIEPRZEZROCZYSTYCH PRZY ZAŁOŻENIU NIESKOŃCZONEJ PRĘDKOŚCI ROZCHODZENIA SIĘ ZABURZENIA CIEPLNEGO

Na podstawie poprzednio przeprowadzonych rozważań przedstawione zostaną zależności opisujące przypadki przewodzenia

ciepła w materiałach stałych, których powierzchnia została poddana działaniu impulsów cieplnych dużej mocy.

Przedstawione poniżej zależności będą oparte na równaniu Fouriera, które zakłada nieskończoną prędkość rozchodzenia się zaburzenia cieplnego [14]. W celu uproszczenia zależności przyjęto, że własności cieplne absorbującego elementu nie są funkcją temperatury. Nie jest to oczywiście słuszne, ale w pewnych przypadkach daje wystarczająco dobre rezultaty, gdyż dla wielu metali zmiany tych parametrów nie są zbyt wielkie. Uwzględnienie tych zmian może bardzo skomplikować analizę.

2.3.1. Równanie Fouriera wraz z warunkami brzegowymi, opisujące impulsowe nagrzewanie bez zmiany fazy materiału próbki

Aby uzyskać nagrzewanie materiału bez topnienia przy pomocy promieniowania laserowego należy stosować strumienie rzędu 10^{10} W/m², a więc na ogół nieogniskowaną wiązkę laserową, o przekroju ok. 0,5 cm².

Przy takiej średnicy wiązki dla wielu przypadków praktycznie interesujących możemy rozpatrzeć zagadnienie jako jednowymiarowe, a to dlatego, że wymiary poprzeczne wiązki laserowej są duże w porównaniu z głębokością, na jaką ciepło jest doprowadzane w czasie trwania impulsu laserowego (w pełni potwierdzają to przedstawione wyniki obliczeń).

Jak stwierdzono w pracy [13] nieodbita część promieniowania laserowego jest praktycznie całkowicie pochłaniana w słoju powierzchniowym materiału, który dla metalu ma grubość rzędu $10^{-7} \div 10^{-8}$ m. Przy takim, w istocie powierzchniowym, cieplnym, działaniu można strumień pochłaniany przedstawić przy pomocy warunku brzegowego drugiego rodzaju zadanego na powierzchni poddanej działaniu promieniowania, a przy uwzględnieniu strat z tej powierzchni przejść do warunku brzegowego trzeciego rodzaju.

Rozpatrując ciało półograniczone, którego powierzchnia $z = 0$ poddana jest działaniu promieniowania od chwili $\tau = 0$, i odrzucając składowe wzdłuż osi x i y otrzymuje się następujące równanie przepływu ciepła:

$$a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} = \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (2)$$

$$-\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial z} = E(\tau) [1 - R(\tau)] - \alpha(\tau) [T(0, \tau) - T_f] +$$

$$-\varepsilon(\tau) \delta_0 [T(0, \tau)^4 - T_f^4], \quad (3)$$

$$T(z, 0) = T_0, \quad (4)$$

$$T(\infty, \tau) = T_0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

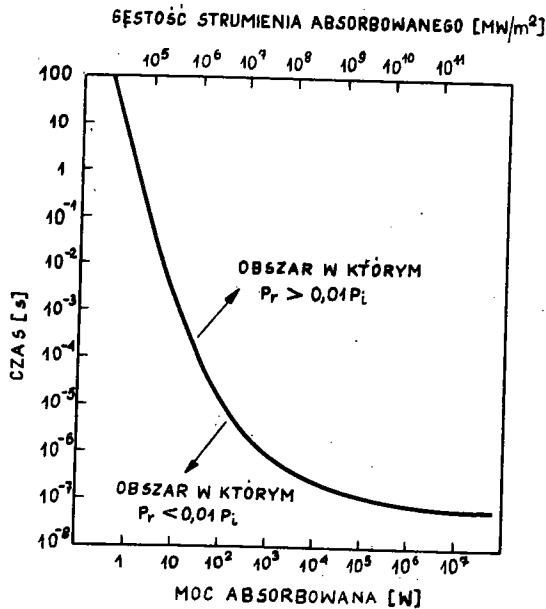
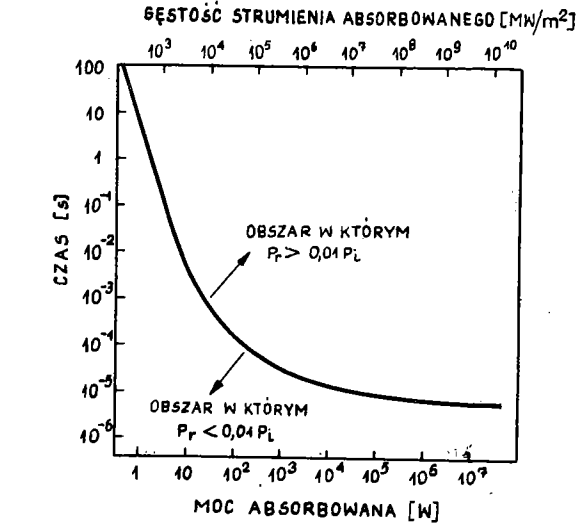
przy utrzymaniu założenia co do niezależności α oraz λ materiału próbki od temperatury.

Zmiany mocy impulsu w czasie (rys.1) są dość obszernie omówione w pracy [1], a przykładowe zmiany refleksyjności pokazano na rys.2. Brak jest danych wiarygodnych dotyczących zmiany emisyjności powierzchni w funkcji temperatury [15], [16]. Wobec tego próby rozwiązania analitycznego lub numerycznego tego bardzo złożonego problemu wydają się niecelowe i należy przeprowadzić analizę członów w warunku brzegowym (3) i odrzucić te, które są mało znaczące. Szczególnie kłopotliwe jest wyrażenie dotyczące oddawania ciepła z powierzchni $z = 0$ do otoczenia.

Jak wynika z obliczeń autora i danych z pracy [1] dla ciał stałych o podwyższonych temperaturach wypromieniowany strumień ciepła nie przekracza 10^7 W/m^2 (strumień dostarczany przez nieogniskowaną wiązką lasera impulsowego jest rzędu 10^{10} W/m^2), można więc generalnie przyjąć, że straty energii z powierzchni (poddanej działaniu impulsu laserowego) przez konwekcję i promieniowanie są zaniedbywalne, co znacznie uproszczy warunek brzegowy przedstawiony przez równanie (3).

Jednak, jeżeli impuls trwa długi okres czasu, powierzchnia czołowa uzyska na większym obszarze wyższą temperaturę, na skutek przewodzenia w kierunku prostopadłym do osi strumienia laserowego. Znaczne zwiększenie powierzchni nagrzanej spowoduje wzrost ilości ciepła wypromieniowanego i chociaż moc na jednostkę powierzchni może być mała, to całkowita moc wypromieniowana może się zbliżyć do mocy absorbowanej.

