

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

POLSKA AKADEMIA NAUK

mgr Jacek Jerzy Hoffman

Oddziaływanie wiązki lasera CO₂ z kanałem parowym
w procesie spawania metali

rozprawa doktorska

promotor
doc. dr hab. Zygmunt Szymański

Warszawa 2000

*Autor dziękuje promotorowi
doc. dr hab. Zygmuntovi Szymańskiemu
za inspirację oraz pomoc i liczne konsultacje
w czasie pisania pracy*

Oddziaływanie wiązki lasera CO₂ z kanałem parowym w procesie spawania metali

1. Wstęp	6	
2. Lasery technologiczne i charakterystyki promieniowania laserowego		9
2.1 Zasada działania laserów	9	
2.2 Długość fali i moc promieniowania laserów technologicznych		11
2.3 Polaryzacja promieniowania lasera	12	
2.4 Struktura przestrzenna promieniowania lasera		13
2.5 Ogniskowanie promieniowania laserowego	20	
2.6 Parametry wiązki lasera w układzie doświadczalnym		26
3. Pochłanianie promieniowania laserowego w procesie spawania		31
3.1 Absorpcja fresnelowska	33	
3.2 Absorpcja w plazmie	36	
3.3 Absorpcja wiązki laserowej w obłoku plazmowym		39
3.4 Refrakcja wiązki laserowej w plazmie	40	
3.5 Wyznaczenie rozkładu temperatury	44	

3.6 Wyznaczenie biegu promieni	48
3.7 Opis uzyskanych wyników	51
4. Opis układu eksperymentalnego	61
3.1 Stanowisko laserowe	61
3.2 Kontrola mocy lasera	63
3.3 Analizator optyczny OMA III	64
3.4 Detektory optyczne i akustyczne	66
3.5 Badania próbek	68
5. Badania spektroskopowe obłoku plazmowego	69
5.1 Temperatura plazmy i gęstość elektronów	69
5.2 Skład obłoku plazmowego	74
6. Oscylacje kanału parowego	77
6.1 Model teoretyczny; dynamika kanału parowego	77
6.2 Wyniki eksperymentalne	84
6.2.1 Sygnały optyczne i akustyczne emitowane w trakcie spawania	84
6.2.2 Analiza widmowa sygnałów	90
6.2.3 Porównanie z modelem teoretycznym	101
6.2.4 Monitorowanie jakości spoiny	103

3.6 Wyznaczenie biegu promieni	48
3.7 Opis uzyskanych wyników	51
4. Opis układu eksperymentalnego	61
3.1 Stanowisko laserowe	61
3.2 Kontrola mocy lasera	63
3.3 Analizator optyczny OMA III	64
3.4 Detektory optyczne i akustyczne	66
3.5 Badania próbek	68
5. Badania spektroskopowe obłoku plazmowego	69
5.1 Temperatura plazmy i gęstość elektronów	69
5.2 Skład obłoku plazmowego	74
6. Oscylacje kanału parowego	77
6.1 Model teoretyczny; dynamika kanału parowego	77
6.2 Wyniki eksperymentalne	84
6.2.1 Sygnały optyczne i akustyczne emitowane w trakcie spawania	84
6.2.2 Analiza widmowa sygnałów	90
6.2.3 Porównanie z modelem teoretycznym	101
6.2.4 Monitorowanie jakości spoiny	103

6.2.5 Sterowanie procesem spawania	105
7. Przykłady spawania wybranych metali	108
7.1 Laserowe spawanie stali węglowej St3S oraz stali kwasoodpornych	108
7.2 Laserowe spawanie blach ze stali krzemowej	112
7.3 Laserowe spawanie blach ze stopu tytanu i stopów aluminium	114
7.4 Laserowe spawanie miedzi ze stalą	118
7.5 Laserowe spawanie segmentów tarcz tnących	122
7.6 Porównanie	123
8. Podsumowanie	125
9. Literatura	128

1. Wstęp

Lasery używane są do spawania metali od prawie 20 lat. Liczba ich w samym przemyśle samochodowym sięga 6000. Od kilku lat odnotowuje się zwiększone zainteresowanie tą techniką w przemyśle okrętowym. Także w Polsce instaluje się coraz więcej laserowych linii technologicznych. Rosnąca znajomość i popularność techniki spawania laserowego nie idzie niestety w parze ze zrozumieniem fizyki zjawisk zachodzących przy spawaniu laserowym. W odróżnieniu od procesu drążenia czy cięcia (w mniejszym stopniu) do tej pory nie istnieje zweryfikowany eksperymentalnie i szeroko akceptowany model teoretyczny opisujący proces spawania. Jest to związane ze złożonością procesu.

Podczas spawania metali wiązką promieniowania lasera CO₂ o natężeniu mniejszym niż 10 kW/mm² energia wiązki jest pochłaniana na powierzchni metalu, a następnie przekazywana w głąb za pośrednictwem przewodnictwa cieplnego i przepływu stopionego metalu. Ten rodzaj spawania nosi nazwę spawania przewodnościowego. Uzyskiwane spoiny charakteryzują się niekorzystnie małym stosunkiem głębokości do szerokości, w związku z tym spawanie przewodnościowe znajduje zastosowanie niemal wyłącznie do łączenia cienkich blach. Zaletą tego rodzaju spawania jest to, że w związku z brakiem penetracji materiału przez wiązkę laserową w spoinie nie występują pory i pęcherze.

Oddziaływanie wiązki promieniowania o natężeniu przekraczającym 10 kW/mm² z powierzchnią metalu prowadzi do gwałtownego odparowania materiału próbki. Energia odrzutu odparowujących cząstek rozsuwa roztopiony materiał na boki umożliwiając wnikanie wiązki laserowej w głąb materiału. W efekcie w materiale spawanym powstaje cylindryczna kapilara nazywana kanałem parowym (angielska nazwa 'keyhole'). Istnienie kanału parowego umożliwia penetrację materiału przez wiązkę laserową i jest niezbędne dla procesu głębokiego spawania. Efektem takiego spawania są spoiny o małym stosunku szerokości do głębokości. Kanał parowy wypełniony jest zjonizowanymi parami metalu (plazmą) i otoczony przez roztopiony materiał tworzący jeziorko spawalnicze. Ten roztopiony materiał opływa kapilarę i zestala się za nią tworząc spoinę. Niewielka część przetopionego materiału ($\leq 4\%$) ulega odparowaniu.

Głębokie spawanie laserowe obejmuje formowanie się i podtrzymywanie kanału parowego tworzonego wskutek oddziaływania wiązki laserowej na materiał, przekaz energii z wiązki laserowej do pary metalu wypełniającej kanał i do ścianek kanału, przekaz energii z plazmy do ścianek kanału, wypływ powstających w kanale par metalu, przepływy ciekłego

metalu generowane przez ciśnienie ablacyjne i gradienty temperaturowe napięcia powierzchniowego, przewodzenie ciepła oraz jego transport konwekcyjny, przemianę fazową ciec-z-ciało stałe, która decyduje o mechanicznych własnościach spoiny.

Dodatkową komplikację wprowadza burzliwy charakter zachodzących procesów. Dlatego też istniejące modele teoretyczne stosują się jedynie w bardzo ograniczonym zakresie, a otrzymanywane z nich wartości najważniejszych parametrów spoiny jak głębokość penetracji i jej zależność od warunków spawania najczęściej różnią się znacznie od wyników doświadczalnych.

Przedmiotem niniejszej pracy są wybrane aspekty głębokiego spawania dotyczące oddziaływania wiązki lasera CO₂ z kanałem parowym.

Istotny wpływ na warunki spawania ma ogniskowanie wiązki laserowej. Literatura dotycząca wiązek laserowych jest bogata [1-3]. Również w książkach traktujących o zastosowaniach laserów do spawania i cięcia znajdują się rozdziały poświęcone własnościom i ogniskowaniu promieniowania laserowego [4, 5]. Brakuje jednak systematycznego ujęcia własności wiązek z punktu widzenia jakości ogniskowania. Z tego powodu omówiono w pracy te aspekty generacji wiązek laserowych i ich transformacji przez układy optyczne, które są istotne dla późniejszego oddziaływania z metalem.

Informacje na temat geometrii samego kanału parowego i rozkładów temperatury otrzymywane są metodami pośrednimi np. ze zglądów metalograficznych połączeń spawanych [6] uzyskanych w różnych warunkach lub z obliczeń numerycznych [7], choć ostatnio uzyskano jego kształt ze zdjęć rentgenowskich zrobionych w trakcie spawania [8]. Brak jest natomiast prostych modeli pozwalających na obliczanie absorpcji wiązki laserowej w kanale parowym. Przedstawiony w tej pracy program do obliczania absorpcji w kanale pozwala na określenie drogi promienia światła laserowego wewnątrz kapilary parowej, a zatem także na obliczenie części energii, jaka zostaje pochłonięta w wyniku absorpcji Fresnela, części pochłoniętej w plazmie oraz części energii wydostającej się ponownie na zewnątrz.

Pojawiająca się w procesach laserowego spawania plazma ma znaczny wpływ na warunki obróbki. Plazma silnie pochłania promieniowanie laserowe, zmienia kierunek promieni wskutek zmiany współczynnika załamania i tym samym istotnie wpływa na przekaz energii wiązki laserowej do spawanego materiału. Gdy pochłanianie zachodzi nad powierzchnią próbki, efekt jest zazwyczaj niepożądany; plazma osłania materiał przed promieniowaniem lasera. Dodatkowo, wzajemne oddziaływanie między promieniowaniem lasera a plazmą może być przyczyną chaotycznych oscylacji kanału parowego występujących

podczas spawania. W niektórych jednak przypadkach, gdy powierzchnia metalowa odbija silnie podczerwone promieniowanie lasera, obłok plazmowy poprzez własne promieniowanie w zakresie widzialnym i nadfioletowym oraz przewodnictwo cieplne może zapewnić lepsze sprzężenie cieplne między laserem a próbką. W odróżnieniu od plazmy wypełniającej kanał parowy, obłok plazmowy może być stosunkowo łatwo badany eksperymentalnie. Badania przeprowadzane są głównie metodami spektroskopowymi z użyciem wielokanałowych analizatorów widma jak OMA III [9, 10]. Niestety znaczna rozbieżność wyników eksperymentalnych jest niepokojąca. Rozbieżności są nader duże, w literaturze podawane są wartości temperatury obłoku od 6000 K do 18000 K [11]. Jednym z celów tej pracy było wyjaśnienie dlaczego różne temperatury otrzymywane są przez różnych autorów.

Brak pełnego zrozumienia procesu spawania laserowego powoduje, że niezmiernie ważne jest opracowanie zarówno nowoczesnej, skutecznej metody sterowania procesem spawania, jak i kontroli jakości powstającej spoiny już w trakcie procesu spawania. Kluczowym krokiem w opracowaniu takich metod jest uwzględnienie faktu, że proces spawania laserowego jest niestabilny. Niestabilności związane są z oscylacjami kanału parowego i mogą być przyczyną wad spoiny, takich jak odcinki z niepełnym przetopieniem, kawerny, mikropory itp. Spawaniu laserowemu towarzyszy emisja całej gamy sygnałów akustycznych i optycznych, w których zawarta jest olbrzymia ilość informacji o procesie spawania. Zarówno literatura światowa [11] jak i badania prowadzone w Instytucie Podstawowych Problemów Techniki pokazują, że emitowane w trakcie spawania sygnały optyczne i akustyczne odzwierciedlają procesy zachodzące w kanale parowym, a odpowiednia ich interpretacja powinna pozwolić na ocenę jakości spoiny. Wyłowienie istotnych informacji z rejestrowanych sygnałów jest ciągle problemem otwartym. Uważa się, że widmo częstości sygnałów zawiera informacje zarówno o głębokości spoiny jak i o jej jakości. Analiza widmowa (fourierowska) powinna zatem dostarczyć użytecznych informacji o przebiegu procesu spawania. Celem pracy było więc również eksperymentalne zbadanie oscylacji kanału parowego, analiza sygnałów emitowanych w trakcie procesu spawania oraz porównanie uzyskanych wyników z wynikami modelu teoretycznego. Szukano związku między szybkozmiennym sygnałem optycznym i akustycznym rejestrowanym w czasie procesu spawania, jak również między poziomem i częstością oscylacji a jakością uzyskiwanej spoiny w materiale spawanym. Znalezienie takiego związku pozwalałoby na wykorzystanie wyników badań do monitorowania procesu spawania i kontroli procesu w trakcie jego przebiegu (on-line).

2. Lasery technologiczne i charakterystyki promieniowania laserowego.

2.1 Zasada działania laserów.

Charakterystyki promieniowania laserowego określone są przez procesy fizyczne leżące u podstaw działania laserów. Zasady działania laserów są znane od ponad ćwierćwiecza i przedstawione w wielu dostępnych podręcznikach, na przykład w [3], [12]. Także w cytowanych już we wstępie podręcznikach [4, 5] dotyczących laserowej obróbki materiałów obszerne rozdziały poświęcono laserom i ich zasadom działania. Dlatego w tym miejscu zasady te opisane zostaną skrótowo, jedynie w stopniu niezbędnym do wyjaśnienia charakterystyk promieniowania laserowego istotnych z punktu widzenia obróbki materiałów.

Podstawą działania laserów jest zjawisko wymuszonej emisji promieniowania elektromagnetycznego. Kwantowy układ fizyczny (zazwyczaj jest to atom lub molekula) znajdujący się w wysokim stanie wzbudzonej o energii E_2 może przechodząc do stanu niższego o energii E_1 wyemitować kwant promieniowania elektromagnetycznego o energii równej różnicy energii obu stanów $E_2 - E_1$. Muszą być przy tym spełnione pewne dodatkowe warunki nazywane kwantowymi regułami wyboru. Częstota ν i długość fali λ emitowanego promieniowania określone są znanymi wzorami:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (2.1)$$

gdzie $c = 3 \cdot 10^8$ m/s - prędkość światła, $h = 6.624 \cdot 10^{-34}$ J·s - stała Plancka.

Emisja może zajść spontanicznie lub być wymuszona przez padające promieniowanie o identycznej długości fali. W przypadku emisji wymuszonej faza, polaryzacja i kierunek promieniowania wymuszonego są identyczne jak wymuszającego. Następuje więc wzmocnienie promieniowania i przejście układu do stanu niższego. Gdy układ będzie znajdował się w stanie dolnym, padające promieniowanie zostanie pochłonięte, a układ przejdzie do stanu wyższego.

Ośrodek stały, ciekły lub gazowy może być zdolny do wzmacniania światła na drodze emisji wymuszonej, o ile dzięki odpowiedniemu pobudzeniu zostanie „napompowany”. Oznacza to uzyskanie inwersji obsadzeń wybranej pary poziomów lub pasm energetycznych,

gdy obsadzenie górnego poziomu będzie większe niż dolnego oraz, co za tym idzie, liczba przejść promienistych związanych z emisją wymuszoną będzie większa od związanych z absorpcją. Taki stan ośrodka jest daleki od równowagi termodynamicznej i jego utrzymanie wymaga funkcjonowania zasilanych z zewnątrz wydajnych procesów przekazywania energii, nie tylko napędzających poziom górny ale także opróżniających poziom dolny. W praktyce, często ten ostatni warunek stanowi ograniczenie uniemożliwiające uzyskanie dużej mocy promieniowania generowanego przez laser. W celu ominięcia tego ograniczenia konstruowane są lasery przepływowe, w których do obszaru generacji dostarczany jest stale nowy ośrodek laserujący.

Drugim ograniczeniem mocy osiąganych przez lasery jest niewielka sprawność przemiany energii „pompy” na energię promieniowania lasera. Tylko część energii pompowania staje się energią wzbudzenia górnego poziomu laserowego. Następuje także utrata części wzbudzeń na skutek przejść bezpromienistych tzn. zderzeń. Zatem tylko niewielka część energii dostarczanej do ośrodka laserującego opuszcza go w postaci promieniowania laserowego, sprawności poniżej 10% należą do reguły. Pozostała część energii pozostaje w ośrodku w postaci ciepła i musi być odprowadzana na zewnątrz. W przypadku laserów na ciałach stałych, w których niemożliwa jest ciągła wymiana ośrodka, zdolność do odprowadzania ciepła stanowi ograniczenie osiąganych mocy. Z reguł mechaniki kwantowej wynika, że dla danego przejścia promienistego stosunek współczynnika emisji wymuszonej do współczynnika emisji spontanicznej jest proporcjonalny do trzeciej potęgi długości fali, por. np. [12] str.15. Zatem współczynniki emisji wymuszonej są większe w zakresie fal dłuższych. Z tego powodu uzyskanie wysokiej sprawności i dużych mocy wyjściowych jest łatwiejsze w podczerwonej części widma.

Aby przekształcić wzmacniacz, jakim jest napompowany ośrodek, w generator światła, potrzebny jest obwód sprzężenia zwrotnego. W laserach zapewnia je rezonator optyczny czyli układ dwu lub więcej zwierciadeł zwracających promieniowanie wzdłuż wyróżnionego kierunku. W celu wyprowadzenia części promieniowania na zewnątrz stosowane są różne metody. Na ogół jedno ze zwierciadeł końcowych jest półprzepuszczalne. Wartość współczynnika transmisji zwierciadła wyjściowego określona jest przez wymaganą wielkość sprzężenia zwrotnego i zależy od wielkości wzmocnienia ośrodka laserującego. W laserach CO₂ o dużej mocy przekraczającej 10 kW, okienka i zwierciadła półprzepuszczalne uległyby zniszczeniu, z tego powodu w zakresie dużych mocy stosowane są niemal wyłącznie zwierciadła metalowe. Wyprowadzenie wiązki na zewnątrz umożliwia odpowiednia

konfiguracja zwierciadeł rezonatora (rezonator niestabilny), dzięki której promieniowanie po serii odbić wewnątrz rezonatora wydostaje się na zewnątrz np. przez otwór w zwierciadle wyjściowym. Oddzielenie wnętrza lasera od atmosfery zapewniają tzw. okna gazowe, utworzone przez system nadmuchów gazu i pomp próżniowych.

2.2 Długość fali i moc promieniowania laserów technologicznych

Długość fali promieniowania laserowego zależy od ośrodka laserującego. Jeżeli w ośrodku przy danym sposobie pobudzania występuje więcej przejść, na których możliwa jest akcja laserowa, z reguły wybiera się jedno z nich stosując w rezonatorze elementy optyczne o własnościach selektywnych: pryzmaty, siatki dyfrakcyjne lub wielowarstwowe zwierciadła. Do tej pory odkryto dziesiątki tysięcy przejść laserowych w wielu ośrodkach przy rozmaitych sposobach pompowania. Skonstruowano setki typów laserów mających ważne zastosowania w technice i badaniach naukowych, jednakże w dziedzinie laserowej obróbki materiałów konstrukcyjnych, ze względu na możliwość uzyskania dostatecznie dużych mocy, stosowane są niemal wyłącznie gazowe lasery molekularne CO₂ oraz lasery neodymowe.

Moc ponad 1 kW przy pracy ciągłej i sprawności przekraczającej 20% osiągają najczęściej stosowane w przemyśle gazowe lasery molekularne CO₂ generujące promieniowanie o długości fali 10.6 μm czyli w dalekiej podczerwieni. Produkowane są seryjnie i dostępne w handlu lasery o mocach od kilku watów do kilkudziesięciu kilowatów. Lasery CO₂ o małych mocach od kilkunastu do około 200 W wykorzystywane są do znakowania powierzchni i cięcia materiałów niemetalicznych oraz do cięcia w asyście tlenu blach stalowych o małych grubościach. Do spawania metali niezbędne jest moc przekraczająca 1000 W i, w zależności od rodzaju i grubości spawanego metalu, stosowane są lasery CO₂ o mocach od kilku do kilkudziesięciu kilowatów. Z podanych wyżej powodów są to lasery z szybkim przepływem gazu laserującego. Pobudzane są wyładowaniem elektrycznym a mieszanka gazowa o dobranym składzie zawierająca oprócz dwutlenku węgla także azot i hel zapewnia przekaz energii do właściwych poziomów energetycznych molekuly CO₂.

Poważnym utrudnieniem w przemysłowych zastosowaniach laserów na dwutlenku węgla jest duża długość fali. Do tej pory nie znane są materiały optyczne, z których można by wykonać giętkie światłowody do przesyłania dużych mocy w zakresie dalekiej podczerwieni. Od lasera do stanowiska roboczego wiązka promieniowania musi być prowadzona za pomocą

zwierciadeł. Jest to źródłem wielu trudności technicznych. Drugim negatywnym skutkiem dużej długości fali promieniowania lasera CO₂ jest jego słabe pochłanianie przez metale oraz duże współczynniki pochłaniania przez plazmę. Zagadnienie to zostało omówione w części 3 pracy.