Przybliżone oszacowanie obszaru, w którym radiacja z powierzchni jest pomijalnie mała, może zostać dokonane przez



Rys.5. Zależność między mocą absorbowaną a mocą wypromieniowaną dla folii aluminiowej poddanej działaniu promieniowania laserowego [1]

wyliczenie pola temperatur na powierzchni w funkcji czasu i ewentualnie położenia (na podstawie metod przedstawionych w dalszej części pracy), a następnie przez numeryczne scałkowanie strat z powierzchni przy użyciu wyliczonego rozkładu temperatur i prawa Stefana. Wyniki takich rozważań na podstawie Readego [1] przedstawiono na rys.5, dla cienkiej folii aluminiowej grzanej promieniowaniem laserowym o różnym natężeniu, (uzyskiwanym przez zmianę ogniskowej soczewek). Wyniki przedstawione dla folii aluminiowej są tym bardziej słuszne dla ciała półograniczonego. Linia przedstawiona na rysunkach odpowiada punktom, w których całkowite wypromieniowanie równa się 1% absorbowanej mocy. Jak widać dla małych czasów straty radiacyjne, przestają być istotne dla dowolnych strumieni absorbowanych, zaś dla danej mocy pochłanianej straty rosną ze wzrostem czasu.

Na podstawie przedstawionych wyników można ostatecznie stwierdzić, że w większości praktycznych przypadków dla impulsów krótszych od 1 ms, na powierzchni rozpocznie się parowanie zanim straty wypromieniowania przekroczą 1% mocy absorbowanej.

Oczywiście dla długich impulsów o niskich mocach straty promieniowania muszą być każdorazowo szacowane.

Po odrzuceniu strat promieniowania i konwekcji oraz wyprowadzeniu średniej mocy impulsu absorbowanego

$$E_s = \frac{\int_0^{\tau_0} E(\tau) [1 - R(\tau)] d\tau}{\tau_0} \quad (7)$$

otrzymano nowe równanie zastępujące równanie (3)

$$-\lambda \frac{\partial T(0, \tau)}{\partial z} = E_s. \quad (8)$$

Układ równań (2), (4), (5), (6) i (8) pozwoli na wyznaczenie rozkładu temperatur w czasie trwania impulsu laserowego o średnim natężeniu promieniowania E_s .

Jeżeli przyjąć, że $T_0 = 0$, to pole temperatury w ciele półnieskończonym poddanym w chwili $\tau = 0$ na powierzchni działaniu promieniowania o natężeniu E_s , opisane jest funkcją

$$T(z, \tau) = E \frac{2 \sqrt{a\tau}}{\lambda} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2 \sqrt{a\tau}} \right). \quad (9)$$

Wyliczone na podstawie tej zależności rozkłady temperatur przedstawiono w pracy [29].

Przy użyciu modelu impulsu prostokątnego można stosunkowo łatwo określić rozkład temperatur w ciele półnieskończonym w czasie działania impulsu laserowego i w chwili jego zakończenia. Rozważając rozkład temperatur dla czasów dłuższych należy rozwiązać równanie przewodzenia ciepła dla ciała półnieskończonego o znanym początkowym rozkładzie temperatury z uwzględnieniem wymiany ciepła na powierzchni $z = 0$. W pracy [18] Kapieliana i Judowina przedstawiono rozwiązanie takiego zagadnienia, uzyskane przy użyciu funkcji Greena oraz przy założeniu, że temperatura otoczenia jest równa zero.

W pracy [1] obszernie omówiono możliwość wyliczenia rozkładu temperatur przy uwzględnieniu zmiany mocy impulsu w czasie oraz zmiany rozkładu energii w przekroju poprzecznym wiązki w oparciu o rozwiązanie podane przez Carslaw'a i Jaegera [19] dla przypadku ciała półnieskończonego, poddanego na powierzchni działaniu natychmiastowego źródła pierścieniowego.

Rozwiązanie podane w pracy [19] ma postać następującą

$$T_{zp}(r, z, \tau) = \frac{Q}{4 \varrho c (\pi a \tau)^{3/2}} \exp \left[\frac{-r^2 - r'^2 - z^2}{4 a \tau} \right] I_0 \left(\frac{r r'}{2 a \tau} \right), \quad (10)$$

gdzie: Q określa całkowitą wyzwalaną energię cieplną,

r' jest promieniem źródła,

I_0 zmodyfikowaną funkcją Bessela rzędu zerowego.

Zależność ta pozwala określić temperaturę T w funkcji głębokości z , promieniowej odległości r od źródła i czasu τ po impulsie cieplnym.

Przez całkowanie po czasie i współrzędnej r oraz po wprowadzeniu znormalizowanego kształtu impulsu $p(\tau) = \frac{E(\tau)}{E_{\max}}$ (rys.1) i zmiennych bezwymiarowych $t = \frac{4 a \tau}{d^2}$, $\xi = r/d$,

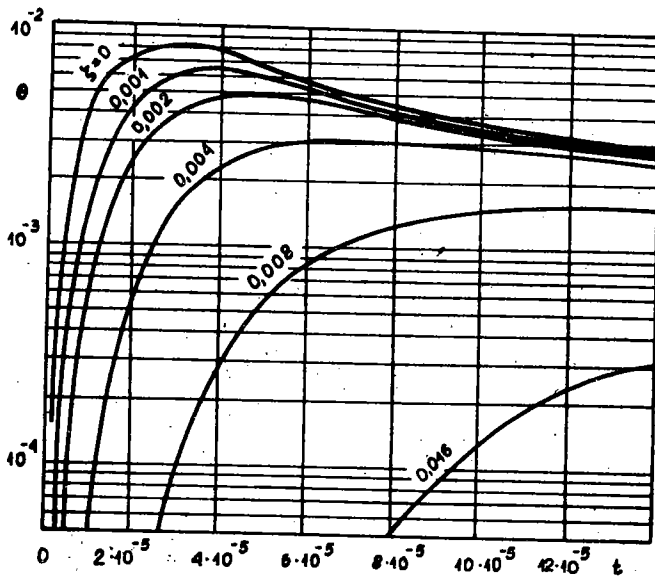
$\Theta = \frac{2 \lambda \sqrt{\pi} T}{d E_{\max}}$, $\zeta = \frac{z}{d}$ otrzymano w pracy [1] zależność na bezwymiarową temperaturę uwzględniającą zmianę impulsu w czasie i gausowski rozkład mocy w przekroju poprzecznym wiązki

$$\Theta(\xi, \zeta, t) = \int_0^t \frac{p(t-t') \exp\left[-\frac{\xi^2}{(t'+1)}\right] \exp\left[-\frac{\zeta^2}{t'}\right] dt'}{t'^{1/2} (t'+1)} \quad (11)$$

W zależności (11) d jest promieniem gausowskim wiązki, a E_{\max} jest mocą maksymalną na jednostkę powierzchni w centrum Gausowskiego profilu wiązki.

W pracy [1] przedstawiono szereg krzywych uogólnionych uzyskanych przez numeryczne całkowanie za pomocą maszyny cyfrowej zależności (11) dla czterech typowych przypadków działania impulsów laserowych.

Na rys.6 przedstawiono bezwymiarową temperaturę Θ jako funkcję czasu t z ζ jako parametrem dla $\xi = 0$ i w przypadku ogniskowanej wiązki laserowej o impulsie gigantycznym. Dla tego przypadku typowa wartość $d = 0,03$ cm, czas trwania impulsu τ_p będzie rzędu $3 \cdot 10^{-8}$ s, a odpowiedni czas bezwymiarowy t_p wynosi $6 \cdot 10^{-5}$.



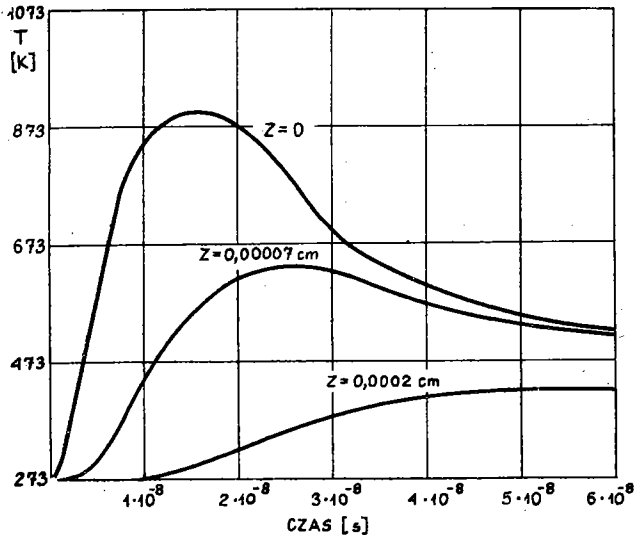
Rys.6. Bezwymiarowa temperatura Θ w funkcji czasu t , dla $\xi = 0$ dla różnych wartości parametru ζ . Przypadek ogniskowanej wiązki laserowej o impulsie gigantycznym [1]

Jak wynika z obliczonych krzywych maksymalna temperatura powierzchni ($\zeta = 0$) występuje dla $t = 3 \cdot 10^{-5}$, a przy końcu

impulsu wartość jej maleje, ponieważ doprowadzany strumień energii nie rekompensuje ciepła odprowadzanego w głąb materiału przez przewodzenie. Z przedstawionego wykresu widać, że podczas trwania impulsu laserowego ciepło jest przewodzone na głębokość $z = 10^{-4}$ cm ($\zeta = 0,004$). Dla większości metali współczynnik pochłaniania światła, np. z laserów rubinowych, jest rzędu $10^5 \div 10^6$ cm $^{-1}$, a więc można stwierdzić, że dla tych przypadków model powierzchniowego dostarczania energii jest dość prawidłowy.

Oczywiście grubość ogrzanej warstwy jest wynikiem krótkiego czasu trwania impulsu, ale widać, że nawet dla tak krótkich czasów ciepło może się rozprzestrzeniać na głębokość o rząd wielkości większą niż rzeczywista głębokość, na której jest pochłanianie.

Dla przypadku lasera Q-s z ogniskowaniem wiązki rozpatrzono tylko rezultaty dla centrum wiązki ($\xi = 0$). Ponieważ jednak człon $\exp[-\xi^2/(t' + 1)]$ jest w przybliżeniu równy $\exp(-\xi^2)$ (dla tych przypadków $t' \leq 10^{-4}$), krzywe dla innych pozycji radialnych można uzyskać przez mnożenie przedstawionych wyników przez współczynnik $\exp(-\xi^2)$.



Rys.7. Krzywe rozkładu temperatur dla tarczy aluminiowej poddanej działaniu niezogniskowanej wiązki laserowej. Czas trwania impulsu 30 ns a szczytowa gęstość mocy absorbowanej $2 \cdot 10^{11}$ W/m 2

Na rys.7 przedstawiono krzywe rozkładu temperatur dla tarczy aluminiowej poddanej działaniu niezogniskowanej wiązki laserowej o kształcie impulsu jak na rys.1, czasie trwania 30 ns i szczytowej gęstości mocy absorbowanej w centrum plamki $2 \cdot 10^{11} \text{ W/m}^2$, otrzymane z krzywych uogólnionych, pomnożonych przez odpowiednie współczynniki. Jak widać z wykresu, narastanie temperatury w centrum napromieniowania jest bardzo gwałtowne i osiąga wartość 10^{10} K/s , a grzanie jest bardzo zlokalizowane i osiągnięty jest gradient temperatury około 10^8 K/m .

Przy pomocy krzywych uogólnionych i współczynników uwzględniających odpowiedni kształt impulsu i dane materiałowe, można wyznaczyć profile temperatury dla całego szeregu interesujących przypadków.

Dla krótszych czasów impulsów i mniejszych współczynników pochłaniania należy odejść od powierzchniowego pochłaniania ciepła i przejść do pochłaniania w objętości.

Przyjmując, że impuls laserowy jednorodny w płaszczyźnie x, y dostarczany jest do powierzchni ciała półnieskończonego i pochłaniany w tym ciele można zapisać zadanie przewodzenia ciepła (przy zaniedbaniu wymiany ciepła z powierzchni $z = 0$) w postaci przypadku jednowymiarowego:

$$\frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = - \frac{A(z, \tau)}{\lambda}, \quad (12)$$

$$T(z, 0) = 0, \quad (13)$$

$$T(\infty, \tau) = 0. \quad (14)$$

Dla tego przypadku człon źródła można określić w następujący sposób zgodnie z prawem Bouguera [1], [31]

$$A(z, \tau) \cong E(\tau) \left(\frac{1}{\delta}\right) e^{-\frac{z}{\delta}} \approx E(\tau) \beta e^{-\beta z}, \quad (15)$$

gdzie: $E(\tau)$ jest promieniowaniem absorbowanym,

β współczynnikiem pochłaniania materiału.

W pracy [31] wprowadzono liczbę kryterialną Bouguera

$$Bu = \beta l \quad (16)$$

dla nieograniczonej płaszczyzny o grubości l , oraz liczbę

$$Bu_p = \beta \sqrt{a \tau_i} \quad (17)$$

dla ciała półograniczonego, poddanego działaniu impulsu o czasie trwania τ_i .

Przy pochłanianiu powierzchniowym liczba Bouguera $Bu = Bu_p = \infty$. W pracach [1], [31] podano rozwiązanie układu równań (12), (13), (14) i członu źródła opisanego równaniem (15), dla niektórych charakterystycznych materiałów i impulsów stałych w czasie oraz dających się opisać potęgowo-wykładniczą funkcją czasu

$$E(\tau) = A \tau^m \exp(-\mu\tau), \quad (18)$$

gdzie: $m = 1, 2, 3, 4, 5$,

μ jest dowolną dodatnią liczbą całkowitą.