Dzięki osiągnięciom fizyki ciała stałego coraz powszechniej używane są w przemyśle lasery, których ośrodkiem laserującym jest szkło neodymowe lub kryształy Nd:YAG (granat itrowo-glinowy domieszkowany Nd³⁺). Lasery takie generują promieniowanie o długości fali około 1.06 μm leżące w bliskiej podczerwieni. Lasery neodymowe pompowane są optycznie światłem lamp wyładowczych (a ostatnio także światłem półprzewodnikowych diod laserowych) i w zależności od charakterystyki czasowej pobudzenia mogą pracować w sposób ciągły lub pulsacyjnie. Osiągane moce przy pracy ciągłej w najnowszych konstrukcjach osiągają kilka kW a sprawność jest mniejsza od 10%, jednakże dzięki postępom technologii z roku na rok wzrastają moce maksymalne dostępnych w handlu laserów neodymowych. Możliwość stosowania giętkich światłowodów oraz, w porównaniu z laserami CO₂, większe pochłanianie i możliwość lepszego ogniskowania sprawiają, że lasery neodymowe stają się atrakcyjnym narzędziem do obróbki materiałów. Wadą laserów neodymowych jest ich praca wielomodowa i co za tym idzie duża wartość względnego rozmiaru wiązki $M^2 \approx 100$ uniemożliwiająca dobre ogniskowanie wiązki. Zagadnienie to zostanie szerzej omówione w części 2.5.

2.3 Polaryzacja promieniowania lasera

Elementy optyczne znajdujące się wewnątrz rezonatora lasera, jak okienka, zwrotnice lub same zwierciadła rezonatora, mogą uprzywilejowywać określoną płaszczyznę drgań wektora elektrycznego fali elektromagnetycznej. Wiązka generowana przez laser z takim rezonatorem będzie spolaryzowana liniowo. W przeciwnym wypadku płaszczyzna polaryzacji nie jest określona i polaryzacja promieniowania może zmieniać się losowo w czasie. Jest to niewskazane gdyż, jak opisano w części poświęconej pochłanianiu promieniowania, pochłanianie promieniowania elektromagnetycznego przez metale istotnie zależy od jego polaryzacji. W nowoczesnych laserach technologicznych dąży się więc do ustalenia płaszczyzny polaryzacji i ich promieniowanie z reguły jest spolaryzowane liniowo. Uniknięcie wpływu polaryzacji jest możliwe dzięki umieszczeniu na drodze wiązki układu zawierającego ćwierćfalówkę lub dwie półćwierćfalówki zamieniające polaryzację liniową na kołową. Innym

postępowaniem jest wykorzystanie zależności pochłaniania od polaryzacji w celu polepszenia pochłaniania. Wymaga to jednak zainstalowania złożonego układu utrzymującego optymalną orientację płaszczyzny polaryzacji podczas wzajemnych przemieszczeń wiązki i naświetlanej próbki.

2.4 Struktura przestrzenna promieniowania lasera

Struktura przestrzenna promieniowania laserowego związana jest z obecnością rezonatora powodującego powstanie układu fal stojących - tylko te pola są wzmacniane, które są w rezonansie. Rezonansowe rozkłady pól nazywane są modami. Po pierwsze należy wyróżnić układ modów podłużnych związany z liczbą całkowitych połówek fali mieszczących się na długości rezonatora. Dla rezonatora o wymiarach rzędu metra liczba ta jest bardzo duża, rzędu 10^6 i mody podłużne tworzą niemal ciągłą strukturę, po za wyjątkowymi przypadkami niedostrzegalną. Układ modów poprzecznych jest bardziej skomplikowany i ma duży wpływ na zastosowania laserów. Mody poprzeczne wyznaczone po raz pierwszy przez Foa i Li [6] opisane są również w cytowanych podręcznikach [3, 5] i [12] oraz szczegółowo w pracach [1, 2, 14, 15]. W ogólnym przypadku rozkłady amplitudy i fazy pola elektromagnetycznego opisane są przez rozwiązania równania falowego. W układzie współrzędnych kartezjańskich każda ze składowych pola spełnia jednowymiarowe równanie falowe, które w przypadku ustalonej długości fali (ustalony mod podłużny) redukuje się do równania Helmholtza

$$\nabla^2 u(x, y, z) + k^2 u(x, y, z) = 0, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.2)$$

gdzie k jest długością wektora falowego natomiast $u(x, y, z)$ jest dowolną składową pola elektromagnetycznego. Dokładnych rozwiązań dla konkretnego rezonatora poszukuje się zazwyczaj korzystając z równania całkowego. Jeżeli na jednym ze zwierciadeł jest zadany pewien rozkład pola $u(P)$, to można wyznaczyć rozkład $u(Q)$ na drugim zwierciadle

$$u(Q) = \iint_S u(P) K(P, Q) dS \quad (2.3)$$

gdzie całkowanie przebiega po punktach P leżących na pierwszym zwierciadle a jądro równania całkowego $K(P, Q)$ opisuje zmianę amplitudy i fazy zaburzenia docierającego od

punktu P do Q . Powszechnie stosowane wyrażenie wynikające z zasady Huygensa-Fresnela ma postać (Fox i Li [13])

$$K(P, Q) = \text{const} \frac{\exp(ikr)}{r} \quad (2.4)$$

gdzie r jest odległością między punktami P i Q . Powtarzając tę operację w stosunku do rozkładu na drugim zwierciadle powinniśmy otrzymać ponownie rozkład $u(P)$ na pierwszym (w ogólności z dokładnością do czynnika stałego). Jeżeli rozkład początkowy był zadany w sposób dowolny, to wielokrotna iteracja doprowadza do pewnych rozkładów, które nie ulegają już zmianom w dalszym procesie iteracyjnym. Rozkłady te są więc funkcjami własnymi układu równań całkowych. Właśnie te funkcje własne nazywane są modami. W przypadku rezonatora symetrycznego funkcje na obu zwierciadłach są z dokładnością do czynnika stałego identyczne i wystarcza jedno równanie. Rozwiązania otrzymanych równań całkowych muszą być wyznaczane numerycznie. Przy pewnych założeniach ograniczających możliwe jest jednak uzyskanie analitycznych przybliżeń dla funkcji rozkładu pola w modach poprzecznych bezpośrednio z równania różniczkowego. Ponieważ przybliżenia te stanowią użyteczne narzędzie matematyczne optyki laserów zostaną one przedstawione bardziej szczegółowo. Dowolną składową pola można przedstawić w postaci

$$u(x, y, z) = F(x, y, z) \exp(-ikz) \quad (2.5)$$

gdzie F jest amplitudą, z założenia zmieniającą się wzdłuż osi OZ znacznie wolniej niż wydzielony wykładniczy czynnik fazowy. Przyjmujemy, że pole skoncentrowane jest wokół osi OZ układu współrzędnych kartezjańskich - pomijany jest wpływ skończonych rozmiarów zwierciadeł, soczewek i innych apertur ograniczających rzeczywistą wiązkę. Podstawiając $u(x, y, z)$ do równania Helmholtza w postaci (2.5) możemy, dzięki poczynionemu założeniu o powolności zmian F w funkcji z , pominąć drugą pochodną F po z . Otrzymujemy przybliżone równanie paraboliczne [1, 14] na amplitudę F

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (2.6)$$

Rozwiązaniami tego równania są kombinacje wielomianów Hermite'a stopni m , n i funkcji Gaussa. Ponieważ natężenia pola elektrycznego i magnetycznego są prostopadłe do kierunku propagacji przyjęto oznaczenia modów jako TEM_{mn} . Przykładowo, rozkład natężenia pola elektrycznego modu TEM_{mn} jest opisany funkcją

$$E_{mn}(x, y, z) = E_{mn}^o \frac{w_o}{w} H_m(\sqrt{2} \frac{x}{w}) H_n(\sqrt{2} \frac{y}{w}) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} - i\Phi\right) \quad (2.7)$$

gdzie E_{mn}^o jest stałą amplitudą a H_m i H_n wielomianami Hermite'a stopnia m i n .

Faza Φ wiązki jest równa:

$$\Phi(x, y, z) = kz - \frac{k(x^2 + y^2)}{2R} - (1 + m + n) \arctg \frac{z}{z_o} \quad (2.8)$$

natomiast promień krzywizny frontu falowego

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_o^2}{z^2}\right). \quad (2.9)$$

Parametr w określający rozmiary poprzeczne jest funkcją z

$$w^2(z) = w_o^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_o^2}\right) \quad (2.10)$$

Minimalny rozmiar wiązki w_o występuje w miejscu $z = 0$, nazywanym przewężeniem (Rys.2.1).

Wielkość w_o i tzw. długość Rayleigh'a z_o (w literaturze spotykana jest także wielkość równa $2z_o$ nazywana parametrem konfokalnym) związane są równaniem

$$z_o = \frac{\pi w_o^2}{\lambda} \quad (2.11)$$

Zależność $w(z)$ jest hiperbolą. W polu dalekim gdzie $z^2 \gg z_o^2$, funkcja $w(z)$ zbliża się do swojej asymptoty i użyteczne jest pojęcie kąta (połówkowego) rozbieżności wiązki θ_o

$$\theta_o = \frac{w_o}{z_o} \quad w(z) \cong \theta_o z \quad (2.12)$$

Iloczyn kąta rozbieżności wiązki i jej promienia przewężenia zależy tylko od długości fali

$$w_o \cdot \theta_o = \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.13)$$

a więc nie ulega zmianom przy transformacji wiązki przez układy optyczne.

Gdy rezonator ma obrotową oś symetrii (przyjmujemy, że jest to oś OZ układu współrzędnych) oraz zwierciadła o nieograniczonej średnicy, przestrzenny rozkład amplitudy pola elektrycznego promieniowania lasera w modzie poprzecznym TEM_{ps} jest opisany w przybliżeniu funkcją Gaussa-Laguerre'a [1, 2, 14]:

$$E_{ps}(r, z, \vartheta) = E_{ps}^0 \frac{w_0}{w} \left(\sqrt{2} \frac{r}{w} \right)^{2s} L_p^s \left(2 \frac{r^2}{w^2} \right) \cos(s\vartheta) \exp \left(-\frac{r^2}{w^2} - i\Phi \right) \quad (2.16)$$

$$\Phi = kz - \frac{kr^2}{2R} - (1 + 2p + s) \operatorname{arctg} \frac{z}{z_0} \quad (2.17)$$

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad \vartheta = \operatorname{arctg} \frac{y}{x} \quad (2.18)$$

Stowarzyszone wielomiany Laguerre'a dla najniższych rzędów mają postać:

$$\begin{aligned} L_0^s(v) &= 1, \\ L_1^s(v) &= s + 1 - v \\ L_2^s(v) &= \frac{1}{2}(s+1)(s+2) - (s+2)v + \frac{1}{2}v^2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Bezpośrednim rachunkiem można sprawdzić, że mody osiowo-symetryczne (nazywane czasami modami Laguerre'a) nie są nowymi rozwiązaniami równania (2.6) lecz liniowymi kombinacjami modów prostokątnych opisanych funkcjami Gaussa-Hermite'a. Spełnienie warunku $m + n = 2p + s$ zapewnia równość faz składników. Na przykład osiowo-symetryczny mod TEM_{10} ($p=1, s=0$) jest kombinacją liniową dwu modów prostokątnych o równych amplitudach oraz indeksach TEM_{20} ($m=2, n=0$) i TEM_{02} ($m=0, n=2$). W praktyce fakt złożoności modów osiowo-symetrycznych przejawia się w przypadku naruszenia osiowej symetrii rezonatora.

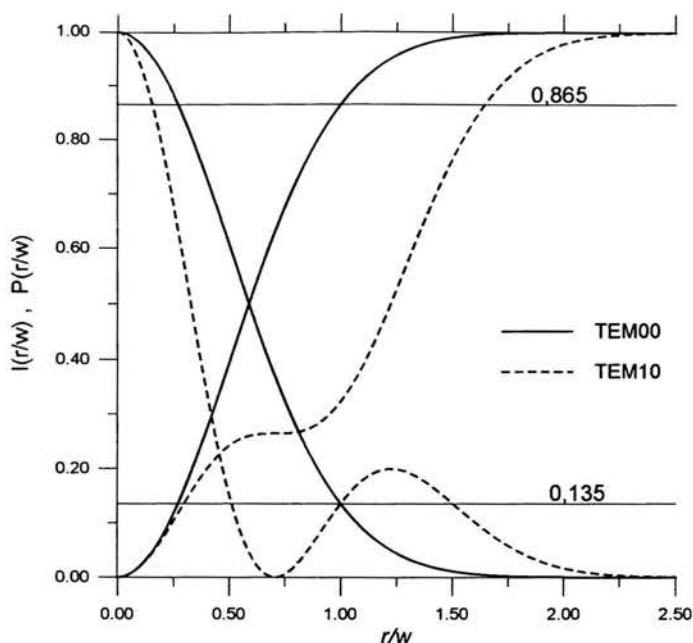
Pole wyższych modów, podobnie jak pole modu podstawowego teoretycznie nie ma ograniczenia w kierunku prostopadłym do osi wiązki. Jednakże w praktyce amplituda przy oddalaniu się od osi wiązki maleje dosyć szybko i możliwe jest wprowadzenie dla celów praktycznych umownego określenia średnicy wiązki także o modach wyższych niż podstawowy oraz wielomodowej. Najczęściej w literaturze spotykana jest definicja amplitudowa, to znaczy za promień wiązki przyjmuje się taką odległość od osi, przy której natężenie (czyli kwadrat modułu amplitudy) spada do pewnego umownego poziomu, na ogół do wartości $e^{-2} \cong 0.135$ wartości maksymalnej. Mimo znacznego upowszechnienia powyższa definicja ma wiele wad utrudniających jej stosowanie w praktyce. Po pierwsze, pola wiązek

wyższych modów posiadają szereg maksimów i minimów utrudniających jednoznaczne określenie maksymalnego natężenia odniesienia oraz miejsca, gdzie zachodzi spadek do zadanej wartości. Po drugie, pola te zależą także od kąta, co dodatkowo komplikuje określenie rozmiarów. Po trzecie, przy pracy wielomodowej lasera możliwa jest taka sytuacja, gdy wysokie centralne maksimum jest otoczone rozległym obszarem o stosunkowo niewielkim natężeniu. Powyższe kryterium błędnie wykaże rozmiar centralnego maksimum jako rozmiar wiązki ignorując obszar, w którym zawarta być może większość energii wiązki. Także praktyczny pomiar rozmiarów wiązki zdefiniowanych w ten sposób jest kłopotliwy gdyż wymaga pomiaru rozkładu natężenia w wiązce. Metoda uproszczona polegająca na wyznaczeniu rozmiarów śladu pozostawionego przez wiązkę na materiale wrażliwym na ciepło jest zbyt niedokładna aby mogła służyć np. do wyznaczenia rozbieżności wiązki - występujące błędy systematyczne powodują zaniżanie rozbieżności.

Powyższych wad nie posiada definicja energetyczna oparta na mocy wiązki - wielkością odniesienia jest powierzchniowa całka z natężenia czyli moc zawarta wewnątrz koła o promieniu r

$$P(r) = \int_0^{2\pi} d\vartheta \int_0^r dr r I(r, \vartheta) \quad (2.20)$$

Jak łatwo sprawdzić funkcja $P(r)$ rośnie monotonicznie. Jako średnicę wiązki przyjmuje się średnicę koła, wewnątrz którego zawarty jest zadany ułamek mocy całkowitej. Dla wartości $1 - e^{-2} \cong 0.865$ w przypadku gaussowskiej wiązki modu podstawowego obie definicje są równoważne. Także dla wiązek wielomodowych o nieznanym składzie modowym możliwe jest eksperymentalne określenie względnego rozmiaru wiązki M . Do pomiaru wykorzystywany jest standardowy miernik mocy lasera wraz z zestawem diafragm z kołowymi otworami o różnych średnicach. Przykładowe rozkłady natężenia i mocy wiązki oraz określenie promienia dwoma metodami dla modu podstawowego oraz osiowo-symetrycznego modu TEM_{10} przedstawiono na Rys.2.2. Dla modu podstawowego z definicji jest $M = 1$ natomiast dla modu TEM_{10} w zależności od sposobu określenia $M = 1.502$ lub 1.645 .



Rys.2.2 Dwa sposoby określenia względnego promienia wiązki M .

Względne rozmiary M kilku najniższych modów obliczone metodą energetyczną przedstawiono w tabeli 2.1. Mody TEM_{0s}^* są posiadającymi pełną symetrię osiową kombinacjami dwu wzajemnie prostopadłych modów Laguerre'a TEM_{0s} .

Tabela 2.1

mod	TEM_{00}	TEM_{01}^*	TEM_{02}^*	TEM_{10}	TEM_{20}	TEM_{30}	TEM_{40}	TEM_{50}
M	1.	1.562	1.931	1.645	2.116	2.507	2.848	3.155

Łatwo stwierdzić, że niezależnie od sposobu określenia rozmiary poprzeczne wiązki rosną ze wzrostem indeksów modu p i s . Średnice wiązek pozostają proporcjonalne do średnicy modu podstawowego $2w$, gdzie współczynnik proporcjonalności M jest rosnącą funkcją p , s . Zatem średnica i rozbieżność wiązki laserowej są równe

$$d(z) = 2Mw(z) \quad (2.21)$$

$$2\theta = 2M\theta_0 \quad (2.22)$$

Ponieważ rozmiary poprzeczne rosną ze wzrostem indeksu modu, wynikające stąd duże straty energii wysokich modów sprawiają, że w realnym rezonatorze o skończonej średnicy zwierciadeł wzbudzić się mogą tylko najniższe mody a w szczególności mod podstawowy TEM_{00} o rozkładzie amplitudy opisanym funkcją Gaussa. O ile nie zostaną podjęte specjalne środki mające na celu selekcję modów, promieniowanie silnie pompowanych laserów technologicznych jest mieszaniną kilku modów niskich rzędów. Względny udział poszczególnych modów zależy od rozmiarów zwierciadeł i stosunku ich promieni krzywizny do długości rezonatora (tym większa jest przewaga modu podstawowego im bardziej płaskie zwierciadła) oraz transmisji zwierciadła wyjściowego. Czasami wewnątrz rezonatora umieszczany jest tzw. selektor modów - diafragma zwiększająca straty wyższych modów i tym samym uniemożliwiająca ich generację. Powoduje to jednak zmniejszenie całkowitej mocy wyjściowej lasera.

2.5 Ogniskowanie promieniowania laserowego

Wiązka promieniowania opuszczająca rezonator charakteryzuje się strukturą modową identyczną z promieniowaniem wewnątrz rezonatora. Także propagacja wiązki w przestrzeni nie zmienia jej składu modowego. Wiązka laserowa o zadanej długości fali określona jest całkowicie gdy znane są:

- położenie przewężenia,
- średnica przewężenia lub długość Rayleigh'a (parametr konfokalny),
- skład modowy wiązki czyli indeksy modów (m, n) lub (p, s) oraz odpowiadające im udziały energii modów o różnych indeksach. W praktyce ten warunek bywa niemożliwy do spełnienia i znany jest jedynie wypadkowy względny rozmiar wiązki M . Czasami w literaturze spotykany jest współczynnik jakości wiązki równy $K = M^{-2}$.

Gdy do formowania wiązki użyta jest zwykła soczewka o niezbyt krótkiej ogniskowej (tzn. $f/D \geq 1$), rozkład gęstości promieniowania na nasświetlanej powierzchni jest obrazem struktury modowej wiązki - jak wynika ze wzorów (2.7) i (2.16) rozkład natężenia w funkcji r jest podobny dla różnych z . Obrazem wiązki jest podobna wiązka o zmienionych wartościach parametru konfokalnego i położenia przewężenia (nie musi leżeć ono w przestrzeni obrazu). Należy mieć na uwadze, że w przypadku wiązek światła laserowego nie można pominąć efektów falowej natury światła i posługiwanie się optyką geometryczną może prowadzić do błędnych wniosków, na przykład sugeruje możliwość doskonałego ogniskowania za pomocą

soczewki bezaberracyjnej. Tymczasem dla realnych wiązek obowiązuje następujący, analogiczny do (2.13) warunek :

$$d_o 2\theta = \frac{\lambda}{\pi} 4M^2 \quad (2.23)$$

gdzie d_o , θ są odpowiednio minimalną średnicą wiązki w przewężeniu i kątem rozbieżności wiązki w polu dalekim od przewężenia natomiast λ jest długością fali. Wyrażenie po lewej stronie jest zatem niezmiennikiem wiązki laserowej, to znaczy nie ulega zmianie przy transformacjach wiązki przez układy optyczne - uzyskaniu małej średnicy wiązki w przewężeniu towarzyszy duża jej rozbieżność i odwrotnie.