Bardziej złożone przypadki wymagają rozwiązań numerycznych.

W pracy [32] zaproponowano dwa sposoby uproszczenia zagadnienia przewodzenia ciepła przy impulsowym nagrzewaniu promieniowaniem ciał płaskich, a mianowicie pochłanianie promieniowania na powierzchni ($Bu \rightarrow \infty$) i odrzucenie członu przewodzenia ciepła.

Przedstawiono wykresy w funkcji liczby Fouriera i Bouguera z których można łatwo określić, które z uproszczeń jest bardziej prawidłowe i oszacować wielkość błędu wynikającą z tego uproszczenia.

Dla czasów dłuższych od trwania impulsu laserowego można skorzystać z innego modelu. Energia impulsu praktycznie jest absorbowana w pewnej warstwie o grubości g , można więc założyć, że temperatura w tej warstwie po zakończeniu impulsu jest stała i zależy od pojemności cieplnej warstwy i energii impulsu.

Takie rozwiązanie równania Fouriera dla płyty jednorodnej o grubości b , termicznie izolowanej, na którą padający impuls energii promieniowania Q [J/m^2] jest momentalnie i równomiernie absorbowany w małej grubości g na powierzchni frontowej $z = 0$ podaje Carslaw i Jeager [19] oraz Parker [20]. Warunki brzegowe dla tego przypadku mają postać:

$$T(z, 0) = \frac{Q}{\varrho c g} \quad 0 < z < g, \quad (19)$$

$$T(z, 0) = 0 \quad g < z < b, \quad (20)$$

a rozwiązanie określone jest zależnością

$$T(z, \tau) = \frac{Q}{\varrho c b} \left[1 + \sum_{l=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n \pi z}{b}\right) \cdot \frac{\sin\left(\frac{n \pi g}{b}\right)}{\frac{n \pi g}{b}} \cdot \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 a \tau}{b^2}\right) \right]. \quad (21)$$

Zależność ta jest szczególnie przydatna do wyznaczania temperatury tylnej powierzchni próbki poddanej na powierzchni czołowej działaniu impulsu laserowego i stanowi podstawę teoretyczną impulsowych metod wyznaczania dyfuzyjności cieplnej.

Przypadki grzania cienkich warstw (przy laserowej rejestracji danych na taśmach i laserowym cięciu) oraz grzanie laserami o pracy ciągłej wymagają osobnych rozwiązań.

2.3.2. Równanie opisujące przewodzenie ciepła dla impulsów powodujących topnienie

W poprzednim podrozdziale omówiono dość obszernie grzanie promieniowaniem laserowym bez zmiany fazy. Obecnie rozpatrzone zostanie obszar wyższych gęstości absorbowanych strumieni energii, dla których wystąpi topnienie powierzchni pochłaniającej. Jest to zakres szczególnie istotny ze względu na stosowanie laserów do spajania (spawanie, zgrzewanie) materiałów. Ważne jest aby topnienie było możliwe efektywne (tzn. bez parowania), wymaga to ściśle określonych parametrów pracy lasera. Warunków efektywnego topnienia nie spełniają lasery Q-s.

W celu rozwiązania tego zagadnienia należy rozważyć równanie przepływu ciepła w fazie stałej i ciekłej pamiętając o warunku zachowania energii na ruchomej granicy między nimi.

Przyjmując, że ciało półnieskończone jest poddane działaniu promieniowania laserowego na powierzchni $z = 0$, a $T_s(z)$ jest rozkładem temperatury dla czasu $\tau = 0$, w którym rozpoczęło się topnienie powierzchni, można określić układ równań opisujący zmiany temperatury w materiale ulegającym topnieniu [1] w postaci

$$\frac{\partial T_i}{\partial \tau} = a_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2}; \quad i = 1, 2, \quad \text{gdzie: } \begin{array}{l} 1 = \text{ciecz,} \\ 2 = \text{ciało stałe,} \end{array} \quad (22)$$

$$- \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} + \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = \rho L \frac{dZ(z)}{d\tau}; \quad z = Z(\tau), \quad (23)$$

$$T_1 = T_2 = T_m; \quad z = Z(\tau), \quad \tau > 0, \quad (24)$$

$$- \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = E; \quad z = 0, \quad \tau > 0, \quad (25)$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} T_2(z, \tau) = 0, \quad (26)$$

$$T_2(z, 0) = T_s(z); \quad Z(0) = 0. \quad (27)$$

W równaniach tych przyjęto, że początkowa temperatura ciała wynosiła $T = 0$, zaś impuls laserowy został rozpoczęty dla czasu $-\tau_m$, gdzie [1]

$$\tau_m = \frac{\pi \lambda_2^2}{4 a_2 E^2} T_m^2. \quad (28)$$

W równaniu (23) L określa ciepło topnienia materiału.

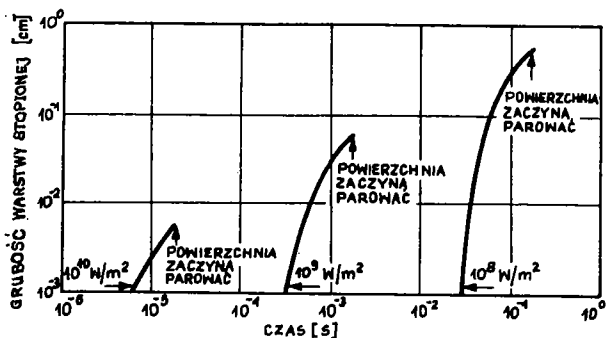
Rozkład temperatur $T_s(z)$ do chwili rozpoczęcia topnienia materiału dla promieniowania absorbowanego E [W/m^2] (w zasadzie należy rozpatrzyć $E(\tau)$) można określić na podstawie zależności z rozdziału poprzedniego.

Tak sformułowany problem rozwiązano przy pomocy układu hybrydowego [21]. Przykładowe wyniki określające głębokość topnienia w funkcji czasu otrzymane na podstawie tych obliczeń dla mosiądku przedstawiono na rys.8.

Na podstawie wyliczeń stwierdzono, że maksymalna głębokość topnienia wynosi od kilku setnych do kilku dziesiątych mm dla typowych normalnych impulsów laserowych i jest prawie do pominięcia dla laserów z impulsem Q-s.

Wyniki omówione powyżej otrzymano przyjmując, że dyfuzyjność i przewodność cieplna materiału stałego i stopionego są sobie równe. O ile dla większości metali można przyjąć, że ciepło właściwe ciała stałego i cieczy nie różni się więcej

niż o 10%, o tyle przewodność cieplna cieczy spada do około 50% przewodności ciała stałego [2]. Wynika stąd wniosek, że przedstawione obliczenia należy traktować jako szacunkowe.



Rys.8. Głębokość topnienia miedzi w funkcji czasu [21] dla różnych gęstości mocy.

Jeszcze bardziej przybliżone obliczenia głębokości, do której dojdzie topnienie można przeprowadzić przy użyciu zależności z poprzedniego rozdziału, przyjmując, że temperatura w centrum plamki na powierzchni materiału osiąga maksymalną wartość równą temperaturze wrzenia. Głębokość topnienia wyliczamy określając współrzędną, dla której temperatura osiągnie wartość T_m (tzn. temp. topnienia). Oczywiście przy wyliczeniach tych nadal przyjmuje się, że parametry cieplne cieczy i ciała stałego są identyczne, a ciepło topnienia jest pominięte. Pominięcie ciepła topnienia znajduje uzasadnienie w fakcie, że ilość ciepła potrzebna do ogrzania ciała od 0°C do punktu wrzenia jest o rząd wielkości większa od ciepła topnienia. Przy takim uproszczeniu można także wyznaczyć czas impulsu o danej mocy, dla którego nie wystąpi jeszcze odparowanie.

Wyniki takich uproszczonych obliczeń dla miedzi przedstawiono w pracy [1]. Wynika z nich, że utrzymanie optymalnych parametrów topnienia jest dość trudne.

2.3.3. Równanie opisujące przewodzenie ciepła w ciałach, w których powierzchnia ulega odparowaniu pod wpływem impulsu laserowego

Odparowanie materiału z powierzchni spowodowane impulsem laserowym jest zjawiskiem uderzeniowym (fot.(1)). O szybkości tego procesu świadczy fakt, że zdjęcia wykonane szybką kamerą

wykazały wyraźne narastanie i opadanie odparowania, zgodne z kolejnymi pulsacjami relaksacyjnymi impulsu laserowego [13], [1].

Jak już zaznaczono w rozdziale 2.2 istotne znaczenie przy działaniu impulsu laserowego na powierzchnię ma odparowany i wyrwany materiał, który wywiera na tę powierzchnię ciśnienie dochodzące do $10^2 \div 10^3$ atmosfer [13] i zmienia oczywiście charakterystykę odparowania, absorbuje padające promieniowanie, ekranując powierzchnię, a po osiągnięciu wysokiej temperatury może wymienić znaczne ilości ciepła z tą powierzchnią.

W chwili obecnej brak jest jednak kompletnego modelu pozwalającego opisać to złożone zjawisko.

W zasadzie przypadki wymiany ciepła z odparowaniem podczas działania impulsów Q-s i normalnych są ilościowo różne i należy je traktować oddzielnie. Przy działaniu impulsów gigantycznych praktycznie natychmiast występuje parowanie, a fronty parowania i topnienia w zasadzie pokrywają się. Ilość odparowanego materiału jest jednak niewielka w porównaniu z ilością materiału usuwanego przy użyciu impulsu normalnego.

Aby uprościć zagadnienie grzania z odparowaniem należy rozpatrzyć udział poszczególnych członów w bilansie energetycznym.

Dla typowych metali ilość ciepła potrzebna do ogrzania metalu do normalnej temperatury wrzenia nie przekracza 30% ciepła parowania, zaś ciepło topnienia jest o rząd wielkości mniejsze. Można więc przy mniej dokładnych obliczeniach pominąć ciepło topnienia. Zasadniczą rolę odgrywa parowanie z powierzchni, a co za tym idzie przesuwanie się frontu parowania w głąb materiału. A więc odpowiedni proces cieplno-fizyczny opisujący impulsowe działanie strumienia energii laserowej na ciało nieprzezroczyste z uwzględnieniem strat na parowanie, można zapisać w ruchomym układzie współrzędnych, którego początek jest związany z frontem parowania.

Ponieważ grubość warstwy nagrzanej przez przewodzenie w czasie jednego piksu promieniowania $\tau \sim 10^{-6}$ s wynosi od 10^{-3} do 10^{-4} cm, a więc jest wiele razy mniejsza od powierzchni napromieniowanej, można więc zupełnie realnie dla przypadków osiowo symetrycznych problem rozpatrywać jako jednowymiarowy.

W dalszej części rozdziału zostanie przedstawione rozwiązanie dotyczące normalnych impulsów laserowych ($\tau \approx 10^{-3}$ s, $E \approx 10^9 \div 10^{13}$ W/m²).

Zaniedbując efekty wtórne (np. ekranowanie powierzchni przez wyrwany i odparowany materiał) a uwzględniając tylko straty energii na parowanie można zapisać brzegowe zagadnienie przewodzenia ciepła w postaci niżej przedstawionej.

W równaniach tych przyjęto, że całe nieodbite promieniowanie jest pochłonięte na powierzchni (rzeczywiście w warstwie $10^{-7} \div 10^{-8}$ m), a więc nieodbity strumień E można w pełni przedstawić przy pomocy warunku brzegowego drugiego rodzaju, zadanego na ruchomym froncie odparowania, z uwzględnieniem jego strat na parowanie [12]. Układ współrzędnych związany jest z frontem parowania:

$$\frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T(z, \tau)}{\partial z^2} + V_0 \exp \left[-\frac{T_m}{T(0, \tau)} \right] \frac{\partial T(z, \tau)}{\partial z}, \quad (29)$$

$$-\frac{\partial T(0, \tau)}{\partial z} = \frac{E}{a c_v} - \frac{E_0}{a c_v} \exp \left[-\frac{T_m}{T(0, \tau)} \right], \quad (30)$$

$$\frac{\partial T(\infty, \tau)}{\partial z} = 0, \quad (31)$$

$$T(z, 0) = T_0, \quad 0 \leq z \leq \infty; \quad 0 \leq \tau \leq \tau_1. \quad (32)$$

W równaniu (29) i (30) wprowadzono wyrażenia na $V(\tau)$ i $E_{\text{par}}(\tau)$, które określają prędkość frontu parowania i moc właściwą parowania. Wyrażenia opisujące te wielkości wprowadzono w oparciu o Frenkelowski mechanizm odparowania [1], [12], [13], [23]. Kinetyka odparowania nie jest tematem niniejszej pracy, zostaną więc one przytoczone bez wyprowadzenia. Zależności te mają następującą postać:

$$E_{\text{par}} = r_v V = E_0 \exp \left(-\frac{T_m}{T} \right), \quad (33)$$

$$V = V_0 \exp \left(-\frac{T_m}{T} \right), \quad (34)$$

gdzie: r_v i T określają odpowiednio objętościowe ciepło parowania i temperaturę frontu.