Zaprezentowany powyżej model wiązek gaussowskich wykorzystujący rozwiązania przybliżonego równania parabolicznego oferuje użyteczne narzędzie do wyznaczania parametrów wiązek laserowych generowanych przez lasery o zadanych parametrach rezonatora oraz wiązek po transformacji przez różne układy optyczne. Propagacja promieniowania w przestrzeni opisana jest przez odpowiednią zmianę współrzędnej z we wzorach (2.7) lub (2.16) natomiast transformacji przez zwierciadło lub soczewkę cienką o ogniskowej f odpowiada zmiana promienia krzywizny frontu falowego R zgodnie ze wzorem

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \quad (2.24)$$

bez zmiany rozmiarów poprzecznych wiązki. Otrzymujemy wiązkę przetransformowaną o nowym położeniu i średnicy przewężenia. Pewne ułatwienie obliczeń jest możliwe dzięki wprowadzeniu zespolonego parametru wiązki q .

$$q(z) = a + z + iz_o \quad (2.25)$$

gdzie z_o jest, jak poprzednio długością Rayleigh'a. Część rzeczywista określa położenie przewężenia, które znajduje się w $a + z = 0$ (współrzędna z jest mierzona w kierunku propagacji od ostatniego elementu optycznego), natomiast część urojona na mocy równania (2.11) jego rozmiar. Ponieważ, jak można sprawdzić bezpośrednim rachunkiem

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (2.26)$$

śluszne jest analogiczne do (2.24) równanie

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (2.27)$$

opisujące łącznie z równaniem (2.25) zmianę parametrów wiązki podczas jej transformacji przez układy optyczne.

Dla określenia warunków spawania najistotniejsze jest wyznaczenie rozmiaru ogniska. W przypadku, gdy wiązka o stosunkowo dużej średnicy i małej rozbieżności jest ogniskowana przez pojedynczą soczewkę lub zwierciadło możliwe jest oszacowanie średnicy ogniska bezpośrednio z równania (2.23) przyjmując rozbieżność wiązki zogniskowanej przez soczewkę równą

$$2\theta = \frac{D}{f} \quad (2.28)$$

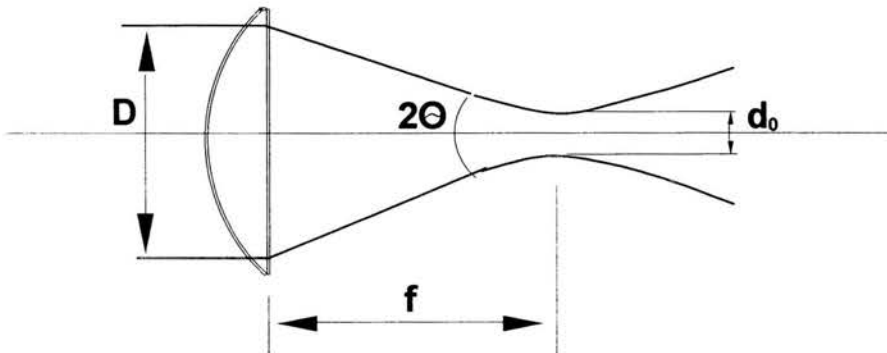
gdzie D jest średnicą wiązki na soczewce a f ogniskową soczewki (Rys.2.3). Tak obliczona średnica ogniska d_o jest równa

$$d_o = 2Mw_o = \frac{4\lambda}{\pi} M^2 \frac{f}{D} \quad (2.29)$$

Identyczną zależność można otrzymać dokonując odpowiednich przekształceń wzorów (2.21), (2.10) i (2.11) przy założeniu, że $D \gg d_o$.

Wyrażając średnicę wiązki na soczewce D przez rozbieżność θ_{pad} wiązki padającej na soczewkę (zakładamy, że średnica wiązki na soczewce jest tylko nieznacznie większa od średnicy wiązki padającej w jej przewężeniu) otrzymujemy prostą zależność

$$d_o \leq f 2\theta_{pad} \quad (2.30)$$



Rys.2.3. Ogniskowanie wiązki laserowej soczewką

Oprócz średnicy ogniska istotnym parametrem określającym warunki spawania jest długość ogniska, czasem nazywana też „głębią ostrości”. Wyznacza ona długość, na której następuje zwiększenie średnicy wiązki lub zmniejszenie jej natężenia o zadaną wartość. Zgodnie z wzorem (2.10) oddalenie się od ogniska o wartość $z = \pm z_o$ skutkuje dwukrotnym wzrostem pola przekroju wiązki i spadkiem jej natężenia do połowy. Długość ogniska L_f może być określona zatem jako

$$L_f = 2z_o = d_o \frac{f}{D} \quad (2.31)$$

Długość ogniska nie może być kształtowana niezależnie od jego średnicy.

Ze wzoru (2.29) wynika, że najmniejszą średnicę ogniska uzyskujemy ogniskując gaussowską wiązkę modu podstawowego. Dla wszystkich innych średnica jest większa M^2 krotnie, zatem z punktu widzenia jakości ogniskowania najkorzystniejsza jest jednomodowa praca lasera. Jak już jednakże wspomniano, wymaganie to stoi w sprzeczności z osiągnięciem maksymalnie dużej mocy wyjściowej lasera. W praktyce więc stosowane są rozwiązania kompromisowe i promieniowanie lasera jest mieszaniną kilku niskich modów - zazwyczaj tym więcej modów jest wzbudzanych im większa jest moc wyjściowa lasera.

Istotnym źródłem pogorszenia jakości ogniskowania mogą być wady układu optycznego prowadzącego i ogniskującego wiązkę oraz błędy zestrojenia rezonatora lasera. W przypadku, gdy element ogniskujący obciążony jest aberracją sferyczną do obliczonej średnicy należy dodać

$$d_A = m \frac{D^3}{f^2} \quad (2.32)$$

gdzie czynnik liczbowy m zależy od współczynnika załamania i rodzaju soczewki. Dane dla długości fali 10,6 μm według katalogu producenta [16] przytoczono w tabeli 2.2.

Tabela 2.2

Materiał	współczynnik załamania	wklęsło-wypukła $m =$	płasko-wypukła $m =$
ZnSe	2,4028	0,0187	0,0286
GaAs	3,2743	0,0114	0,0289
Ge	4,0028	0,0087	0,0295
CdTe	2,6739	0,0155	0,0284

Dla zwierciadła sferycznego $m = 0,0315$, a dla zwierciadła parabolicznego $m = 0$. Z porównania powyższych wzorów wynika, że dla danej średnicy wiązki istnieje optymalna wartość ogniskowej, dla której suma wyrażen (2.29) i (2.32) jest minimalna. Tak dobrane soczewki stosuje się do cięcia, natomiast do spawania stosowane są ogniskowe dłuższe od optymalnych, ze względu na konieczność uchronienia elementów optycznych od działania par i kropli wrzącego metalu. Przy mocach przekraczających 2 kW stosowane są głównie głowice zwierciadlane o długich ogniskowych. Aberracja sferyczna wprowadza więc stosunkowo niewielkie pogorszenie jakości ogniskowania.

Niedocenianą przyczyną znacznego pogorszenia jakości ogniskowania może być astygmatyzm wiązki laserowej spowodowany bądź nieprawidłowym zestrojeniem rezonatora lasera, bądź deformacjami zwierciadeł prowadzących wiązkę. Nieprawidłowy montaż zwierciadła w oprawie może stać się przyczyną jego deformacji. Zanieczyszczenie powierzchni zwierciadła prowadzi do jego nierównomiernego nagrzewania a w konsekwencji do deformacji. Kształt zwierciadła zależny jest od mocy i czasu pracy i zmienia się w czasie w sposób trudny do przewidzenia co utrudnia wykrycie przyczyny zaburzeń.

Przedstawione powyżej opis wiązki laserowej za pomocą zespolonego parametru wiązki $q(z)$ może z powodzeniem posłużyć do opisu wiązek astygmatycznych. Równanie paraboliczne (2.6) ma również rozwiązania nie posiadające symetrii kołowej. Najprostsza jest rodzina takich rozwiązań, dla których zamiast jednego zespolonego parametru wiązki są dwa różne, opisujące zmiany natężenia w kierunkach osi x i y .

$$q_x(z) = \alpha_x + z + iz_{ox} \quad (2.33 \text{ a})$$

$$q_y(z) = \alpha_y + z + iz_{oy} \quad (2.33 \text{ b})$$

Także rozmiar i położenie przewężenia wiązki będą więc różne. Rozkład natężenia w modzie prostokątnym TEM_{mn} zamiast (2.7) opisany będzie równaniem

$$E_{mn}(x, y, z) = E_{mn}^o \sqrt{\frac{w_{\alpha x} w_{\alpha y}}{w_x w_y}} H_m\left(\sqrt{2} \frac{x}{w_x}\right) H_n\left(\sqrt{2} \frac{y}{w_y}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2} - i\Phi_x - i\Phi_y\right) \quad (2.34)$$

gdzie

$$w_x^2 = w_{\alpha x}^2 \left(1 + \frac{(\alpha_x + z)^2}{z_{\alpha x}^2}\right) \quad (2.35 a)$$

$$w_y^2 = w_{\alpha y}^2 \left(1 + \frac{(\alpha_y + z)^2}{z_{\alpha y}^2}\right) \quad (2.35 b)$$

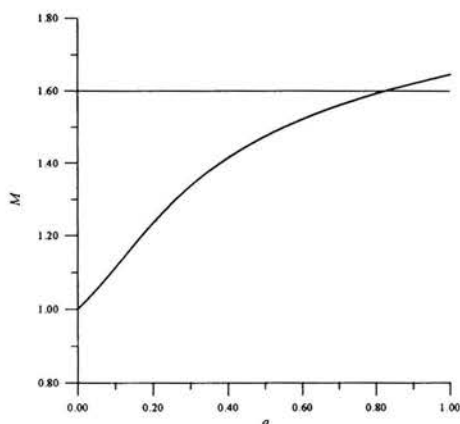
W szczególności, przekrój wiązki modu podstawowego dla dowolnego z jest eliptyczny o półosiach równych w_x i w_y . Stosunek długości półosi zależy od z . Zamiast pojedynczego dobrze zdefiniowanego ogniska ogniskowanie takiej wiązki prowadzi do powstania dwu ognisk rozsuniętych w przestrzeni na odległość $|\alpha_x - \alpha_y|$ i zmniejszenia osiąganej maksymalnej gęstości mocy.

W analizach teoretycznych rozważana jest niemal wyłącznie gaussowska wiązka modu podstawowego TEM_{00} . W praktyce, stosowane do spawania lasery CO_2 zainstalowane w różnych ośrodkach różnią się składem modowym promieniowania tak, że nawet wyniki uzyskiwane przy tej samej mocy i ogniskowej mogą się istotnie różnić. Badania przeprowadzone w Instytucie Fraunhofera (Aachen, Niemcy) [17] pokazały wpływ modowości lasera na uzyskiwane wyniki spawania. W badaniach wykorzystano typowy przemysłowy laser CO_2 o mocy 6 kW firmy Rofin-Sinar zmieniając konfigurację rezonatora. W układzie fabrycznym laser pracuje w modzie TEM_{20} natomiast po wymianie zwierciadeł na specjalnie dobrane uzyskano generację w modzie TEM_{10} . Zbadano ponadto konfigurację z rezonatorem niestabilnym analogiczną do stosowanych w laserach większej mocy zastępując półprzepuszczalne zwierciadło wyjściowe przez układ zwierciadlany o 2.3 krotnym powiększeniu. Próby spawania przeprowadzono tak, aby możliwe było porównywanie wpływu konfiguracji rezonatora, a więc modowości wiązki, przy ustalonych pozostałych warunkach. Stwierdzono, że istnieją zakresy parametrów, w których zmiana modowości wiązki laserowej może prowadzić do jakościowych zmian efektów spawania - na przykład wystąpienia lub nie zjawiska głębokiego przetopienia z powstaniem kanału parowego pomimo identycznej mocy, prędkości spawania itd.

Pewną wskazówką jak istotny może być wpływ modowości promieniowania laserowego, mogą być również badania porównawcze hartowania laserowego [18]. Przeprowadzono je równolegle w trzech ośrodkach: na Uniwersytecie Twente (Enschede, Holandia), w Instytucie Fraunhofera (Aachen, Niemcy) i w Centrum Laserowym (Hannover, Niemcy). Hartowano identyczne próbki stali węglowych i stopowych stosując „identyczne” warunki naświetlania: moc, średnice wiązki i czas naświetlania. Wyniki porównywano z obliczeniami i z analogicznymi wynikami z pozostałych ośrodków. Początkowo rozbieżności były olbrzymie i dopiero uwzględnienie rzeczywistej modowości stosowanych laserów umożliwiło porównywanie wyników. Niestety, w większości publikowanych prac ten aspekt jest pomijany i powtórzenie publikowanych wyników nie jest możliwe - właściwe parametry procesu trzeba żmudnie dobierać na nowo.

2.6 Parametry wiązki lasera w układzie doświadczalnym

W eksperymentach wykorzystywano laser CO₂ typu VFA 2500 firmy Wegmann-Baasel. Generuje on wiązkę o mocy regulowanej w zakresie 600÷2500 W. Promieniowanie lasera jest mieszaniną dwu modów poprzecznych: osiowo-symetrycznego modu TEM₁₀ i modu podstawowego TEM₀₀ zawierającego około 15% mocy całkowitej. Do obliczeń przyjęto wynikającą stąd wypadkową wartość $M = 1.60$ (Rys 2.4).



Rys 2.4 Zależność względnego rozmiaru wiązki M od ułamka mocy a zawartego w modzie TEM₁₀ dla wiązki będącej mieszaniną modów TEM₁₀ i TEM₀₀

Zmierzona rozbieżność wiązki laserowej w polu dalekim wynosiła $2\theta_0 = 1.67$ mrad a średnica wiązki w odległości 4 m od lasera około 18÷20 mm. Rozkład natężenia modu TEM_{10} posiada wyraźne minimum na średnicy $1.41 \cdot w_0$, które przy odpowiednim doborze czasu naświetlania staje się dobrze widoczne na śladzie powstałym na przykład na kartonie. Dlatego też wyznaczono rozbieżność $2\theta_0$ a nie 2θ . Również z tego powodu, paradoksalnie dokładność pomiaru rozbieżności jest lepsza od dokładności pomiaru średnicy wiązki.

Rezonator lasera o długości $L = 3$ m stanowiły dwa zwierciadła wklęsłe: końcowe zwierciadło (współczynnik odbicia 100 %) o promieniu $R_1 = 20$ m i zwierciadło wyjściowe (transmisja 40 %) o promieniu $R_2 = 15$ m. Zewnętrzna powierzchnia zwierciadła wyjściowego wykonanego z ZnSe jest wypukła (promień $R_3 = 7,5$ m) tak, że zwierciadło to tworzy wklęsło-wypukłą soczewkę skupiającą o ogniskowej $f_j = 10,5$ m zmniejszającą rozbieżność wiązki opuszczającej rezonator.

W celu obliczenia parametrów wiązki generowanej w rezonatorze przyjmujemy, że przewężenie znajduje się w $z = 0$, zwierciadło o promieniu $-R_1$ w $z = -z_1$ a zwierciadło wyjściowe o promieniu R_2 w $z = z_2$. Wykorzystując fakt, że krzywizna frontu falowego na zwierciadle dana wzorem (2.9) równa jest krzywiznie zwierciadła, otrzymujemy układ równań

$$R_1 z_1 = z_1^2 + z_0^2 \quad (2.34 \text{ a})$$

$$R_2 z_2 = z_2^2 + z_0^2 \quad (2.34 \text{ b})$$

$$z_1 + z_2 = L \quad (2.34 \text{ c})$$

Będąc rozwiązaniami powyższego układu wartości z_0, z_1, z_2 określają rozmiar i położenie przewężenia w rezonatorze. Wyznaczenie składu modowego wymaga znajomości współczynnika wzmocnienia promieniowania przez ośrodek laserujący oraz obliczenia strat energetycznych poszczególnych modów, co jest niemożliwe w ramach tak prostego modelu. Obliczone parametry wiązki w rezonatorze oraz po transformacjach na kolejnych elementach zewnętrznego układu prowadzenia i ogniskowania wiązki przedstawiono w poniższej tabeli 2.3 w kolumnie oznaczonej $s = 0$. Wiązka opuszczająca rezonator lasera po zogniskowaniu przez zwierciadło wyjściowe ma przewężenie w odległości 0.786 m od lasera. Rozmiar wiązki w przewężeniu wynosi $w_0 = 4.25$ mm ($d = 2Mw_0 = 13.6$ mm) natomiast rozbieżność w polu dalekim $2\theta_0 = 1.59$ mrad co dobrze zgadza się z wynikami pomiarów.

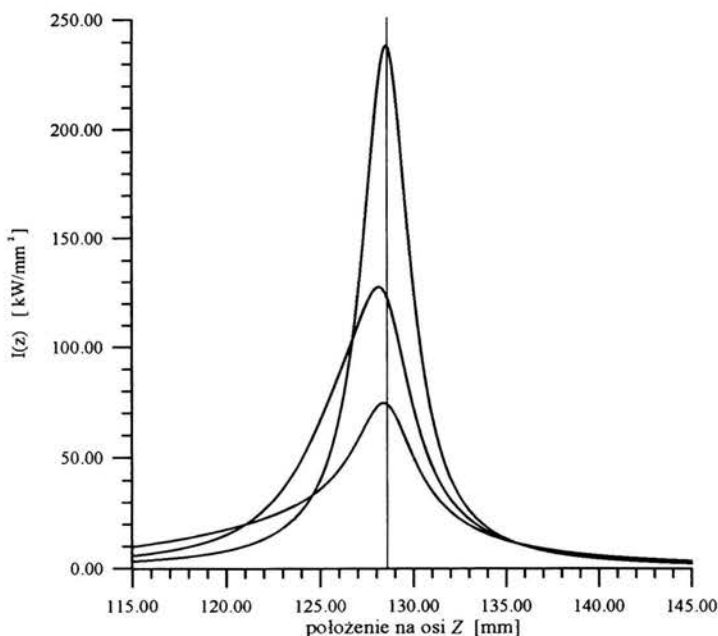
Układem zwierciadeł płaskich wiązka jest prowadzona do głowicy ogniskującej zawierającej soczewkę z ZnSe o ogniskowej $f = 5'' = 127$ mm. Średnica wiązki padającej na

soczewkę jest równa $d = 19.0$ mm Należy zauważyć, że przewężenie znajduje się w odległości 128,5 mm od soczewki. Minimalna średnica wiązki jest równa $d_o = 0.234$ mm. Interesujące jest porównanie powyższych wyników z wartościami obliczonymi za pomocą wzorów uproszczonych. Z wzoru (2.29) otrzymujemy $d_o = 0.231$ mm natomiast z (2.30) oszacowanie $d_o \leq 0.323$ mm. Powiększenie średnicy na skutek aberracji sferycznej wyznaczone z wzoru (2.32) jest równe $d_A = 0.012$ mm i stanowi 5% rozmiaru ogniska.

Tabela 2.3

Położenie	q, q_x, q_y [m] $s = 0$	q_y [m] $s = 0.005$ mm	q_y [m] $s = 0.010$ mm
Zwierciadło wyjściowe wewnątrz rezonatora	$1.7589 + i 4.826$	$1.7589 + i 4.826$	$1.7589 + i 4.826$
zwierciadło wyjściowe na zewnątrz rezonatora	$-0.786 + i 5.351$	$-0.786 + i 5.351$	$-0.786 + i 5.351$
4m od lasera padająca na zwierciadło	$3.214 + i 5.351$	$3.214 + i 5.351$	$3.214 + i 5.351$
4 m od lasera odbita od zwierciadła	$3.214 + i 5.351$	$-3.597 + i 4.204$	$-2.653 + i 1.148$
6 m od lasera padająca na soczewkę $f = 5''$	$5.214 + i 5.351$	$-1.597 + i 4.204$	$-0.653 + i 1.148$
6 m od lasera po przejściu soczewki $f = 5''$	$-0.1285 +$ $+ i 0.001583$	$-0.1256 +$ $+ i 0.003284$	$-0.1205 +$ $+ i 0.009628$

Przykłady wpływu deformacji zwierciadeł prowadzących wiązkę przedstawiono również w tabeli 2.3. Założono, że zwierciadło płaskie doznało ugięcia stając się wklęsłym zwierciadłem cylindrycznym. Deformacja ma miejsce w płaszczyźnie YZ podczas gdy w płaszczyźnie XZ zwierciadło pozostało płaskie, a wiązka nie zdeformowana. Zespolone parametry wiązki odbitej od zwierciadła zamieszczono w kolumnach oznaczonych wartościami strzałki ugięcia, odpowiednio $s = 0.005$ mm oraz $s = 0.010$ mm. Z tabeli wynika, że przewężenie w płaszczyźnie OY znajduje się bliżej soczewki i ma większy rozmiar niż przewężenie w płaszczyźnie OX , które jest takie samo jak w przypadku braku deformacji. Skutkiem tego jest przesunięcie i „rozmycie” obszaru maksymalnego natężenia. Efekt ten jest dobrze widoczny na rys.2.5, na którym przedstawiono zależność natężenia na osi wiązki od położenia na tej osi dla trzech rozważanych przypadków. Założono moc lasera 2 kW.