Wpływ parowania na rozwój rozpatrywanego procesu przejawia się w tym, że ogranicza ono przy danym E wzrost temperatury na powierzchni odparowującej i warunkuje przejście procesu po upływie pewnego czasu przejściowego do stanu ustalonego. W tym przypadku równania (29) i (30) uproszczą się do postaci:

$$a T''(z) + V^* T'(z) = 0, \quad (35)$$

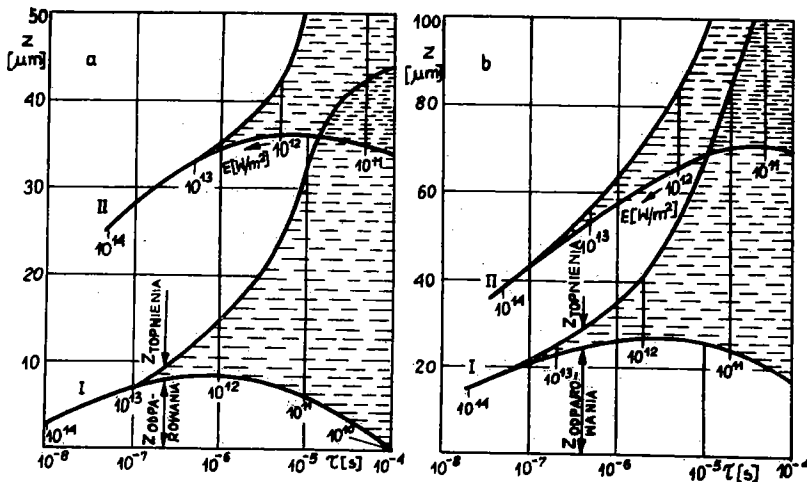
$$-T'(0) = \frac{E}{a c_v} - \frac{r_v V}{a c_v}; \quad T'(\infty) = 0, \quad (36)$$

$$T(0) = T^*, \quad (37)$$

$$T(\infty) = T_0, \quad (38)$$

gdzie: T^* i V^* ustalone wartości temperatury i szybkości frontu parowania.

W pracy [13] podano rozwiązanie układu równań (35) ÷ (38), a wykorzystując równanie (34) wyznaczono V^* i T^* dla kadmu przy różnych gęstościach strumienia. Przykładowo dla $E = 10^{10} \text{ W/m}^2$, $V^* = 0,94 \text{ m/s}$, $T^* = 1650 \text{ K}$, a dla $E = 10^{13} \text{ W/m}^2$ wyliczone $V^* = 445 \text{ m/s}$, $T^* = 7350 \text{ K}$.



Rys.9. Wpływ czasu τ_i wprowadzenia impulsu o stałej energii $Q = E\tau_i$ w metal na zagłębienie frontu parowania i topnienia (z_{par} , z_{top}). [12]: a) wolfram, I- $Q = 1 \text{ MJ/m}^2$, II- $Q = 5 \text{ MJ/m}^2$, b) miedź, I- $Q = 2 \text{ MJ/m}^2$, II- $Q = 5 \text{ MJ/m}^2$

Równania (35) ÷ (38) opisują proces stacjonarny. Do czasu wejścia w ten stan w układzie rozwija się proces przejściowy opisany przez równania (29) ÷ (32). Równania te stanowią układ nieliniowy, rozwiązanie otrzymano [13] przy użyciu maszyny cyfrowej. Wyniki wyliczeń obejmujące także obszar przejściowy przedstawiono na rys.9. Na rysunku tym z_{top} i z_{par} oznacza odpowiednio zagłębienie izotermy topnienia i przemieszczenie frontu parowania podczas impulsu. Na rysunku tym przedstawiono rezultaty działania na metal ustalonego impulsu energii $Q = E \tau_i$ przy różnych sposobach jego wprowadzenia, tzn. różnych gęstościach strumienia E i czasach trwania τ_i . Jak wynika z przedstawionych danych wprowadzenie impulsu Q w krótkim czasie związane jest wyłącznie z przekształceniem się metalu w parę, ponieważ $z_{par} \gg z_{top}$, a $z_{top} \approx 0$.

Ogólnie, ze zwiększeniem długości impulsu o ustalonej energii wielkość $(z_{top} + z_{par})$ osiąga po pewnym czasie wartość maksymalną, po czym spada do zera. Przykładowo dla Cu przy $Q = 0,5 \text{ J/mm}^2$ maksimum $(z_{top} + z_{par})$ osiągane jest dla czasu $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$.

Jak wynika z obliczeń cyfrowych [13] czas okresu przejściowego maleje ze wzrostem strumienia i dla silnych impulsów jest znacznie mniejszy od czasu długości impulsu, a więc można w tym przypadku proces cieplno-fizyczny rozpatrywać jako ustalony w czasie. W pracy [1] podano uproszczoną zależność pozwalającą z grubsza określić okres przejściowy

$$\tau_p = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda c_v}{E^2} \right) T^{*2}, \quad (39)$$

gdzie za T^* w pierwszym przybliżeniu można podstawić normalną temperaturę w punkcie wrzenia.

Ponieważ przy dużych gęstościach strumienia $c_v(T^* - T_0) \gg \gg r_v$ i dla wszystkich metali $L_v < r_v$ to oczywiste jest, że udział ciepła topnienia nie ma istotnego znaczenia przy impulsowym działaniu dużej mocy. Przy małych gęstościach strumienia okres przejściowy przedłuża się do czasu porównywalnego z długością impulsu. Dla małych w tym przypadku szybkości frontu parowania ciepło topnienia staje się jednym z czynników określających proces. Dla tych warunków, tzn. $E < 10^9 \text{ [W/m}^2]$

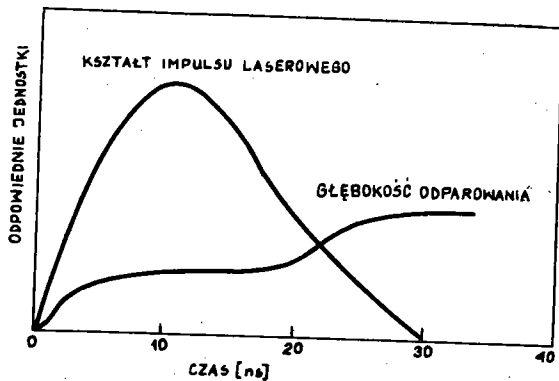
należy rozwiązywać odpowiedni problem z uwzględnieniem ciepła topnienia i spowodowałoby to zmniejszenie wielkości ($z_{\text{par}} + z_{\text{top}}$) wyliczonych z równań (29) ÷ (32).

Eksperymentalne dane dotyczące ilości materiału odparowanego przez impuls laserowy różnią się dość znacznie u różnych autorów. Wynika to między innymi z niedokładnego sprecyzowania warunków działania wiązki laserowej. Z eksperymentów T. Kato i T. Yamaguchi przeprowadzonych dla miedzi i stali i podanych w pracy [1] widać, że dla niskich gęstości strumienia ilość odparowanego materiału zależy bardziej od przewodności cieplnej niż od ciepła parowania. Po przekroczeniu pewnej gęstości strumienia

$$E_c \geq 2 r_v a^{1/2} \tau^{-1/2} \quad (40)$$

dominującym czynnikiem staje się ciepło parowania a wpływ przewodności cieplnej jest zanedbywany. W równaniu (40) τ jest czasem impulsu. Typowe wartości E_c wynoszą od 10^{10} ÷ 10^{11} [W/m²].