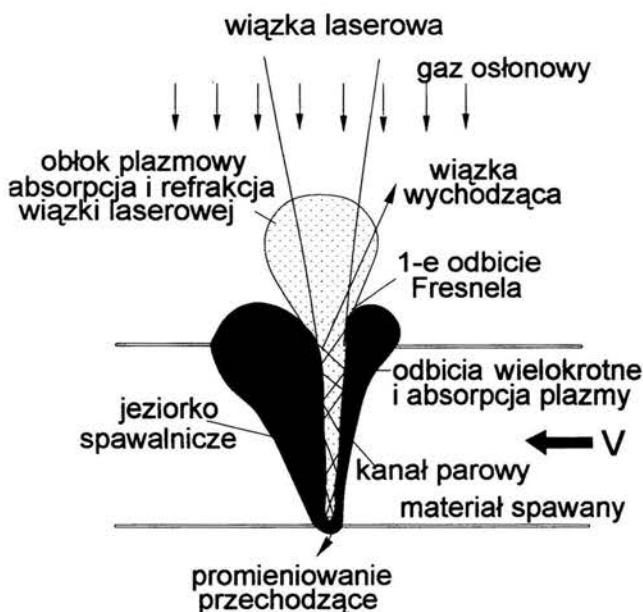
Rys.2.5. Zależność natężenia od położenia na osi wiązki. Moc lasera 2 kW

Przedstawiony na rys.2.5 przykład wykazuje, że nawet stosunkowo niewielkie ugięcie zwierciadła jest przyczyną dwu lub trzykrotnego zmniejszenia natężenia promieniowania w ognisku. Z powyższej analizy, zgodnie zresztą z praktyką, można stwierdzić, że duże

zanieczyszczenie zwierciadeł powodując zagrzewanie i termiczne deformacje zwierciadeł prowadzi do obniżenia natężenia wiązki laserowej w stopniu uniemożliwiającym spawanie. Podobny efekt mogą mieć deformacje wynikające z nieprawidłowego montażu. Aby tego uniknąć stosowany jest system osłony toru optycznego przed zanieczyszczeniami oraz kontrole stanu zwierciadeł przeprowadzane co 50 godzin pracy lasera, a także we wszystkich wątpliwych przypadkach.

3. Pochłanianie promieniowania laserowego w procesie spawania

Aby energia promieniowania laserowego mogła być dostarczona do materiału, promieniowanie to musi zostać pochłonięte przez materiał. Zatem wielkość pochłaniania promieniowania laserowego jest ważnym parametrem procesów obróbki laserowej.



Rys.3.1 Procesy pochłaniania promieniowania laserowego podczas spawania

Podczas spawania laserem CO_2 oddziaływanie wiązki laserowej o natężeniu przekraczającym 10 kW/mm^2 z powierzchnią metalu prowadzi do powstania cylindrycznej kapilary nazywanej kanałem parowym. Powstanie kanału parowego umożliwia penetrację wiązki laserowej w głąb materiału i jest niezbędne dla procesu głębokiego spawania. Kanał parowy wypełniony jest zjonizowanymi parami metalu (plazmą) i otoczony przez roztopiony materiał tworzący jeziorko spawalnicze. Ten roztopiony materiał opływa kapilarę i zestala się

za nią tworząc spoinę. Niewielka część przetopionego materiału ($\leq 4\%$) ulega odparowaniu, głównie w procesie ablacji. Ciśnienie plazmy w kanale jest odpowiedzialne za uformowanie kanału i zapobiega jego zamknięciu. Temperatura plazmy w kanale wynosi $15-20 \cdot 10^3$ K a ciśnienie jest nieco wyższe od ciśnienia atmosferycznego. Część plazmy wydostaje się na zewnątrz tworząc obłok plazmowy nad powierzchnią spawaną.

Mechanizm przekazu energii wiązki laserowej do ścianek kanału jest dwojaki. Część promieniowania laserowego jest absorbowana przez plazmę w procesie odwrotnym do procesu promieniowania hamowania ('inverse Bremsstrahlung') i następnie przekazywana do roztopionego materiału. Drugim procesem absorpcji promieniowania jest tzw. absorpcja Fresnela zachodząca poprzez bezpośrednie oddziaływanie promieniowania laserowego ze ścianką kanału. Wyróżniamy tu tzw. pierwsze odbicie Fresnela i odbicia wielokrotne wewnątrz kanału parowego.

Pojawiająca się w procesach laserowego spawania plazma ma znaczny wpływ na warunki obróbki. Plazma silnie pochłania promieniowanie laserowe, zmienia kierunek promieni wskutek refrakcji i tym samym istotnie wpływa na przekaz energii wiązki laserowej do spawanego materiału. Gdy pochłanianie zachodzi nad powierzchnią próbki efekt jest zazwyczaj niepożądany, plazma osłania materiał przed promieniowaniem lasera. Dodatkowo wzajemne oddziaływanie między promieniowaniem lasera a plazmą może być przyczyną chaotycznych oscylacji występujących podczas spawania. W niektórych jednak przypadkach, gdy powierzchnia metalowa odbija silnie podczerwone promieniowanie lasera, obłok plazmowy poprzez własne promieniowanie w zakresie nadfioletowym może zapewnić lepsze sprzężenie cieplne między laserem a próbką.

Nawet jeżeli dominującym mechanizmem absorpcji jest absorpcja Fresnela, jak to ma miejsce w przypadku dużych prędkości spawania, zachowanie się obłoku plazmowego odzwierciedla proces absorpcji w kanale parowym a tym samym cały proces spawania (patrz rozdział 6). Znajomość parametrów plazmy jest niezbędna do weryfikacji modeli teoretycznych opisujących oddziaływanie wiązki laserowej z materiałem i gazem osłonowym a co za tym idzie do kontroli i sterowania procesami technologicznymi.

3.1 Absorpcja fresnelowska

Zjawisko bezpośredniego pochłaniania energii promieniowania elektromagnetycznego przez powierzchnię metalu nazywane jest absorpcją Fresnela. Pole elektryczne padającej fali elektromagnetycznej powoduje powstanie w metalu prądu przewodnictwa. Prąd ten jest źródłem nowych fal elektromagnetycznych o częstotliwości fali padającej: powoduje powstanie fali odbitej oraz osłabienie fali biegnącej w głąb metalu. Część energii zostaje pochłonięta w metalu i zamieniona na ciepło Joule'a. Współczynniki absorpcji zależą od wartości przewodnictwa elektrycznego metalu przy częstotliwości padającego promieniowania a także od kąta padania i polaryzacji promieniowania. Zależności wiążące ze sobą natężenia fal padających i odbitych są złożone ale możliwe jest ich uproszczenie [19] w przypadku spełnienia warunku

$$\varepsilon \ll 1 \quad (3.1)$$

Parametr ε jest równy

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \omega}{\sigma}} \quad (3.2)$$

gdzie $\sigma = \sigma(\omega)$ jest przewodnictwem elektrycznym metalu, $\omega = 2\pi f$ jest częstotliwością padającego promieniowania, natomiast $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ [A·s/V·m] przenikalnością dielektryczną próżni.

Warunek (3.1) bywa nazywany warunkiem dobrego przewodnictwa, przy czym określenie to ma wartość względną, gdyż zależne jest od częstotliwości rozważanego promieniowania. Na przykład dla fal radiowych z zakresu fal długich woda morska jest dobrym przewodnikiem. Dla promieniowania lasera CO₂, którego częstota jest równa $\omega = 1,78 \cdot 10^{14}$ 1/s, dobrymi przewodnikami są w praktyce wszystkie metale. Przy spełnieniu warunku (3.1) fala elektromagnetyczna praktycznie nie wnika do wnętrza przewodnika (głębokość wnikania równa $\varepsilon\lambda/2\pi$ jest znacznie mniejsza od długości fali λ) i występują tylko fala padająca i odbita. Współczynniki pochłaniania i odbicia związane są wtedy następującymi zależnościami

$$A_p(\omega, \theta) = 1 - R_p(\omega, \theta) \quad (3.3)$$

$$A_s(\omega, \theta) = 1 - R_s(\omega, \theta) \quad (3.4)$$

gdzie θ oznacza kąt padania mierzony od prostopadłej do powierzchni rozdziału ośrodków wystawionej w punkcie padania. Indeksy p i s oznaczają polaryzację, odpowiednio o wektorze pola elektrycznego równoległym i prostopadłym do płaszczyzny padania. Współczynniki odbicia są wyznaczone poniższymi zależnościami, odpowiednio dla polaryzacji p i s ,

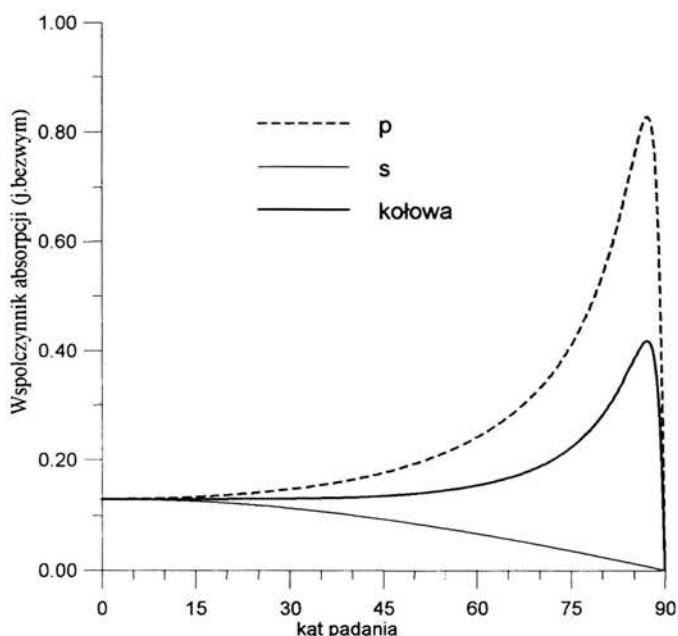
$$R_p = \frac{\cos^2 \theta + (\varepsilon - \cos \theta)^2}{\cos^2 \theta + (\varepsilon + \cos \theta)^2} \quad (3.5a)$$

$$R_s = \frac{1 + (1 - \varepsilon \cos \theta)^2}{1 + (1 + \varepsilon \cos \theta)^2} \quad (3.5b)$$

Współczynnik odbicia promieniowania o polaryzacji kołowej jest średnią arytmetyczną

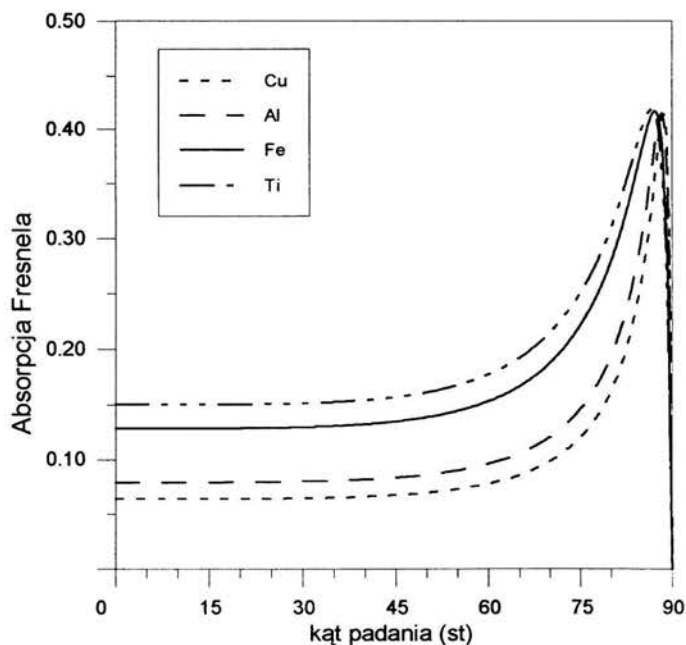
$$R_c = 0.5 \cdot (R_s + R_p) \quad (3.6)$$

W temperaturze pokojowej przy padaniu prostopadłym współczynniki absorpcji czystych powierzchni dobrze przewodzących metali są rzędu ułamka procenta - zwierciadła metalowe (np. z miedzi elektrolitycznej pokrytej złotem) stosowane są do prowadzenia wiązek laserów technologicznych średniej i dużej mocy. Ze wzrostem temperatury absorpcja metali rośnie osiągając w przypadku padania prostopadłego, wartości kilkunastu procent w temperaturze wrzenia. Wartości współczynników pochłaniania promieniowania lasera CO₂ przez powierzchnię żelaza w temperaturze wrzenia w zależności od kąta padania i polaryzacji przedstawiono na Rys.3.2.



Rys.3.2 Współczynniki pochłaniania spolaryzowanego promieniowania lasera CO₂ padającego na powierzchnię żelaza w temperaturze wrzenia.

Współczynniki absorpcji promieniowania lasera CO₂ o polaryzacji kołowej w miedzi, aluminium, żelazie i tytanie w temperaturze wrzenia przedstawiono na Rys.3.3. W obliczeniach użyto wartości przewodnictwa elektrycznego wg [37]. Pochłanianie przy małych kątach padania jest równe w przybliżeniu 2ε i zależy przede wszystkim od przewodnictwa elektrycznego metalu. Dobrze przewodzące metale źle pochłaniają promieniowanie laserowe i odwrotnie. Dla kątów padania bliskich 90° występuje maksimum, którego wartość wynosi około 42% niezależnie od metalu. Kąty padania leżące w zakresie występowania maksimum są charakterystyczne dla promieniowania wpadającego do wejścia kanału parowego, stąd znaczący udział tzw. pierwszego odbicia Fresnela w bilansie pochłaniania promieniowania laserowego.



Rys.3.3 Absorpcja Fresnela dla różnych metali w zależności od kąta padania dla kołowo spolaryzowanej wiązki lasera CO₂.

3.2. Absorpcja w plazmie

Jak już wspomniano, kanał parowy wypełniony jest plazmą - zjonizowanymi parami metali o ciśnieniu bliskim 1 atm. W niektórych wypadkach gaz osłonowy może wnikać w głąb kanału i tworzyć mieszaninę z parami metali. Obliczenia wskazują, że plazma w kanale parowym osiąga temperaturę 15000-20000 K na osi kanału i temperaturę wrzenia metalu na ścianie.

Absorpcja promieniowania 10.6 μm w plazmie opisana jest przez współczynnik absorpcji k [9]

$$k = \left\{ 1.628 \times 10^{-32} \cdot n_e n_i / T^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) + k_{ea} \right\} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right] \quad (3.7)$$

gdzie pierwszy nawias opisuje absorpcję wskutek procesu inverse bremsstrahlung (odwrotnego do promieniowania hamowania) z udziałem elektronów i jonów oraz procesu fotorekombinacji zaś k_{ea} oznacza absorpcję wskutek procesu inverse bremsstrahlung z udziałem elektronów i atomów. Drugi nawias zawiera wkład od emisji stymulowanej promieniowania. Gęstości elektronów i jonów n_e, n_i wyrażone są w cm^{-3} , a temperatura w kelwinach. Jednostką absorpcji k jest cm^{-1} .

Ze względu na dużą gęstość elektronów $n_e \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ można przyjąć, że plazma znajduje się w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej [30]. Wtedy skład plazmy może być wyznaczony za pośrednictwem układu równań Sahy zapisanych dla poszczególnych pierwiastków i kolejnych krotności jonizacji $z = 1, 2, \dots, t$ (tzn. atomów zjonizowanych jedno-, dwu- i t -krotnie, $z = 0$ oznacza atomy nie zjonizowane). Równanie Sahy dla składników o ładunku z i $z-1$ ma postać [30]

$$n_e \frac{n_z}{n_{z-1}} = 2 \frac{U_z(T)}{U_{z-1}(T)} \frac{(2\pi m_0 kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{i,z-1} - \Delta E_{i,z-1}}{kT}\right) \quad (3.8)$$

gdzie n_{z-1} i n_z są gęstościami cząstek odpowiednio o ładunku $z-1$ i z , n_e jest gęstością elektronów, $E_{i,z-1}$ energią jonizacji a $\Delta E_{i,z-1}$ obniżeniem energii jonizacji wskutek działania mikropola elektrycznego plazmy, m_0 jest masą elektronu. Sumy statystyczne cząstek dane są wzorami [30]

$$U_z(T) = \sum_j g_{j,z} \exp\left(-\frac{E_{j,z}}{kT}\right) \quad (3.9)$$

gdzie $E_{j,z}$ są wartościami energii poziomów energetycznych danego składnika, natomiast $g_{j,z}$ ich wagami statystycznymi (krotnościami degeneracji).

Dodatkowo konieczne jest uzupełnienie układu równań o prawo Daltona

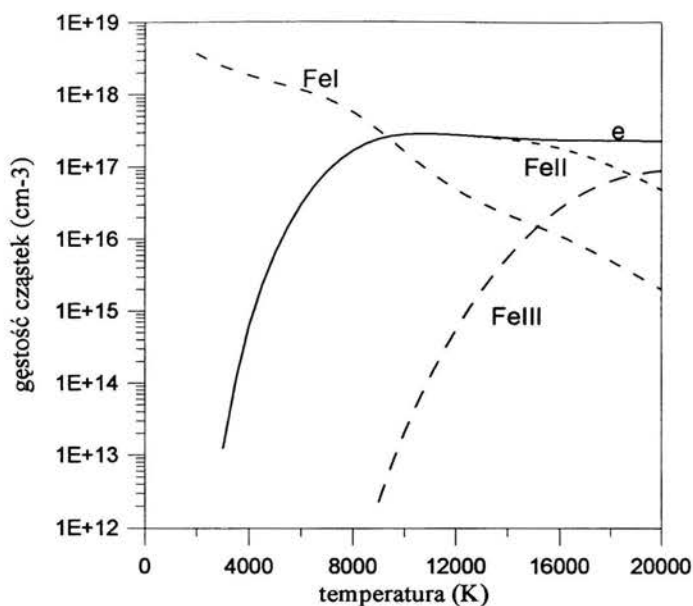
$$p = kT \left(n_e + \sum_{A=1}^s \sum_{z=0}^t n_z^A \right) \quad (3.10)$$

oraz warunek neutralności elektrycznej

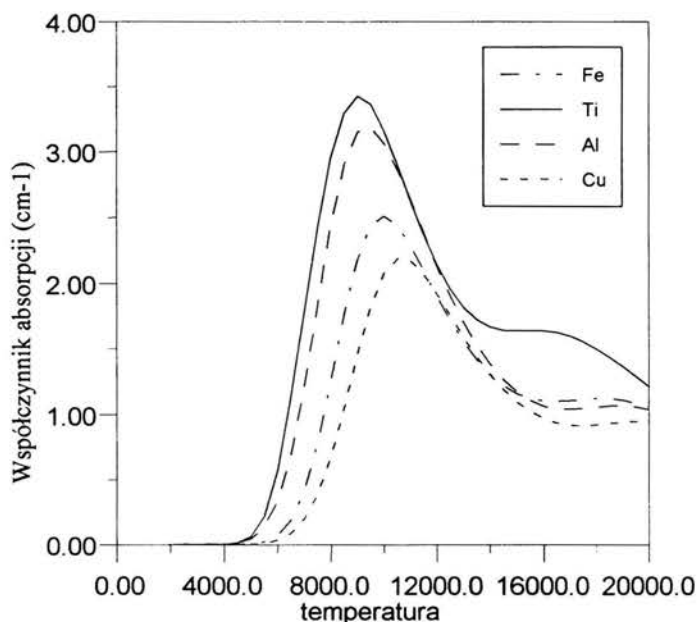
$$n_e = \sum_{A=1}^s \sum_{z=0}^t z n_z^A \quad (3.11)$$

W obu powyższych wzorach sumowanie przebiega po wszystkich pierwiastkach składu plazmy ($A = 1..s$) i wszystkich stopniach jonizacji składników uwzględnianych w danej temperaturze. W przypadku, gdy temperatury składników plazmy, atomów, jonów i elektronów są różne, temperatura występująca we wzorach Sahy i Boltzmanna jest temperaturą cząstek decydujących o stopniu jonizacji i obsadzeniu poziomów wzbudzonych, a więc elektronów.

Mając określony skład plazmy można obliczyć współczynnik pochłaniania promieniowania laserowego. Przy obliczaniu składu korzystano z programu opracowanego w Zakładzie Mechaniki i Fizyki Płynów IPPT [24]. Przykładową zależność składu plazmy żelaza od temperatury przy ciśnieniu atmosferycznym przedstawiono na Rys.3.4, gdzie symbole e , FeI, FeII i FeIII oznaczają odpowiednio koncentrację elektronów, atomów neutralnych oraz jonów zjonizowanych jedno- i dwukrotnie. Na Rys.3.5 przedstawiono zależność od temperatury współczynnika pochłaniania promieniowania lasera CO₂ w plazmie różnych metali przy ciśnieniu atmosferycznym. W zakresie niskich temperatur współczynnik pochłaniania jest praktycznie równy zero rosnąc gwałtownie po przekroczeniu pewnej temperatury granicznej, która jest proporcjonalna do potencjału jonizacji. W obliczeniach użyto sum statystycznych wg [31-33].



Rys.3.4 Skład plazmy żelaza przy ciśnieniu atmosferycznym. W obliczeniach użyto sum statystycznych wg [32]



Rys.3.5 Współczynnik pochłaniania promieniowania lasera CO₂ w plazmie metali przy ciśnieniu atmosferycznym. W obliczeniach użyto sum statystycznych wg [31-33]

3.3 Absorpcja wiązki laserowej w obłoku plazmowym.

Wiązka laserowa oddziałuje również z obłokiem plazmowym pojawiającym się nad ujściem kanału parowego. Gdy ciśnienie par metali osiąga 1 atm, a temperatura plazmy wynosi 10000+20000 K, wtedy gęstość elektronów w plazmie jest równa ok. $2.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (rys.3.4). W tych warunkach współczynnik absorpcji μ promieniowania lasera CO₂ wynosi 1÷3 cm⁻¹. Ponieważ padająca moc lasera zostaje osłabiona $\exp(-\mu d)$ -krotnie, gdzie d jest drogą pochłaniania, gęsty obłok plazmowy o wysokości d równej kilka milimetrów może zablokować promieniowanie laserowe. Dla typowej wartości $\mu \approx 2 \text{ cm}^{-1}$ i rozmiaru plazmy $d \approx 0.5 \text{ cm}$ pochłaniane jest 63 % energii padającego promieniowania.

Dopóki napływający z góry strumień gazu osłonowego trzyma obłok plazmowy przy powierzchni spawanego materiału straty mocy wiązki nie są na ogół krytyczne. Większą rolę odgrywa w tym przypadku rozogniskowanie wiązki wskutek gradientu współczynnika załamania w plazmie. Wpływ gradientu współczynnika załamania na bieg wiązki laserowej omówiono poniżej. Niebezpieczne są jednak silne erupcje plazmy z kanału parowego, w trakcie których absorpcja wiązki w obłoku może być znaczna. Szczególnie niebezpieczne jest oderwanie się obłoku plazmowego od powierzchni i jego dalsze podtrzymywanie w strumieniu gazu osłonowego. Plazma w gazie osłonowym powstająca nad powierzchnią materiału spawanego, może mieć rozmiary kilkunastu milimetrów i pochłaniać 80 % mocy wiązki [34].

Kształt obłoku plazmowego i jego położenie w stosunku do ogniska wiązki laserowej zależą od kilku czynników. Podtrzymywana przez zbieżną wiązkę plazma umiejscawia się tam, gdzie dostarczana energia jest bilansowana przez sumę strat energii na skutek promieniowania, przewodnictwa cieplnego i przepływu konwekcyjnego. Zwiększenie mocy lasera lub liczby $f\#$ (stosunku ogniskowej do średnicy wiązki) układu optycznego powoduje przesunięcie się obłoku plazmowego wzdłuż wiązki w kierunku do lasera. Zwiększenie prędkości przepływu gazu ma działanie przeciwne. Ponadto, współczynnik absorpcji i straty promieniste plazmy zależą od rodzaju gazu i jego ciśnienia. Dlatego też, możliwe jest na drodze właściwego doboru rodzaju i prędkości wypływu gazu osłonowego z dyszy uzyskanie zarówno spawania z występowaniem obłoku plazmowego, jak i bez niego. Znany jest fakt, że stabilne podtrzymywanie plazmy za pomocą wiązki laserowej o małej zbieżności (duża liczba $f\#$) jest możliwe tylko w obecności wymuszonego przepływu gazu (w kierunku od lasera). Niezbyt szybki przepływ stabilizuje plazmę, jednakże jego prędkość nie może przekraczać wartości

granicznej zależnej od mocy i geometrii wiązki oraz ciśnienia i rodzaju gazu. Po przekroczeniu prędkości granicznej straty energii na skutek przepływu nie mogą być skompensowane energią zaabsorbowaną z wiązki laserowej, plazma mija płaszczyznę ogniska i gaśnie. W zastosowaniach wiązki promieniowania laserowego do obróbki materiałów najprostszym sposobem uniknięcia obłoku plazmowego jest zwiększenie prędkości wypływu gazu osłonowego z dyszy powyżej prędkości granicznej. Metoda ta posiada jednakże ograniczenia wynikające ze specyfiki rozważanego procesu obróbki; wypływający z dyszy gaz nie może powodować wydmuchiwania stopionego podczas spawania metalu. W przypadku dużej mocy lasera, jedynym sposobem uniknięcia generacji obłoku plazmowego w gazie osłonowym jest zastąpienie argonu (potencjał jonizacji 15.75 eV) gazem o wysokim potencjale jonizacji czyli helem (24.58 eV). Przy mniejszej mocy mogą być także stosowane tańsze mieszaniny hel - argon.

3.4 Refrakcja wiązki laserowej w plazmie.

Znajdująca się na drodze wiązki laserowej plazma może zmieniać bieg wiązki. Współczynnik załamania plazmy dla promieniowania elektromagnetycznego o częstotliwości $\omega = 2\pi f$ jest dany wzorem

$$n = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.12)$$

Wielkość ω_p nazywana częstotliwością plazmową jest równa

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e_o^2 n_e}{\epsilon_o m_o}} \quad (3.13)$$

gdzie

n_e - koncentracja elektronów w plazmie,

e_o, m_o - ładunek i masa elektronu

ϵ_o - przenikalność dielektryczna próżni (w układzie SI $\epsilon_o = 8.85 \cdot 10^{-12}$ As/V·m).

Z wzoru (3.12) wynika, że w plazmie nie może rozchodzić się promieniowanie o częstotliwości mniejszej od częstotliwości plazmowej. W praktyce oznacza to, że padające na plazmę promieniowanie ulega odbiciu. Jest to zjawisko analogiczne do opisanego powyżej odbicia Fresnela od powierzchni metalu. Jednakże koncentracje plazmy elektronowej w metalach są o wiele rzędów wielkości większe od gęstości elektronów w plazmie gazowej, która przy ciśnieniu 1 atmosfery nie przekracza $5 \cdot 10^{17}$ cm⁻³. Dla promieniowania lasera CO₂, którego

częstość jest równa $\omega = 1,78 \cdot 10^{14}$ 1/s przechodzącego przez plazmę o $n_e = 10^{17}$ cm⁻³ ($\omega_p = 0,178 \cdot 10^{14}$ 1/s) współczynnik załamania plazmy jest równy $n = 1 - 0,01$.

Przy częstościach padającego promieniowania wyższych od częstości plazmowej możliwa jest propagacja fal elektromagnetycznych. Jednakże plazma, w której występują gradienty koncentracji elektronowej jest ośrodkiem niejednorodnym optycznie. Występujące w niej gradienty współczynnika załamania mogą być przyczyną zakrzywienia biegu wiązki, jej rozogniskowania bądź ogniskowania. Jeżeli natężenie wiązki jest dostatecznie duże tak, jak ma to miejsce w przypadku spawania laserowego, gdzie wiązka jest podstawowym źródłem energii plazmy, z kolei wiązka dostarczając do plazmy energię zmienia występujące w niej gradienty gęstości cząstek. Występuje więc wzajemne silne oddziaływanie plazmy i wiązki laserowej.

W obłoku plazmowym, który pojawia się ponad wejściem kanału parowego gęstość elektronowa osiąga wartości $2,5 \cdot 10^{17}$ cm⁻³. Plazma obłoku jest silnie niejednorodna a jej zachowanie ma charakter burzliwy. Rozkłady temperatury i gęstości cząstek zmieniają się gwałtownie i w sposób nieregularny. Opisowi przeprowadzonych badań doświadczalnych obłoku plazmowego poświęcona jest część 5. pracy. Efektem przejścia wiązki laserowej przez obłok plazmowy będzie więc, oprócz osłabienia wskutek pochłaniania jej częściowe rozogniskowanie zmieniające się nieregularnie wraz ze zmianami samego obłoku. Fakt ten podkreśla raz jeszcze szkodliwą rolę obłoku plazmowego podczas spawania i uzasadnia różnorakie działania podejmowane w celu jego eliminacji.

We wnętrzu kanału parowego rola plazmy jest odmienna. Energia zaabsorbowana przez plazmę przekazywana jest do ścianek kanału biorąc udział w procesie spawania. Gradienty temperatury mają charakter bardziej uporządkowany - przepływ ciepła zachodzi od osi do ścianek kanału - co w pewnych warunkach prowadzić może do ogniskowania wiązki i umożliwienia jej penetracji na większe głębokości. Zagadnienie to zostanie omówione bardziej szczegółowo.

Rozchodzenie się fali elektromagnetycznej w ośrodku niejednorodnym można opisać w sposób ścisły układem równań Maxwella. Na ogół stosowane są przybliżenia wynikające z założenia, że zmiany współczynnika załamania na drodze rzędu długości fali są pomijalne. Drugim często stosowanym założeniem jest przyjęcie, że względne zmiany współczynnika załamania są niewielkie. Oba te założenia mają zastosowanie w rozważanym przypadku. Charakterystyczne rozmiary są rzędu od kilkudziesięciu do kilkuset długości fali a zmiany

współczynnika załamania nie przekraczają 1%. Jeżeli zastosujemy ponadto przybliżenia przyjęte w rozdziale 2. przy wyprowadzaniu równania parabolicznego (2.6) dla wiązek gaussowskich, to na jego miejsce otrzymamy równanie

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial F}{\partial z} + (k_1^2 - k^2)F = 0 \quad (3.14)$$

gdzie F jest amplitudą fali zdefiniowaną w rozdziale 2. , k jest stałą długością wektora falowego, wartością średnią lub określaną w miejscu odniesienia, np. na osi kanału, natomiast k_1 jest długością wektora falowego w bieżącym punkcie o współrzędnych kartezjańskich x , y , z . Z założenia $|k_1 - k| \ll k$. Powyższe równanie opisuje, tak jak w rozdz.2 wiązkę biegnącą wzdłuż osi z . Ogniskowanie wiązki może zachodzić w przypadku, gdy na osi wiązki współczynnik załamania ma maksimum. W otoczeniu maksimum można przyjąć

$$k_1^2 = k^2(1 - \beta^2 r^2) \quad (3.15)$$

gdzie $r^2 = x^2 + y^2$ jest odległością od osi wiązki, którą jest oś z .

Rozwiązania równania (3.14) z rozkładem (3.15) znajduje się analogicznie do rozwiązań równania (2.6) z rozdziału 2. ([20] rozdz. 3.3). Zmiany zespolonego parametru wiązki $q(z)$ wzdłuż osi z opisane są wzorem

$$\beta q(z) = \frac{\beta q_0 \cos \beta z + \sin \beta z}{\cos \beta z - \beta q_0 \sin \beta z} \quad (3.16)$$

gdzie q_0 jest wartością q w miejscu gdzie $z = 0$. Za pomocą powyższego równania można opisać wiązkę w ośrodku nieskończonym lub sytuację doświadczalną, w której w miejscu $z = 0$ wiązka laserowa o parametrze q_0 z ośrodka jednorodnego wpada do ośrodka z gradientem współczynnika załamania. Na granicy ośrodków o różniących się współczynnikami załamania występują także straty związane z odbiciem i załamaniem, które w rozpatrywanym przypadku są niewielkie (skok współczynnika załamania rzędu 1%). Podczas spawania laserowego przejście wiązki z powietrza do kanału parowego odbywa się przez obszar obłoku plazmowego.

W ogólności parametr wiązki padającej jest wielkością zespoloną $q_0 = a + iz_0$, gdzie z_0 określone wzorem $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$ jest długością Rayleigh'a wprowadzoną w rozdziale 2. Rozmiar wiązki w przewężeniu jest równy w_0 natomiast zależność rozmiaru $w(z)$ od położenia, zgodnie ze wzorem (2.26) z rozdziału 2 określa część urojona odwrotności q . Po przekształceniach otrzymujemy

$$\frac{w^2(z)}{w_0^2} = \cos^2 \beta z + \left(\frac{\alpha \cos \beta z + \sin \beta z}{\beta z_0} \right)^2 \quad (3.17)$$

Dla szczególnego dopasowania wiązki i ośrodka, przy którym $\alpha = 0$ oraz $\beta z_0 = 1$ rozmiar wiązki nie zmienia się podczas propagacji w ośrodku. Przy wszystkich innych rozmiarach wiązki oscylują z częstością przestrzenną równą 2β . Z powyższych rozważań wynika, że wiązka może być prowadzona w ośrodku wzdłuż osi maksimum współczynnika załamania tym lepiej im lepsze jest dopasowanie ($\beta q \cong i$). Zjawisko to jest wykorzystywane w światłowodach. Przy założeniu na osi wiązki minimum współczynnika załamania tzn.

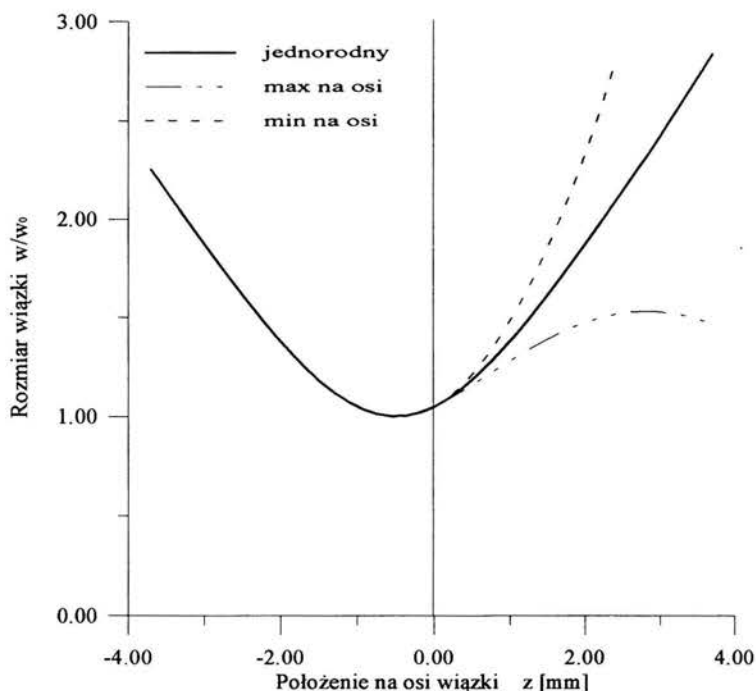
$$k_1^2 = k^2(1 + \beta^2 r^2) \quad (3.18)$$

we wzorach (3.16) i (3.17) zamiast funkcji trygonometrycznych pojawiają się odpowiadające im funkcje hiperboliczne, prowadzące do nieograniczonego rozszerzania się wiązki.

W rozdziale 2.6 rozważano wiązkę stosowanego w eksperymentach lasera CO₂ ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) zogniskowaną soczewką o ogniskowej $f = 127 \text{ mm}$. Długość Rayleigh'a wynosi $z_0 = 1.583 \text{ mm}$, odpowiada jej $w_0 = 73 \mu\text{m}$ co przy względnym rozmiarze $M = 1.6$ daje średnicę wiązki w ognisku $d_0 = 234 \mu\text{m}$. Osiągnięcie dopasowania $\beta z_0 = 1$ dla takiej wiązki wymaga wartości $\beta = 0.632 \text{ mm}^{-1}$ czyli względnej zmiany współczynnika załamania od osi do brzegu wiązki rzędu $(0.5\beta d_0)^2 \cong 0.0055 = 0.55\%$. Występujące we wnętrzu kanału parowego zmiany współczynnika załamania sięgają wartości kilku procent.

Wątpliwości może budzić możliwość uzyskania rozkładu współczynnika załamania z maksimum na osi. Rozkład temperatury we wnętrzu kanału parowego posiada maksimum na osi, gdyż energia do plazmy jest dostarczana przez wiązkę i odbierana przez ścianki. W zakresie temperatur do około 10000 K ze wzrostem temperatury koncentracja elektronów rośnie a współczynnik załamania maleje (Rys.3.4). Dopiero w zakresie temperatur powyżej tej granicy ma miejsce sytuacja odwrotna i koncentracja elektronów jest malejącą funkcją temperatury. Jak wynika z obliczeń numerycznych, w warunkach stacjonarnych rozkład temperatury we wnętrzu kanału parowego posiada na osi kanału maksimum o wartości około 20000 K. Wynika stąd, że na osi kanału znajduje się minimum koncentracji elektronowej, od którego następuje powolny wzrost o około $1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ z następującym szybkim spadkiem w pobliżu ścianek kanału. Odpowiada to istnieniu w znacznej części przekroju kanału obszaru o zależności współczynnika załamania od odległości od osi kanału opisanej w przybliżeniu wyrażeniem (3.15) z wartością $\beta = 0.86 \text{ mm}^{-1}$. Na rys.3.6 przedstawiono rozmiar wiązki w zależności od położenia. Parametry wiązki odpowiadają przytoczonym powyżej danym dla

wiązki lasera CO₂ ogniskowanej soczewką o ogniskowej 127 mm. Wartościom $z < 0$ odpowiada propagacja wiązki w ośrodku jednorodnym. W zakresie $z > 0$ przedstawiono rozmiar wiązki w przypadku jej propagacji w ośrodku z maksimum i minimum współczynnika pochłaniania na osi (w obu przypadkach przyjęto $\beta = 0.86 \text{ mm}^{-1}$) oraz w ośrodku jednorodnym. Ognisko wiązki padającej znajduje się przed granicą ośrodków w $z = -0.5 \text{ mm}$



Rys.3.6. Wpływ radialnego rozkładu współczynnika załamania na rozmiary wiązki

Z rys.3.6 widać, że rozkład współczynnika załamania z maksimum na osi prowadzi do ogniskowania wiązki, podczas gdy rozkład współczynnika załamania z minimum na osi prowadzi do rozogniskowania wiązki.

3.5 Wyznaczenie rozkładu temperatury

Rozkład temperatury we wnętrzu kanału parowego wynika z bilansu energii dostarczanej do plazmy przez wiązkę laserową i odprowadzanej do ścianek kanału. Bilans ten w stanie stacjonarnym można zapisać w formie równania energii

$$\rho c_p \mathbf{v} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \Phi + \mu I = 0$$

(3.20)

z warunkiem brzegowym $T = T_b$ na ściankach kanału, gdzie

T_b - temperatura wrzenia spawanego metalu

$\lambda(T)$ - przewodnictwo cieplne plazmy

$c_p(T)$ - ciepło właściwe plazmy przy stałym ciśnieniu

$\rho(T)$ - gęstość plazmy

$\Phi(T)$ - moc wypromieniowywana z jednostki objętości plazmy

$\mu(T)$ - współczynnik pochłaniania promieniowania laserowego

$I(\mathbf{r})$ - natężenie promieniowania laserowego

$\mathbf{v}(\mathbf{r})$ - prędkość konwekcji

Tylko niewielka część promieniowania własnego plazmy opuszcza kanał parowy, większość jest pochłaniana w wielokrotnych odbiciach przez jego ścianki.

Obecność pod operatorem dywergencji zależnego nieliniowo od temperatury współczynnika przewodnictwa cieplnego może być przyczyną trudności podczas numerycznego rozwiązywania równania energii. Dlatego wprowadzany jest potencjał strumienia ciepła, nazywany też temperaturą Kirchhoffa

$$u(T) = \int_{T_0}^T \lambda(s) ds \quad (3.21)$$

Na ogół uważa się, że wprowadzenie zamiast temperatury nowej funkcji $u(T)$ wymaga przedstawienia wszystkich funkcji temperatury jako funkcji u . Nie jest to jednak niezbędne, czego dowodem jest przedstawiona poniżej metoda rozwiązywania równania energii.