Dla gęstości energii impulsu około 10^7 J/m² głębokości na jakich materiał jest poruszony wynoszą od kilku dziesiątych mm do kilku mm. Zogniskowany impuls laserowy o energii kilku



Rys.10. Schemat zmiany głębokości odparowania powierzchni metalowej w funkcji czasu przy dużej gęstości mocy strumienia dla danego kształtu impulsu [1]

dźwuli usuwa masę około 1 mg. Jeśli energia normalnego impulsu laserowego wzrasta do 100 J, to średnica otworu wzrasta szybciej niż głębokość, tak że głębokości mogą być mierzone jeszcze w mm, ale masa materiału wyrwanego z tarczy do 10 ÷ 100 mg [13], [24].

Zmianę gęstości odparowania w czasie trwania impulsu gigantycznego schematycznie przedstawiono na rys. 10. W pobliżu początku impulsu laserowego powierzchnia absorbuje wchodzące promieniowanie i rozpoczyna parowanie. W cza-

sie największych gęstości mocy impulsu plazma przed powierzchnią absorbuje promieniowanie i odparowanie z powierzchni jest wstrzymane. W pobliżu końca impulsu plazma staje się bardzo gorąca i wypromieniowuje energię, która dociera do powierzchni i powoduje, że odparowanie rozpoczyna się znowu. Tak więc, określona ilość energii dostarczona w impulsie dużej mocy powoduje mniej efektywne odparowanie niż ta sama energia dostarczona w dłuższym czasie. Rezultatem impulsu gigantycznego jest produkcja plazmy o wysokiej temperaturze i dużej gęstości elektronów.

Dla impulsów Q-s o gęstości $10^{14} - 10^{15} \text{ W/m}^2$ i energii 20 J ilość wyrwanego materiału jest mniejsza od 1 mg.

Na zakończenie tego podrozdziału należy jeszcze raz podkreślić, że w chwili obecnej nie ma jeszcze pełnego opisu zjawisk zachodzących przy odparowaniu materiału pod wpływem impulsów cieplnych.

2.4. RÓWNANIE PRZEWODZENIA CIEPŁA UWZGLĘDNIAJĄCE SKOŃCZONĄ PRĘDKOŚĆ PROPAGACJI CIEPŁA

We wszystkich dotychczasowych rozważaniach w celu określenia rozkładu temperatur używano jako wyjściowego równania Fouriera. Równanie to, jak wykazano w pracy [14], zakłada nieskończoną prędkość rozchodzenia się zaburzenia cieplnego. Dla całego szeregu typowych przypadków przewodzenia ciepła równanie to daje prawidłowe wyniki, ponieważ efekt skończonej prędkości rozchodzenia się zaburzenia cieplnego jest możliwy do zaniedbania.

Wielu autorów proponuje jednak równanie, w którym przewodzenie ciepła jest zależne od prędkości rozchodzenia się zaburzenia cieplnego C. Równanie to ma postać równania falowego (hiperbolicznego), często zwanego równaniem telegraficznym

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \tau^2} + \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (41)$$

gdzie: $C = \sqrt{\frac{a}{\tau_r}}$,

τ_r jest czasem relaksacji.

Taką postać równania zaproponował po raz pierwszy Vernotte (w dalszej części pracy równanie to będzie nazywane równaniem Vernotte'a) i jest rozważane w pracach [14], [25], [26], [27], [28].

Dla ciał metalicznych i dla czasów impulsów zbliżonych do czasu relaksacji Griegoriew [32] proponuje niehiperboliczne równanie przewodzenia ciepła uwzględniające pochłanianie ciepła w objętości

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\beta}{C\tau} (1-R) \exp(-\beta z) \left[E(\tau) + \tau_r \frac{\partial E}{\partial \tau} \right] = \frac{\partial T}{\partial \tau} + \tau_r \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (41a)$$

Istotnym elementem jest ustalenie granic stosowania równania Fouriera i Varnotte'a wraz z odpowiednimi warunkami brzegowymi dla ciał o różnych własnościach i różnych czasów trwania impulsu.

Oczywiście dla dużej prędkości rozchodzenia się zaburzenia cieplnego (np. aluminium $C = 5000$ m/s) równanie Fouriera będzie dobrym przybliżeniem, ale gdy prędkość C jest niewielka (np. 19 m/s dla ciekłego helu w temperaturze 1.4 K) to wydaje się, że należy stosować równanie Vernotte'a.

Przy impulsowym działaniu strumienia cieplnego na powierzchnie ciał nieprzezroczystych charakterystyczne są czasy od 10^{-3} do 10^{-8} s i wydaje się, że dla takich krótkich czasów wpływ skończonej prędkości propagacji ciepła powinien być już wyraźnie widoczny w mierzalnej części zaburzenia cieplnego. W celu ustalenia granic stosowalności równania Fouriera i Vernotte'a w pracy [30] przedstawione zostanie rozwiązanie równania hiperbolicznego z warunkami brzegowymi charakterystycznymi dla działania impulsu laserowego na powierzchnię ciała nieprzezroczystego (omówionymi w rozdz. 2.3.1), i wyniki otrzymane przy użyciu maszyny cyfrowej zostaną porównane z obliczeniami uzyskanymi w oparciu o równanie Fouriera.

Istotnym wnioskiem wypływającym z rozwiązania równania Vernotte'a jest fakt, że materiał w każdej chwili czasowej można podzielić na dwa obszary; obszar, w którym istnieje zaburzenie cieplne i obszar bez zaburzenia - co fizycznie wydaje się prawdziwe.

3. ZAKOŃCZENIE

W opracowaniu niniejszym przedstawiono i omówiono w krótki sposób zjawiska występujące przy działaniu impulsowego strumienia energii laserowej na powierzchnie nieprzezroczyste. Przedstawiono na podstawie literatury podejście do zagadnień przewodzenia ciepła przy takim sposobie wprowadzenia energii w próbkę oraz podano na podstawie prac innych autorów i własnych przykładowe obliczenia rozkładów temperatur.

Zaproponowano w oparciu o równanie Vernotte'a nowe podejście do problemów przewodzenia ciepła występujących przy impulsowym działaniu strumieni ciepła, uwzględniające skończoną prędkość rozchodzenia się zaburzenia cieplnego.