Skutkiem niewielkiej wartości iloczynu współczynnika pochłaniania i promienia kanału ($\mu r_b \leq 2 \text{ cm}^{-1} \cdot 0.02 \text{ cm} = 0.04$) natężenie promieniowania laserowego wolno zmienia się w kierunku osi kanału. Ponadto, istniejący przepływ plazmy wzdłuż osi kanału zmniejsza osiowe gradienty temperatury nie wpływając na radialne rozkłady temperatury. Można więc rozważać rozkład temperatury plazmy w przekroju poprzecznym kanału pomijając wpływ gradientu temperatury wzdłuż osi i przepływu konwekcyjnego. Założono, że układ kanał parowy-wiązka posiada symetrię osiową. Dzięki temu zagadnienie sprowadza się do rozwiązania równania jednowymiarowego

$$\frac{d^2 u(T)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du(T)}{dr} - \Phi(T) + \mu(T) I(r) = 0 \quad (3.22)$$

z warunkiem brzegowym na ściance kanału

$$T(r_b) = T_b \quad (3.23)$$

W celu numerycznego wyznaczenia pola temperatury odcinek $(0, r_b)$ podzielono na n_{\max} równych odcinków o długości Δr . Dyskretyzacja równania metodą różnic skończonych prowadzi do układu następujących równań w punktach $0 < n < n_{\max}$

$$u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n + \frac{1}{2n} (u_{n+1} - u_{n-1}) + (\Delta r)^2 (\mu(T_n) I(n\Delta r) - \Phi(T_n)) = 0 \quad (3.24)$$

gdzie u_{n-1}, u_n, \dots oznaczają odpowiednio $u(T_{n-1}), u(T_n), \dots$

Do rozwiązania równania drugiego rzędu potrzebne są dwa warunki brzegowe. Pierwszym z nich jest warunek na ściankach kanału (3.23). Drugim warunkiem jest wynikające z symetrii zerowanie się pierwszej pochodnej na osi kanału, niezbędne z uwagi na konieczność zachowania skończonej wartości przez drugi wyraz równania (3.22). Wykorzystanie tego warunku pozwala na zapisanie dla $n = 0$ równania analogicznego do (3.24)

$$u_1 - u_0 + \frac{1}{4} (\Delta r)^2 (\mu(T_0) I(0) - \Phi(T_0)) = 0 \quad (3.25)$$

Powyższe równania można traktować jako układ $n_{\max} + 1$ równań (w ogólności nieliniowych) na temperaturę w punktach $0.. n_{\max}$.

$$\begin{aligned} f_0(T_0 \dots) &= 0 \\ \dots \\ f_n(\dots T_n \dots) &= 0 \\ \dots \\ f_{n_{\max}}(\dots T_{n_{\max}}) &= 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

Rozwiązanie układu można znaleźć iteracyjnie za pomocą metody nieliniowej nadrelaksacji ([21] str.250), która jest połączeniem metody Newtona zastosowanej do pojedynczego punktu i metody Gaussa-Seidela z nadrelaksacją w odniesieniu do układu (3.26). Wzór iteracyjny dla n -tego punktu ma postać

$$T_n^{k+1} = T_n^k - \omega h \quad h = \frac{f_n(T_n^k)}{\frac{\partial f_n}{\partial T_n}(T_n^k)} \quad \omega \in (0, 2) \quad (3.27)$$

Iteracje w punkcie n wykonywane są dopóki wartość bezwzględna przyrostu h nie spadnie poniżej zadanej granicy dokładności iteracji wewnętrznej równej eps_int , po czym następuje przejście do kolejnego punktu. Wartość eps_int dobierano tak, aby zapewnić możliwie szybką zbieżność. Cała procedura jest powtarzana tak długo, jak długo następujące w jej wyniku zmiany T_n przekraczają zadaną dokładność eps_ext . Parametr nadrelaksacji ω dobierany był metodą prób i błędów w przedziale $(0, 2)$. Pierwszym przybliżeniem może być wartość optymalnego parametru nadrelaksacji dla problemu liniowego $\omega \approx 2 - \pi\sqrt{2/n_{\max}}$ ([21] str.117, [22] str.150). Warto zauważyć, że w zastosowaniu do pojedynczego równania przy $\omega = 1$ metoda redukuje się do zwykłej metody Newtona, natomiast dla układu równań liniowych do metody nadrelaksacji (przy $\omega = 1$ do metody Gaussa-Seidela).

Do obliczeń wykorzystano dane na temat przewodnictwa cieplnego plazmy żelaza pod ciśnieniem atmosferycznym zamieszczone w pracy [23]. Z braku danych nie wykonano

obliczeń dla innych metali. Moc wypromieniowaną przez plazmę (w W/cm^3) oszacowano używając przybliżonego wzoru Kozłowa [25]

$$\Phi = C_0 \cdot (T/10^4)^{1/2} \cdot \exp(-\Delta I/kT) \cdot n_e \left[n_z \exp(h\nu_g/kT) + z^2 n_{z=1} \exp(h\nu_g^z/kT) \right]$$

$$C_0 = 1.43 \cdot 10^{-18} [\text{W/cm}^3]$$

T – temperatura plazmy w kelwinach, gęstości cząsteczek n_z , n_e w cm^{-3} .

k i h – stałe, odpowiednio Boltzmanna i Plancka.

ν_g i ν_g^z oznaczają graniczne częstości odpowiednio dla atomu i jonu. Wzór Kozłowa opiera się bowiem na założeniu, że wzór dla promieniowania ciągłego można rozszerzyć do miejsca gdzie poziomy dyskretny atomu (czy jonu) leżą dostatecznie gęsto, uwzględniając w ten sposób wkład promieniowania linii. Porównując wyniki z danymi doświadczalnymi stwierdzono dobrą zgodność w przypadku argonu i ksenonu [25, 26]. Przyjęto częstości graniczne $\nu_g = 5.4 \text{ eV}$ dla Fe I i $\nu_g^z = 13.0$ dla FeII.

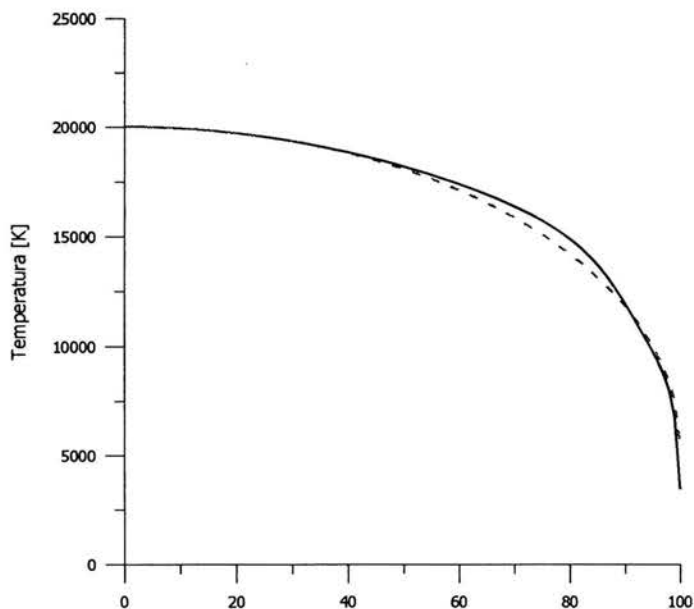
Można przyjąć, że energia wypromieniowana przez plazmę zostaje oddana ściankom kanału bez absorpcji w plazmie. Założenie to oparte jest na fakcie, że zarówno współczynnik absorpcji promieniowania przez plazmę zależy od długości fali ($k \sim \lambda^3 \cdot [\exp(hc/\lambda kT) - 1]$ [35, 36]) jak również absorpcja Fresnela. Szacowania pokazują, że większość promieniowania plazmy zostanie pochłonięta nie przez plazmę a przez ścianki kanału.

Na Rys.3.7 przedstawiono przykładowy radialny rozkład temperatury we wnętrzu kanału parowego. Na osi poziomej podano współrzędną w jednostkach względnych. Obliczenia przeprowadzono dla plazmy żelaza po ciśnieniu atmosferycznym w kanale o promieniu 0.15 mm. Moc lasera była równa 2500 W a rozkład opisany funkcją Gaussa o szerokości równej promieniowi kanału. Charakterystyczną cechą wszystkich uzyskanych rozkładów temperatury jest występowanie płaskiego maksimum na osi kanału. Wartość tego maksimum jest rzędu 20000 K. Fakt występowania wokół osi kanału obszaru o niemal stałej temperaturze wynika z dużych wartości przewodnictwa cieplnego plazmy w tym zakresie temperatur (27 mW/(Kcm)) [23]. Natomiast w bezpośredniej bliskości ścianek, gdzie temperatura spada poniżej 10000 K wartość przewodnictwa jest ponad dwudziestokrotnie mniejsza (1 mW/(Kcm)) i występują duże gradienty temperatury.

Na Rys.3.7 liniami przerywanymi przedstawiono także przybliżenie krzywą drugiego stopnia użytą w dalszych obliczeniach. Ponieważ na oddziaływanie wiązki laserowej z plazmą

ma wpływ wyłącznie obszar, gdzie panuje temperatura niezbędna do jonizacji par metalu, dla potrzeb analizy oddziaływania wiązki z plazmą możliwe jest przyjęcie prostej funkcji modelowej.

Obliczone wartości temperatury plazmy są zgodne z modelami opisanymi w pracach [38, 39] jak również z wartościami temperatury obłoku plazmowego wyznaczonymi metodami spektroskopowymi (patrz rozdział 5).



Rys.3.7 Radialny rozkład temperatury we wnętrzu kanału parowego

3.6 Wyznaczenie biegu promieni

W przybliżeniu optyki geometrycznej wiązki światła opisywane są jako zbiór promieni - elementarnych wiązek o pomijalnych rozmiarach poprzecznych. W ośrodku o współczynniku załamania n promienie są w ogólności krzywymi opisywanymi poniższym równaniem [27]

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n \quad (3.28)$$

gdzie

n - współczynnik załamania

\mathbf{r} - wektor położenia bieżącego punktu promienia

s - parametr krzywej promienia

Stosowana jest tak zwana naturalna parametryzacja promienia, przy której parametrem jest długość łuku krzywej liczona od wybranego arbitralnie punktu.

W ośrodku jednorodnym współczynnik załamania jest wielkością stałą i równanie (3.28) redukuje się do

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{ds^2} = 0 \quad (3.29)$$

Jego rozwiązaniem jest funkcja liniowa

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{a} \cdot (s - s_0) \quad \mathbf{a}^2 = 1 \quad (3.30)$$

a więc promienie są liniami prostymi. Styczny do promienia wektor jednostkowy \mathbf{a} jest w tym przypadku stały. W ogólnym przypadku promieni w ośrodku niejednorodnym wektor \mathbf{a} nie jest już stały i promienie mają pewną krzywiznę \mathbf{K}

$$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{r}}{ds} = \mathbf{r}' \quad \mathbf{K} = \frac{d\mathbf{a}}{ds} = \mathbf{a}' = \mathbf{r}'' \quad \mathbf{a} \cdot \mathbf{a}' = \mathbf{a} \cdot \mathbf{K} = 0 \quad (3.31)$$

Powyższe związki znane z geometrii różniczkowej [28] obowiązują dla wszystkich krzywych gładkich przy naturalnej parametryzacji. Krzywiznę \mathbf{K} promienia można wyznaczyć przekształcając równanie (3.28) i otrzymując ostatecznie zamiast niego układ dwu równań pierwszego rzędu

$$\begin{aligned} \mathbf{r}' &= \mathbf{a} \\ \mathbf{a}' &= \mathbf{K} = \nabla \log n - \mathbf{a}(\mathbf{a} \cdot \nabla \log n) \end{aligned} \quad (3.32)$$

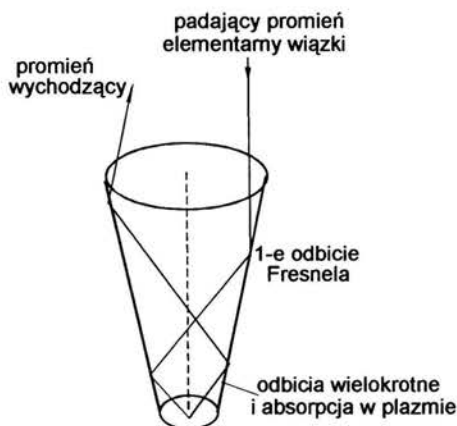
Powyższy układ równań wraz z warunkami początkowymi można rozwiązywać jako zagadnienie początkowe metodami odpowiednimi do tego typu zagadnień, np. Rungego-Kutty. Najczęściej stosowana metoda Rungego-Kutty czwartego rzędu wymaga w każdym kroku czterokrotnego obliczania gradientu współczynnika załamania co jest czasochłonne. Dlatego też obliczenia prowadzono najprostszą metodą drugiego rzędu (tzw. metoda Huena [29] str.335) wymagającą tylko dwukrotnego wyznaczenia gradientu. Poprawność działania i dokładność metody sprawdzono na przykładach, dla których możliwe było uzyskanie przybliżonych rozwiązań analitycznych.

Odbicie promienia od ścianek kanału parowego wyznaczano zgodnie z regułami optyki geometrycznej. Kształt kanału o przekroju kołowym (zależność promienia od głębokości) opisany był równaniem

$$F(x_1, x_2, x_3) = x_1^2 + x_2^2 - f_0(x_3) = 0 \quad (3.33)$$

gdzie f_0 jest zadaną funkcją. Wyznaczano jednostkowy wektor \mathbf{n} normalny do ścianek kanału parowego a następnie cosinus kąta padania α i nowy wektor kierunkowy \mathbf{a}_1 wiązki odbitej

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla F}{\|\nabla F\|} \quad \cos \alpha = \mathbf{n} \cdot \mathbf{a} \quad \mathbf{a}_1 = \mathbf{a} - 2\mathbf{n} \cos \alpha \quad (3.34)$$



Rys.3.8 Schemat kanału parowego i mechanizm absorpcji.

W procedurze Keyh ślady jest bieg pojedynczego promienia wewnątrz kanału parowego. Kanał scharakteryzowany jest promieniem otworu wejściowego r_0 , głębokością H oraz bezwymiarowym parametrem kształtu $\psi = \tan \alpha / \tan \alpha_{\max}$, gdzie α jest kątem nachylenia ścianek kanału na wejściu, natomiast tangens maksymalnego kąta $\tan \alpha_{\max} = r_0 / H$. Promień charakteryzują początkowe wartości położenia \mathbf{x}_0 i kierunku \mathbf{a}_0 . W procedurze Bieg_promienia obliczane są zmiany tych wartości podczas zadanego przyrostu parametru ds . Następnie sprawdzane są warunki:

- czy promień nie natrafia na ściankę keyhole'a.
- czy promień nie opuszcza keyhole'a

O ile żaden z tych warunków nie jest spełniony wykonywany jest następny krok o ds . Spełnienie warunku a. powoduje wykonanie procedury Odbicie, w której najpierw metodą

Newtona wyznaczany jest dokładny punkt padania a następnie obliczane parametry promienia odbitego według schematu opisanego powyżej wzorem (3.34).

Spełnienie warunku b. powoduje zakończenie procedury Keyh .

Oprócz parametrów geometrycznych promieniowi przypisana jest też energia (natężenie). W każdym kroku ds biegu promienia obliczana jest zmiana energii promienia na skutek absorpcji w plazmie. Także przy odbiciach obliczana jest zależna od kąta padania absorpcja Fresnela. Rejestrowane są i zwracane przy wyjściu z procedury następujące charakterystyki energetyczne promienia:

Intens - energia promienia wychodzącego

pl_abs - energia zaabsorbowana w plazmie wypełniającej kanał parowy

fresn - energia zaabsorbowana przy wszystkich odbiciach od ścianek kanału

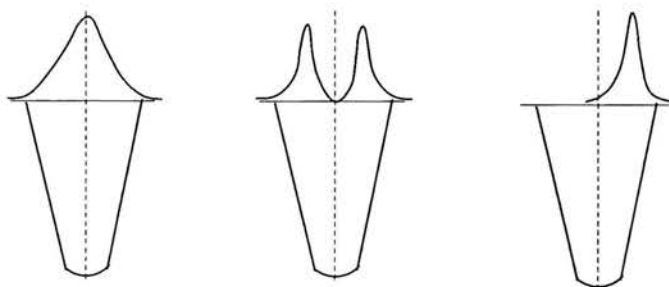
fre1 - energia zaabsorbowana przy pierwszym odbiciu

Absorpcja Fresnela przy ustalonym metalu i jego temperaturze (zakładano, że na ściankach kanału temperatura jest równa temperaturze wrzenia) zależy tylko od kąta padania. Trudniejsze jest wyznaczenie rozkładów współczynników pochłaniania i załamania plazmy, gdyż wymaga to znajomości pola temperatury. Do obliczeń przyjęto modelowy rozkład temperatury zadany funkcją drugiego stopnia. Parametry funkcji określono na podstawie obliczeń numerycznych pola temperatury opisanych w poprzednim punkcie.

3.7 Opis uzyskanych wyników

Jak już wspomniano, do obliczeń pochłaniania założono, że kanał parowy jest bryłą obrotową. Symetria osiowa kanału oznacza ograniczenie stosowalności modelu do niedużych prędkości spawania (≤ 3 m/min) charakterystycznych dla niewielkich mocy lasera (1-2 kW), gdyż przy dużych prędkościach kanał ulega zakrzywieniu.

Rozważana konfiguracja i rozkład natężenia wiązki laserowej na wlocie kanału parowego zostały przedstawione na rys.3.9.



Rys.3.9. Rozważana konfiguracja i rozkład natężenia wiązki laserowej na wlocie kanału parowego; a. mod TEM_{00} , b. modu TEM_{01} , c. wiązka przesunięta względem osi kanału.

Zależność promienia od głębokości opisana była równaniem

$$F(x_1, x_2, x_3) = x_1^2 + x_2^2 - f_0(x_3) = 0 \quad (3.35)$$

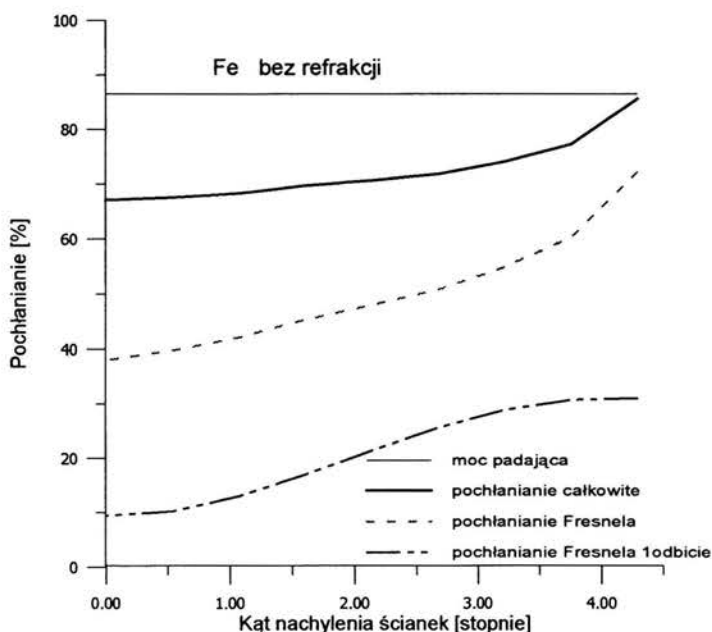
gdzie f_0 jest zadaną funkcją. Standardowo przyjmowano, że kanał parowy ma kształt ściętego stożka o promieniu wejściowym r_0 oraz promieniu $r_1 \leq r_0$ na głębokości H . Od dołu kanał zamknięty był odcinkiem sfery gładko dopasowanym (tzn. z zachowaniem ciągłości funkcji i jej pochodnej) do stożka. Dla zadanej głębokości oraz promienia wejściowego możliwe są stożki o półkulkowych kątach rozwarcia α określonych równaniem

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r_0}{H} \psi \quad 0 \leq \psi \leq 1 \quad (3.36)$$

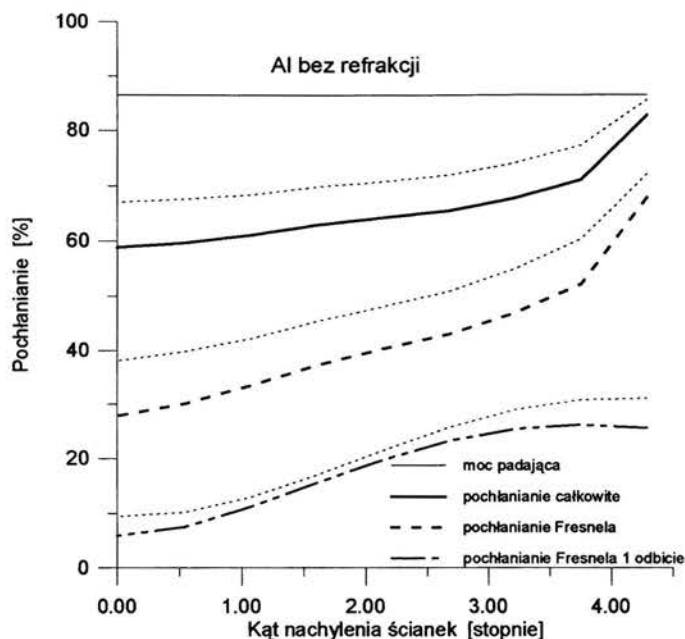
Wartości $\psi = 1$ odpowiada stożek ostro zakończony $r_1 = 0$ i maksymalny kąt nachylenia ścianek $\alpha = \alpha_{\max} = \arctan r_0/H$, natomiast $\psi = 0$ walec zakończony półką sfery o promieniu $r_1 = r_0$.

Na rys.3.10 i rys.3.11 przedstawiono zależność poszczególnych składników pochłaniania od kąta nachylenia ścianek kanału w przypadku żelaza i aluminium. Głębokość kanału wynosiła $H = 2.0$ mm a promień $r_0 = 0.15$ mm. Przyjęto rozkład natężenia wiązki opisany krzywą Gaussa (mod TEM_{00}) o szerokości $w = 0.15$ mm. Obliczenia przeprowadzono bez uwzględnienia wpływu refrakcji na bieg promieni. Na obu wykresach najwyższa, cienka

pozioma linia obrazuje odsetek całkowitej mocy wiązki (przyjętej jako 100%) padający na powierzchnię wejściową kanału. Gruba ciągła linia przedstawia pochłanianie całkowite natomiast niższa przerywana linia pochłanianie Fresnela. Różnica między nimi odzwierciedla zatem wielkość pochłaniania w plazmie. Najniższa linia obrazuje wielkość pochłaniania Fresnela przy pierwszym odbiciu. Udział pochłaniania Fresnela rośnie monotonicznie ze wzrostem kąta nachylenia, gdyż wzrasta liczba odbić. Największą wartość pochłanianie osiąga przy $\alpha = \alpha_{\max}$, należy jednak pamiętać, że wartość ta odpowiada stożkowi z ostrym zakończeniem. Kształt taki nie może być zrealizowany ze względu na działanie napięcia powierzchniowego ciekłego metalu. W celu ułatwienia porównania na wykresie dla aluminium za pomocą cienkich kropkowanych linii przedstawiono wyniki dla żelaza.



Rys.3.10 Zależność pochłaniania od kąta nachylenia ścianek kanału parowego w przypadku żelaza bez uwzględnienia wpływu refrakcji.

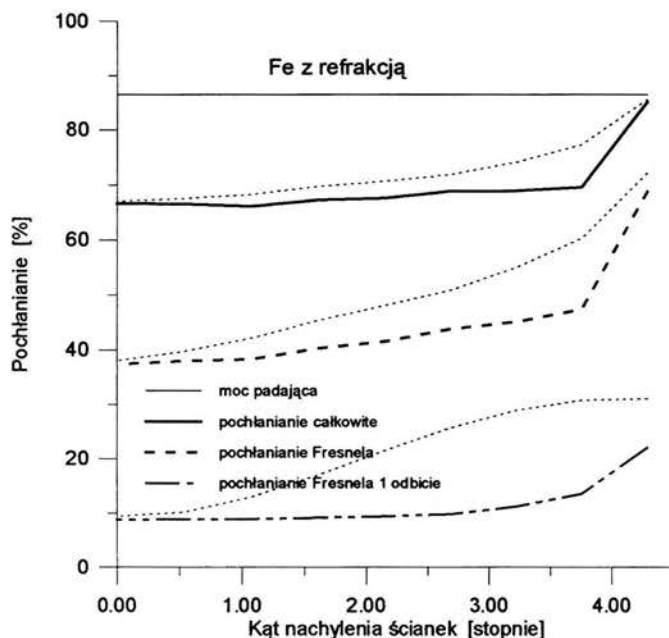


Rys.3.11 Zależność pochłaniania od kąta nachylenia ścianek kanału parowego w przypadku aluminium bez uwzględnienia wpływu refrakcji. Liniami kropkowanymi przedstawiono wyniki dla żelaza.

Z porównania zależności dla żelaza i aluminium wynika, że dla wszystkich wartości kąta pochłanianie całkowite jest większe w przypadku żelaza. Dokładniejsza analiza wykazuje, że za tę różnicę odpowiedzialne są różnice pochłaniania przy wielokrotnych odbiciach, a więc przy mniejszych kątach padania. Różnice w pochłanianiu w plazmie i przy pierwszym odbiciu dla obu metali nie przekraczają kilku procent. Pierwsze odbicie zachodzi przy kącie padania około 85° . Jak wynika z rys.3.3 przy takich kątach padania współczynnik pochłaniania jest równy około 42 % dla wszystkich metali, a zależność pochłaniania od rodzaju metalu przejawia się dla mniejszych kątów padania.

Przy całkowitym pochłanianiu promieniowania laserowego w kanale parowym przekraczającym 70 % różnica pochłaniania dla żelaza i aluminium jest rzędu 10 % energii padającej na wejście kanału. Różnica ta jest zbyt mała aby mogła w pełni wyjaśnić różnicę spawalności obu metali. Na ich spawalność mają także wpływ inne czynniki, które wpływają na powstawanie i stabilność kanału parowego, jak na przykład dużo większe przewodnictwo cieplne aluminium w stosunku do żelaza.

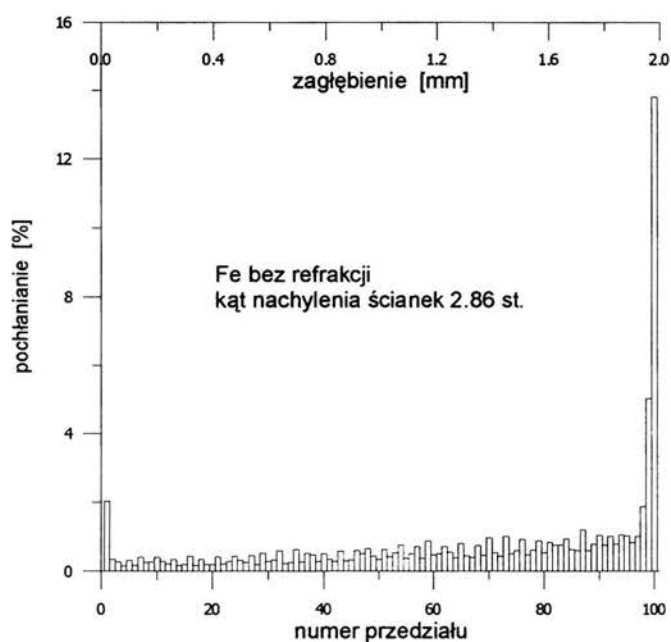
Na rys.3.12 przedstawiono dla żelaza zależność pochłaniania od kąta nachylenia ścianek kanału przy uwzględnieniu wpływu gradientu współczynnika załamania na bieg promieni. Na uwagę zasługuje zmniejszenie się, w porównaniu do przypadku bez refrakcji, zależności pochłaniania od kąta nachylenia ścianek kanału. Sumaryczne pochłanianie jest praktycznie stałe za wyjątkiem nie realizowanego fizycznie zakresu w pobliżu α_{max} .



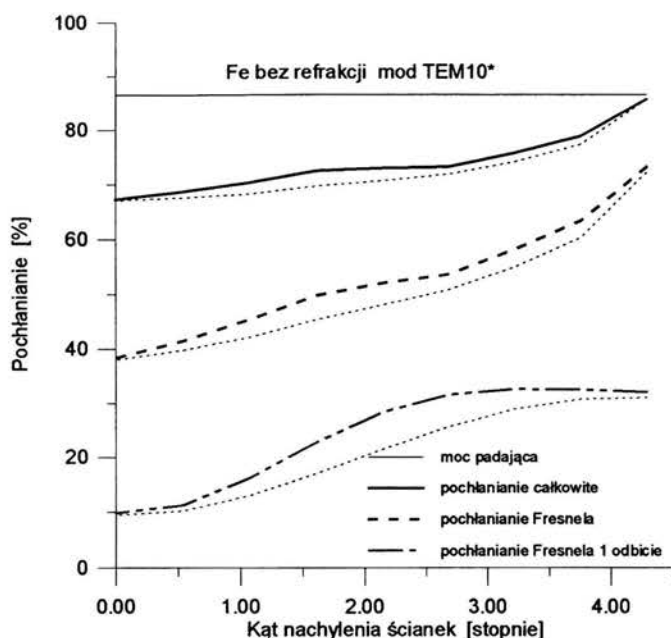
Rys.3.12 Zależność pochłaniania od kąta nachylenia ścianek kanału parowego w przypadku żelaza przy uwzględnieniu wpływu refrakcji. Liniami kropkowanymi przedstawiono wyniki bez refrakcji

Interesujący jest rozkład zaabsorbowanej energii wzdłuż głębokości kanału parowego przedstawiony na rys.3.13. Głębokość kanału podzielono na 100 równych przedziałów. Podczas obliczeń rejestrowano wielkość mocy pochłanianej w poszczególnych przedziałach. Na wykresie wysokości słupków obrazują procent całkowitej mocy wiązki pochłonięty w odpowiednim przedziale. Obliczenia, których wyniki przedstawiono na wykresie, przeprowadzono dla warunków analogicznych jak z rys.3.10 (żelazo, wiązka gaussowska $w = 0.15$ mm, kanał parowy o głębokości $h = 2$ mm i promieniu wejściowym $r_0 = 0.15$ mm, promień dna $r_1 = 0.05$ mm). Jednakże zasadnicza cecha rozkładu polegająca na skupieniu

pochłaniania w otoczeniu dna kanału nie ulega zmianom przy zmianie w/w parametrów. Wiązka lasera jest prowadzona przez kanał parowy. Część energii jest pochłaniana na jego długości w wielokrotnych odbiciach od ścianek oraz przez plazmę. Większość dociera jednak w okolice dna kanału i tam jest absorbowana. Uwzględnienie refrakcji pogłębia tę tendencję. Znajdująca się we wnętrzu kanału parowego plazma działa jak światłowód prowadząc wiązkę bez kontaktu ze ściankami i więcej energii dociera do dna kanału. Działanie refrakcji powoduje, że większość energii jest pochłaniana na dnie kanału parowego. Wynika stąd brak zależności całkowitego pochłaniania od kształtu kanału (kąta nachylenia ścianek). Skutkiem absorpcji promieniowania laserowego na dnie kanału jest tendencja do jego pogłębiania i penetracji całej grubości materiału. Stosunkowo niewielka absorpcja na jego długości sprzyjać może natomiast jego zamykaniu na skutek zapadania się ścianek kanału pod działaniem sił napięcia powierzchniowego. Splot tych obu tendencji prowadzić może do sytuacji, w której stacjonarne istnienie kanału parowego nie jest możliwe natomiast jest on podczas spawania wielokrotnie tworzony przez działanie wiązki lasera po to aby następnie ulegać destrukcji.



Rys.3.13 Pochłanianie w kanale parowym w funkcji głębokości kanału (podzielonej na 100 przedziałów). Wysokości słupków obrazują procent mocy wiązki pochłonięty w danym przedziale.



Rys.3.14 Zależność pochłaniania od kąta nachylenia ścianek kanału parowego w przypadku żelaza bez uwzględnienia wpływu refrakcji. Wiązka w modzie TEM₁₀*. Liniami kropkowanymi przedstawiono wyniki dla modu TEM₀₀

Zbadano również zależność pochłaniania od geometrii wiązki promieniowania lasera. Na rys. 3.14 przedstawiono pochłanianie w funkcji kąta nachylenia ścianek kanału w żelazie. Wszystkie warunki były identyczne jak na rys.3.10 za wyjątkiem rozkładu natężenia promieniowania w wiązce. Funkcję Gaussa (mod TEM₀₀) z maksimum na osi wiązki zastąpiono funkcją modu TEM₁₀* z minimum równy 0 na osi i maksimum leżącym na okręgu (rys.3.9 b). Rozmiar wiązki dobrano tak, aby odsetek mocy wiązki na wejściu do kanału pozostawał identyczny jak w przypadku wiązki gaussowskiej. W celu łatwiejszego porównania wyniki dla modu TEM₀₀ zobrazowano cienkimi kropkowanymi liniami. Porównanie wykazuje, że rozkład natężenia w wiązce nie ma znaczącego wpływu na wielkość pochłaniania. Jedynie w zakresie kątów 1.5-2.5° można zaobserwować wzrost udziału pochłaniania Fresnela przy pierwszym odbiciu. Jest to związane ze wzrostem liczby promieni przebiegających w pobliżu ścianek kanału.

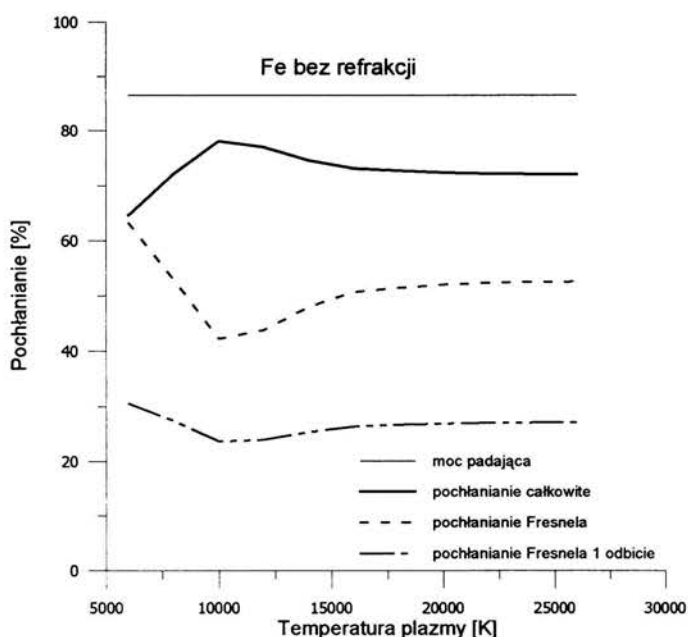
Podczas spawania z prędkościami przekraczającymi 1-2 m/min występuje przesunięcie kanału względem wiązki w kierunku przeciwnym do kierunku spawania (rys.3.9 c). Obliczenia

wykonane dla przypadku spawania żelaza wiązką gaussowską o szerokości $w = 0.15$ mm. Promień wejścia kanału był równy $r_0 = 0.20$ mm a kąt nachylenia ścianek $\alpha = 2.86^\circ$.

Tabela 3.1

Przesunięcie wiązki $\times 0$ [mm]	Moc padająca do kanału parowego %	Pochłanianie całkowite %	Pochłanianie Fresnela % całkowite / 1 odbicie	Pochłanianie w plazmie %
0	99.6	76.1	46.1 / 17.0	30.0
0.05	98.6	76.7	47.8 / 19.7	28.9
0.10	92.7	74.4	48.8 / 24.1	25.6

Wyniki zaprezentowane w tabeli 3.1 wskazują, że przesunięciu wiązki nie towarzyszy znacząca zmiana pochłaniania całkowitego. Następuje jedynie wzrost udziału pochłaniania Fresnela, podobnie jak to miało miejsce w przypadku modu TEM_{10}^* , na skutek zwiększenia liczby promieni przebiegających blisko ścianek kanału.



Rys.3.15 Zależność pochłaniania od temperatury plazmy we wnętrzu kanału parowego w przypadku żelaza bez uwzględnienia wpływu refrakcji.

Wpływ temperatury plazmy na pochłanianie przedstawiono na rys.3.15. Założono wiązkę gaussowską oraz kształt kanału o kącie nachylenia ścianek $\alpha = 2.86^\circ$, przy którym promień dna kanału równy jest 1/3 jego promienia wejściowego.

Z wykresu na rys.3.15 wynika, że przy temperaturach poniżej 15000 K w zakresie, w którym znajduje się maksimum współczynnika pochłaniania występuje wzrost pochłaniania, a następnie spadek przy temperaturach jeszcze niższych. Przy temperaturach poniżej progu jonizacji pochłanianie w plazmie maleje do zera. Dla temperatury plazmy powyżej 15000 K pochłanianie w kanale nie zależy od temperatury.

Jak już stwierdzono przy analizie przedstawionych na rys.3.8-3.9 wyników, różnice obliczonego pochłaniania dla przypadku aluminium i żelaza nie są znaczące. Pochłanianie całkowite w aluminium jest mniejsze o około 10% od pochłaniania w żelazie (przyjęto całkowitą moc lasera jako 100%). Za różnicę tę niemal w całości odpowiada zmiana pochłaniania Fresnela przy wielokrotnych odbiciach. Różnica pochłaniania przy pierwszym odbiciu nie przekracza 5%, a w plazmie jest jeszcze mniejsza. Przy wartości kąta nachylenia ścianek 2.86° pochłanianie Fresnela dla Fe wynosi 52% natomiast dla Al. – 44% całkowitej mocy wiązki. Pochłanianie w plazmie dla obu metali jest równe około 20%. Różnica ta nie jest wystarczająca do wyjaśnienia w pełni wyników eksperymentów, w których badano zależność pochłaniania od polaryzacji wiązki laserowej. Jak stwierdzono w punkcie 3.1 pochłanianie Fresnela zależy od polaryzacji, natomiast pochłanianie w plazmie jest od niej niezależne. W pracy [40] (patrz także [5]) stwierdzono brak zależności pochłaniania w aluminium od polaryzacji, co jest dowodem, że dominującym mechanizmem pochłaniania podczas spawania aluminium jest pochłanianie w plazmie. Oznacza to, że występują jeszcze dodatkowe czynniki różnicujące pochłanianie, jak na przykład różnice kształtu kanału parowego.

Kanał parowy pozostaje współosiowy z wiązką lasera podczas spawania z niewielkimi prędkościami 1-2 m/min. Zwiększaniu prędkości towarzyszy „opóźnianie się” kanału w stosunku do wiązki oraz zakrzywanie się jego dolnej części w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu wiązki względem metalu. Przy wzroście prędkości spawania wzrasta także kąt nachylenia ścianek. W doświadczeniach stwierdzono występowanie różnic kąta nachylenia ścianek kanału parowego dla różnych metali. Podczas spawania stopów żelaza (stali) zmierzony kąt wynosił 5° a dla aluminium był on dwukrotnie większy [6]. W celu modelowania takiej sytuacji wykonano obliczenia dla wiązki gaussowskiej o szerokości $w = 0.15$ mm padającej do kanału parowego o głębokości $H = 2$ mm i stosunku promienia dna do

promienia wejścia kanału równym 1/3. Wiązka była przesunięta w stosunku do osi kanału tak, aby jej środek leżał w odległości w od brzegu kanału. Kąt nachylenia ścianek przyjęto w przypadku aluminium równy 10° a dla żelaza 5° .

Tabela 3.2

metal / kąt	Moc padająca do kanału parowego %	Pochłanianie całkowite %	Pochłanianie Fresnela % całkowite / 1 odbicie	Pochłanianie w plazmie %
Al. $\alpha = 10^\circ$	97.2	62.0	29.0 / 16.9	33.0
Fe $\alpha = 5^\circ$	96.3	75.1	49.5 / 27.2	25.6

Jak wynika z analizy wyników przedstawionych w tabeli 3.2 uwzględnienie różnic geometrii pozwoliło na dokładniejsze odzwierciedlenie danych doświadczalnych. W aluminium pochłanianie Fresnela jest w przybliżeniu równe pochłanianiu w plazmie, podczas gdy w żelazie pochłanianie Fresnela jest około dwukrotnie większe od pochłaniania w plazmie.

Podsumowując, można stwierdzić, że zaprezentowany model prawidłowo odzwierciedla zasadnicze cechy pochłaniania promieniowania laserowego w kanale parowym w zakresie prędkości spawania nie przekraczających 2 m/min mimo zastosowanych uproszczeń. Polegały one przede wszystkim na przyjęciu z góry zadanego kształtu kanału parowego oraz rozkładu temperatury wewnątrz kanału. Należy wziąć pod uwagę, że proces spawania laserowego ma charakter dynamiczny, zarówno kształt kanału jak rozkład temperatury zmieniają się w czasie w sposób nieregularny, zatem przyjęte w modelu charakterystyki kanału i plazmy mają sens wielkości uśrednionych w czasie. Wyniki obliczeń mimo prostoty zaprezentowanego modelu są zgodne z wynikami bardziej skomplikowanego modelu opisanego w pracy [7], w którym kształt kanału parowego oraz rozkład temperatury dla danej mocy lasera i prędkości spawania wyznaczane są w sposób samouzgodniony.

4. Opis układu eksperymentalnego

4.1 Stanowisko laserowe

Wszystkie próby spawania laserowego przeprowadzono na stanowisku laserowym Samodzielnej Pracowni Technologicznych Zastosowań Laserów IPPT PAN. Stanowisko składa się z lasera CO₂, układu prowadzącego i formującego wiązkę lasera oraz stołu.