Z przedstawionych danych wynika, że w chwili obecnej nie ma jeszcze pełnego opisu zjawisk cieplno-fizycznych zachodzących w czasie działania impulsu energii na powierzchnię nieprzezroczystą. Wszystkie zaproponowane modele są niepełne i pozwalają tylko na szacunkowe wyliczenie pola temperatur. Wydaje się celowe dla tak szybkich zmian pola temperatur uwzględnienie skończonej prędkości zaburzenia cieplnego. Bardzo interesujące byłoby określenie dla danych materiałów i parametrów impulsu granicy stosowalności równania Fouriera i Vernotte'a.

Badania doświadczalne dotyczące tych zagadnień wymagają aparatury na najwyższym poziomie i wydaje się, że mogą one ewentualnie służyć do zweryfikowania obliczeń teoretycznych. Próby prac eksperymentalnych przedstawiono w pracy [29].

Badanie pól temperatur w czasie działania impulsu laserowego ma bardzo istotne znaczenie w określaniu parametrów pracy laserów służących do spawania, zgrzewania, drażenia otworów oraz zapisów świetlnych.

BIBLIOGRAFIA

- [1] R e a d y J.F.: Effects of High-Power Laser Radiation. Academic Press, New York, London, 1971.
- [2] V e r b e r C.M., A d e l m a n A.H.: Appl. Phys. Lett. 2,220, 1963.

- [3] C o b b J.r., M u r a y J.J.: Bull Amer Phys.Soc. 9, 536, 1964.
- [4] L i n l o r W.J.: Appl.Phys. Letts 16, 37, 1965.
- [5] R e a d y J.F.: Phys. Rev. 137, A 620, 1965.
- [6] L i n l o r W.J.: Appl. Phys. Letts 12, 383, 1964.
- [7] A n i s i m o w S.J., I m a s J., R o m a n o w G.S.,
C h o d y k o J.W.: Diejstwie izluczenia bolszoi moczności na
miałły. Nauka, Moskwa 1970.
- [8] B o n c z - B r u j e w i c z A.M. ...: Sov. Phys.-Tech. Phys.
13, 640, 1968. (Ж Т Ф 38, 851, 1968).
- [9] B a s o w N.G., ...: Sow. Phys.-Tech. Phys. 13, 1581, 1969.
(Ж Т Ф 38, 1973, 1968).
- [10] W e i c h e l H., A v i z o n i g P.V.: Appl. Phys. Lett.
9, 334, 1966.
- [11] G a n g e r P. T o n o n G., F l o u x F., D u c a u z e
A.: JEEE J., QE-2, 499, 1966.
- [12] G o ł o w i e j k o A.G.: "Impulsnoje woździejstwie na miałły
moszcznych ciepłowych potokow i objemnych istocznikow ciepła". J.
F.Ż., 2, 215, 1967.
- [13] A n i s i m o w S.J. ...: "Diejstwie moszcznych swietowych po-
tokow na miałły. Ż.T.F., 36, 1273, 1966. (Ж Т Ф).
- [14] G o g ó ł W.: "Uogólnienie prawa Fouriera dla skończonej prę-
dkości przewodzenia ciepła". Archiwum Budowy Maszyn, XV, 145, 1968.
- [15] B ł o c h A.G.: Osnowy ciepłooobmienna izluczeniem. Moskwa, Le-
ningrad 1962.
- [16] S p a r r o w E.M., C e s s R.D.: Radiation Heat Transfer.
Belmont, California 1969.
- [17] G i b b s W.E.K., W h i t c h e r R.E.: Appl. Opt. 6, 1957,
1967.
- [18] K a p i e l i a n S.N., J u d o w i n Z.M.: J.F.Ż. 22, 1100,
1972.
- [19] C a r s l a w H.S., J a e g e r J.C.: Conduction of Heat in
Solid, Chapter 10. Oxford Univ. Press, London, New York, 1959.
- [20] P a r k e r W.J., J e n k i n s R.J., B u t t e r C.P.,
A b b o t G.L.: Jou. Appl. Phys. 32, Nr 9, 1961.
- [21] C o h e n M.J.: J. Franklin Inst. 283, 271, 1967.
- [22] C z y r k i n W.S.: Tieplo-fiziczeskije swojstwa materiałow ja-
diernoj techniki. Atomizdat, Moskwa 1968.
- [23] F r i e n k i e l J.U.: Statisticeskaja fizika. Izdatielstwo
AN SSSR, Moskwa 1948.

- [24] V e i k o V.P., i inni: *Ż.T.F.* 37, 1920, 1967.
- [25] K a l i s k i S.: *Biuletyn Wojskowej Akademii Technicznej im. J. Dąbrowskiego*, 2, Warszawa 1965.
- [26] S z p i l e c k i J.: *Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Energetyka* 16, Gliwice 1964.
- [27] B a u m e i s t e r K.J., H a m i l l T.D.: *Jour. of Heat Transfer*, november, 543, 1969.
- [28] H u n g L i a n g K u o.: *Memoris of Faculty of Engineering Nagoya University*, Vd. 22, No 2, 196, 1970.
- [29] D o m a ń s k i R.: "Badania eksperymentalne przewodzenia ciepła przy działaniu gigantycznego impulsu laserowego na powierzchnię ciała nieprzezroczystego", *Biul. Inf. ITC (w przygotowaniu)*.
- [30] D o m a ń s k i R.: "Rozwiązanie hiperbolicznego równania przewodzenia ciepła przy impulsowo działającym strumieniu ciepła", (w przygotowaniu).
- [31] G r i g o r i e w B.A., N u ż n y j W.A., S z i b a n o w B.W.: *Tablicy dla rozciota niestacjonarnych temperatur...*, *Izd-wo "Nauka"*, Moskwa 1971.
- [32] G r i g o r i e w B.A.: "Uproszczenie odnomiernych zadacz ciepłoprowodnosti pri impulsnom radiacionnom nagrewie płoskich tel". *Ż.T.F.* 1, 133, 1973.

**ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТЬ
НЕПРОЗРАЧНОГО ВЕЩЕСТВА**

К р а т к о е с о д е р ж а н и е

В работе представлено проблемы теплообмена появляющиеся при поглощении лазерного излучения (ОКГ) большой мощности через поверхность непрозрачного вещества.

Представлено уравнения дающие возможность вычислить распределение температур внутри обогреваемого, плавленого и испаряемого материала с помощью лазерного излучения.

Предложено для импульсного воздействия потоков тепла, обобщенное уравнение теплопроводности учитывающие влияние конечной скорости распространения теплового возмущения.

PROBLEMS OF HEAT EXCHANGE DUE TO THE EFFECT OF A HIGH-POWER LASER PULSE
UPON THE SURFACE OF AN OPAQUE BODY

S u m m a r y

Problems have been presented in this work, of heat exchange occurring while absorbing high-power laser radiation by opaque surfaces. Equations have been presented herein, to enable the calculation of temperature distribution within the material exposed to heating, molten and evaporized under the action of a laser radiation pulse.

A generalized equation has been proposed herein, covering the heat conduction of a pulse effect of a heat flux, with consideration given to the finite velocity of propagation of a heat disturbance.