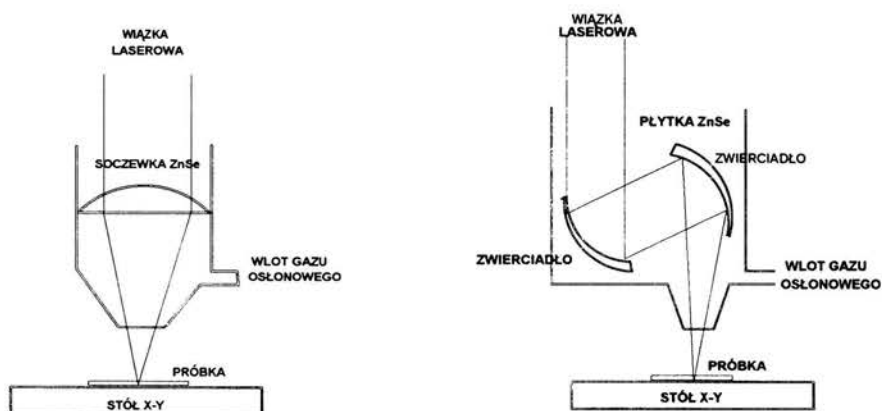
Laser CO₂ typu VFA 2500 firmy Wegmann-Baasel jest laserem o szybkim przepływie wzdłużnym. Pompa Rootsa zapewnia przepływ roboczej mieszaniny gazowej (CO₂, N₂, He) o ciśnieniu 100 mbar z prędkością 100 m/s. Dzięki temu z lasera o długości rezonatora 3 m i łącznej długości wyładowania niespełna 2 m osiągnięta jest moc maksymalna 2500 W. Laser może pracować w reżimie pracy ciągłej (cw) z mocą regulowaną w zakresie 600÷2500 W lub pulsacyjnie, przy czym moc lasera w czasie trwania impulsu zawarta jest w podanych wyżej granicach, natomiast czas trwania impulsów i przerw pomiędzy nimi może zostać zaprogramowany z krokiem 0.25 ms. Długość fali generowanego promieniowania wynosi 10.6 μm. Dominującym modem poprzecznym jest osiowosymetryczny mod TEM₁₀ ze znaczącym wkładem modu podstawowego TEM₀₀. Zmierzona rozbieżność wiązki laserowej w polu dalekim wynosiła 1.67 mrad a średnica wiązki w odległości 4 m od lasera była równa 18 mm.

Układ prowadzący wiązkę składa się z polaryzatora kołowego oraz zwierciadeł zawracających wiązkę. Polaryzator jest niezbędny, gdyż wiązka promieniowania wychodząca z lasera jest spolaryzowana liniowo. Ponieważ pochłanianie promieniowania elektromagnetycznego przez metale jest zależne od jego polaryzacji powodowałoby to niekorzystną zależność wyników cięcia i spawania od wzajemnej orientacji kierunku ruchu wiązki i płaszczyzny polaryzacji. Układ dwu zwierciadeł wielowarstwowych, z których każde wprowadza przesunięcie fazy równe $\lambda/8$ ustawiony pod odpowiednim kątem do płaszczyzny polaryzacji pełni rolę polaryzatora kołowego. Zamienia on polaryzację liniową na kołową, która nie powoduje niekorzystnych efektów. Kolejne zwierciadła są niezbędne aby wiązkę doprowadzić od lasera do miejsca, gdzie zostanie wykorzystana. Nie mogą one powodować zmian polaryzacji promieniowania, stosowane są zatem zwierciadła wielowarstwowe o przesunięciu fazowym mniejszym od 0.5° i współczynniku odbicia nie mniejszym niż 99.5%.

Wysoka jakość oraz utrzymanie zwierciadeł i innych elementów optycznych w idealnej czystości jest sprawą pierwszoplanową. Przy mocach lasera rzędu kilowata nawet niewielkie

pochłanianie powoduje nagrzewanie się i następnie odkształcenie termiczne elementu optycznego. Jest to przyczyną deformacji wiązki laserowej uniemożliwiającej jej właściwe zogniskowanie. Dodatkowo deformacje te zależne są od czasu i bieżącej mocy lasera, co często uniemożliwia dobór parametrów obróbki i stwierdzenie przyczyny niepowodzenia. Większe zanieczyszczenia powierzchni są przyczyną silnego lokalnego nagrzania, które powoduje dalszy wzrost pochłaniania w tym miejscu. Proces ma charakter lawinowy i prowadzi do zniszczenia danego elementu. Dlatego też oprawy wszystkich elementów optycznych, zarówno zwierciadeł rezonatora lasera jak i zwierciadeł, polaryzatorów i soczewek zewnętrznego układu prowadzenia i formowania wiązki, są chłodzone przepływającą przez nie wodą. W celu ochrony zwierciadeł przed osadzaniem się kurzu (a także ze względów bezpieczeństwa) cały zewnętrzny tor wiązki jest osłonięty. Osłona taka redukuje także wpływ niejednorodności temperatury w pomieszczeniu na bieg wiązki.

Wiązka laserowa doprowadzona jest do stołu roboczego tak, że pada nań pionowo z góry. Konieczne do spawania lub cięcia ogniskowanie wiązki umożliwiają wymienne głowice. Najprostsza i najtańsza jest głowica soczewkowa przedstawiona na rys.4.1a. Elementem ogniskującym jest soczewka z ZnSe. Selenek cynku jest obecnie najpowszechniej stosowanym materiałem na elementy transmisyjne w zakresie dalekiej podczerwieni. Zogniskowana wiązka wydostaje się na zewnątrz przez stosunkowo niewielki otwór dyszy (średnica 3-6 mm). Wypływający z dyszy gaz osłania soczewkę przed zanieczyszczeniem kropelkami spawanego metalu oraz stanowi osłonę strefy spawania przed dostępem powietrza. Rola gazu osłonowego zostanie omówiona szerzej w rozdziale 5.



Rys.4.1(a, b). Głowica soczewkowa i zwierciadłana

Soczewkowe głowice ogniskujące mogą być stosowane do spawania z niewielkimi mocami oraz do krótkotrwałych prób. Ze względu na często występujące uszkodzenia soczewek do spawania w warunkach przemysłowych stosowane są głowice zwierciadlane. Przykład takiej głowicy przedstawiono na rys.4.1b. W najprostszym wariantcie zadaniem pierwszego zwierciadła jest zmiana kierunku promieniowania i skierowanie go na właściwe zwierciadło ogniskujące. W rozwiązaniach bardziej zaawansowanych oba zwierciadła stanowią zespół starannie zaprojektowanych i wykonanych asferycznych zwierciadeł ogniskujących. Układy takie charakteryzują się brakiem aberracji sferycznej oraz astygmatyzmu powstającego w najprostszym rozwiązaniu na skutek nie prostopadłego padania wiązki na zwierciadło ogniskujące, są jednak dużo droższe. Płytką z ZnSe zamyka głowicę od góry umożliwiając stosowanie gazu osłonowego podobnie jak w głowicy soczewkowej. Gdy moc lasera przekracza kilka kilowatów i płytki nie można stosować, gaz osłonowy nadmuchiwany jest z dodatkowych dysz umieszczonych w pobliżu wyjścia wiązki.

Programowany stół roboczy umożliwia przemieszczanie obrabianych próbek w płaszczyźnie poziomej XY w zakresie 890*890 mm z prędkością do 10 m/min z dokładnością 0.05 mm. Ruchom wzdłuż pionowej osi Z odpowiadają przemieszczenia głowicy ogniskującej. Dodatkowy moduł obrotowy z uchwytem tokarskim pozwala na spawanie lub przecinanie elementów walcowych. Stół jest sterowany za pomocą sterownika przemysłowego SINUMERIK 810M wyposażonego w dodatkowe układy służące do równoczesnego sterowania laserem.

Podczas prób spawania wiązkę lasera ogniskowano głowicą zwierciadlaną o ogniskowej 150 mm a w niektórych wypadkach soczewką o ogniskowej 127 mm (5"). Średnica dyszy wynosiła 6 mm, a wydatek gazu osłonowego zmieniano w granicach 8÷40 l/min. Większe wydatki powodowały wydmuchiwanie stopionego materiału, natomiast mniejsze nie zapewniały dostatecznej osłony soczewki. Jako gaz osłonowy stosowano argon lub hel. Wykonano również próby z użyciem azotu.

4.2 Kontrola mocy lasera

Kontrolę średniej mocy lasera podczas eksperymentu umożliwia wewnętrzny miernik lasera, którego detektor umieszczony jest z tyłu za zwierciadłem końcowym rezonatora lasera

o współczynniku odbicia 99.5% i transmisji 0.5%. Transmisja zwierciadła wyjściowego, przez które wiązka promieniowania wyprowadzana jest na zewnątrz wynosi 40%. Na detektor pada więc $0.5\%/0.4 = 1.25\%$ mocy wyjściowej lasera. Miernik ten okresowo cechowano posługując się absorpcyjnym miernikiem termomechanicznym (prod. Macken Instruments USA). Za pomocą pomiarów wykonanych miernikiem termomechanicznym w różnych punktach układu prowadzenia wiązki określano również zmniejszenie mocy docierającej na wyjście głowicy ogniskującej na skutek niedoskonałości elementów optycznych.

W celu pomiaru mocy lasera miernikiem termomechanicznym należy wiązką promieniowania lasera oświetlać pochłaniacz miernika przez okres około 10 sekund, podany w metryce przyrządu. Stała czasowa wewnętrznego miernika mocy wynosi kilkanaście sekund. Za pomocą obu tych przyrządów możliwa jest więc jedynie kontrola średniej mocy lasera w dłuższych odcinkach czasu. W przypadku, gdy niezbędna była rejestracja szybkich zmian mocy lasera podczas spawania stosowano detektor podczerwieni typu PEM-L-3 (prod. Vigo-System Ltd.) o stałej czasowej rzędu 10 ns i czułości 55 mV/W. Na czujnik kierowano promieniowanie przechodzące przez zwierciadło końcowe lasera. Średnica wiązki lasera w pobliżu zwierciadła końcowego wynosi około 16 mm natomiast powierzchnia czynna detektora wynosi 1 mm². Aby sygnał z detektora odpowiadał mocy uśrednionej po przekroju rezonatora wiązkę ogniskowano na powierzchni czynnej za pomocą soczewki z ZnSe o ogniskowej 5". Ze względu na ograniczenie mocy dopuszczalnej do 1 W na detektor kierowano wiązkę odbitą od płytki z NaCl ustawionej po kątem 45°.

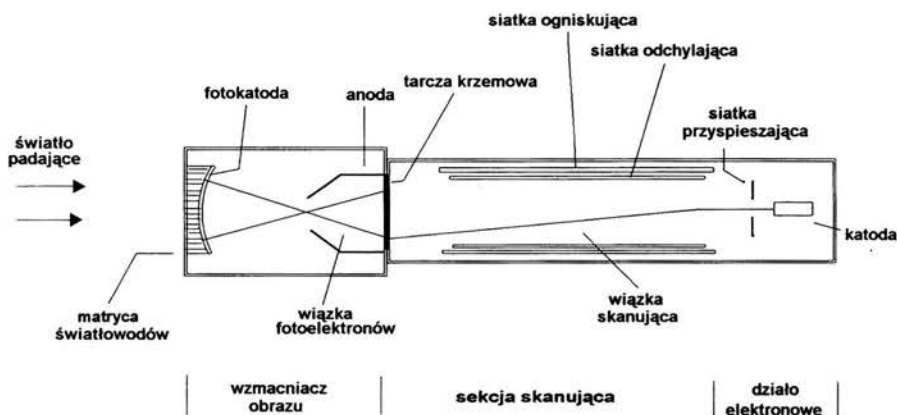
4.3 Analizator optyczny OMA III

W optycznym analizatorze wielokanałowym (Optical Multichannel Analyzer–OMA III) jako detektor zastosowane jest urządzenie typu SIT (Silicon Intensified Target). Jest ono kombinacją wzmacniacza obrazu i widikonu (rys.4.2).

W widikonie elementem dokonującym zamiany sygnałów optycznych na elektryczne jest tarcza krzemowa z utworzoną na niej macierzą 10⁷ mikroskopowych diod o wspólnej katodzie i izolowanych anodach. Tarcza umieszczona jest we wnętrzu lampy próżniowej. Niskoenergetyczna wiązka elektronowa o średnicy 25 μm regularnie przemiata jedną stronę macierzy, podczas gdy na jej stronę przeciwną pada promieniowanie o badanym rozkładzie. Wiązka elektronowa ładuje diody do pewnego potencjału, natomiast absorbowane fotony

powodują produkcję par elektron-dziura, które częściowo rozładowują diody. Powstające podczas ponownego przebiegu wiązki impulsy prądu ładowania mierzone w obwodzie zewnętrznym odzwierciedlają rozkład przestrzenny promieniowania na tarczy widikonu.

W detektorze SIT w celu zwiększenia czułości stosowana jest kombinacja wzmacniacza obrazu i widikonu. Światło tworzy obraz na płaszczyźnie wejściowej, skąd za pośrednictwem



Rys.4.3. Schemat detektora SIT

włókien optycznych jest przenoszony na fotokatodę. Wytworzone na niej fotoelektrony są przyspieszane wysokim napięciem (9kV w stosowanym urządzeniu) i kierowane na krzemową tarczę widikonu. W porównaniu z bezpośrednim padaniem fotonów na widikon możliwe jest zwiększenie czułości około 200 razy. Czułość wielokanałowych analizatorów optycznych ze wzmacniaczem obrazu jest porównywalna z czułością niskoszumnych fotopowielaczy.

Wszystkie elementy tarczy widikonu odbierają sygnał optyczny równocześnie oraz przechowują go podczas dość długiego czasu. W stosowanym układzie OMA III wiązka elektronowa o średnicy 25 μm skanuje kwadratowy obszar tarczy o boku 12.5 mm przebiegając z lewej strony na prawo i z dołu do góry. Do celów analizy obszar ten jest dzielony formalnie na 512 \times 512 elementów, które następnie mogą być grupowane w kanały i ścieżki. Sterujący układ elektroniczny (controler) umożliwia odczyt elementów w różnych konfiguracjach tak, że umieszczony w płaszczyźnie szczeliny wyjściowej spektrografu detektor pozwala na równoczesny pomiar widma w 500 kanałach i z rozdzielczością przestrzenną 500 ścieżek wzdłuż szczeliny.

W przypadku rejestracji z rozdzielczością przestrzenną na szczelinę wejściową rzutowano obraz obłoku plazmowego za pomocą obiektywu zwierciadlanego o ogniskowej 1 m. W tej sytuacji poziome rozwinięcia obrazu na detektorze (szczelina wejściowa spektrografu jest pionowa) są widmami optycznymi fragmentów obłoku plazmowego na odpowiednich wysokościach.

W przypadku rejestracji promieniowania obłoku plazmowego bez rozdzielczości przestrzennej sygnał zbierany z pewnego kąta bryłowego doprowadzany był światłowodem na szczelinę wejściową spektrografu. Powstający na wyjściu na detektorze obraz jest niezmienny w kierunku pionowym natomiast w poziomie jest fragmentem widma optycznego.

W eksperymencie wykorzystano detektor 1254 SIT wraz z kontrolerem model 1216 produkcji EG&G Princeton Applied Research Co. Detektor rejestruje promieniowanie w zakresie spektralnym 350+800 nm. Sprzężony z nim komputer sterujący umożliwia zadawanie wymaganych trybów skanowania detektora, konwersję A/C sygnałów i ich zapamiętywanie. Czas skanowania kanału może wynosić 20, 40,.. 140 μ s a czas skanowania całego obrazu wynosi ilość ścieżek \times ilość kanałów (przy 20 ścieżkach i 500 kanałach – minimum 200 ms). Przetworniki analogowo-cyfrowe mają rozdzielczość 14 bitową zapewniając rozróżnianie $16 \cdot 10^3$ poziomów sygnału.

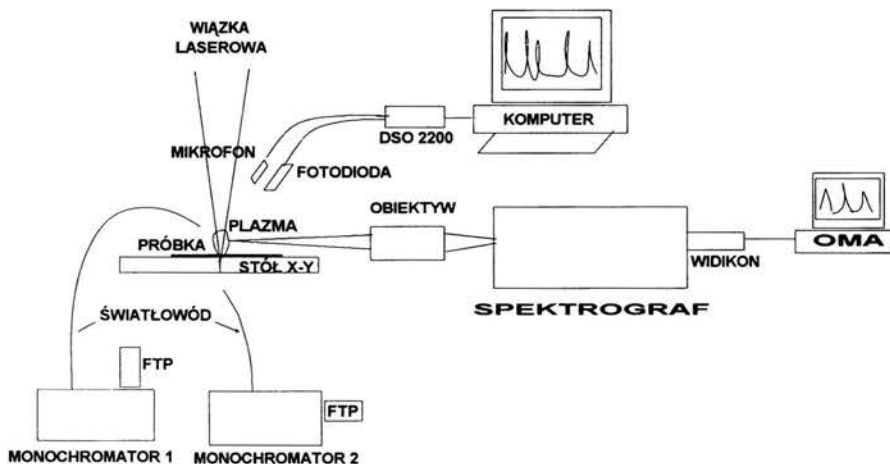
Za pomocą układu OMA III dokonywano równoczesnego pomiaru intensywności i kształtu profili wielu linii. Na podstawie stosunków intensywności linii możliwe jest określenie temperatury plazmy, podczas gdy jej kształt może służyć do wyznaczenia gęstości elektronów z wielkości poszerzenia starkowskiego (patrz rozdział 5). W tym celu niezbędna była uprzednia kalibracja czułości układu pomiarowych, którą wykonywano posługując się lampą wzorcową oraz wyznaczenie tzw. funkcji aparaturowej. Funkcja aparaturowa jest profilem nieskończenie wąskiej linii rejestrowanym przez układ pomiarowy [41]. Pomiaru funkcji aparaturowej dokonywano mierząc linię emitowaną przez laser HeNe.

4.4 Detektory optyczne i akustyczne

Do rejestracji promieniowania obłoku plazmowego z dużą rozdzielczością czasową stosowano układ składający się z monochromatora i fotopowielacza. Na szczelinę wejściową monochromatora doprowadzano badane promieniowanie za pośrednictwem światłowodu. Za szczeliną wyjściową umieszczano fotopowielacz. Rejestrowano więc promieniowanie z

wąskiego zakresu widma, odpowiadającego najczęściej wybranym liniom charakterystycznym spawanego metalu lub gazu osłonowego. W przypadku, gdy wystarczała rejestracja promieniowania w szerszym zakresie spektralnym, stosowano fotodiody półprzewodnikowe, lub zestawy fotodiody plus filtr optyczny. Fotodiody ze wzmacniaczem wykonanym na układzie scalonym jest urządzeniem znacznie tańszym, prostszym i mniej wrażliwym na uszkodzenia od fotopowielacza. Może zostać umieszczona blisko obszaru spawania a sygnał ze wzmacniacza jest dostatecznie silny aby mógł być przekazywany kilkumetrowym kablem koncentrycznym. Wykonano próby z fotodiodami różnych typów. Ostatecznie do rejestracji sygnałów z plazmy stosowano fotodiody typu SFH291 o zakresie czułości 230÷1100 nm i czasach narastania i opadania nie dłuższych niż 3µs. W wielu wypadkach stosowano je w połączeniu z filtrem przepuszczającym promieniowanie w zakresie 200÷400 nm.

Sygnaly akustyczne generowane podczas spawania rejestrowano za pomocą mikrofonu elektretowego MKE 2-P (prod. Sennheiser electronic GmbH) wyposażonego w fabryczny przedwzmacniacz. Czułość mikrofonu nie zależy od kierunku i wynosi 10 mV/Pa. Charakterystyka częstotliwościowa jest płaska w zakresie od 20 Hz do 20 kHz.



Rys.4.4. Schemat układu pomiarowego.

Do przetwarzania na postać cyfrową, zbierania i zapisywania sygnałów z detektorów stosowano kartę oscyloskopową DSO-2200 (Digital Storage Oscilloscope) sprzężoną z komputerem za pośrednictwem złącza równoległego. Karta umożliwia zapis sygnałów napięciowych w kilku podzakresach od 10 mV do 1 V z maksymalną częstotliwością próbkowania

do 200 MHz. Najczęściej stosowano częstotliwość 100 kHz przy długości zapisu (głębokości) 64 k. Przy prędkości spawania 3 m/min odpowiadało to około 3.25 cm długości spoiny. Rozdzielczość 8 bitowa przetworników A/C karty umożliwia rozróżnianie 256 poziomów sygnału.

4.5 Badania próbek

Przystępując do określenia parametrów spawania nowego materiału wykonywano przetopy jednolitych kawałków blachy zmieniając moc lasera, prędkość, wydatek gazu i położenie ogniska. Po przecięciu próbek w poprzek przetopów i wykonaniu zglądów oceniano głębokość i charakter przetopienia, szerokość i kształt strefy wpływu ciepła, obecność pęcherzy i innych defektów. Na tej podstawie wyznaczano zakres parametrów do dalszych badań. Do łączenia oddzielnych kawałków blach przystępowano dopiero po uzyskaniu zadawalających wyników w fazie pierwszej. Łączenie przeprowadzano na styk, tak jak to zazwyczaj ma miejsce przy spawaniu laserowym, bez dodatkowego materiału wypełniającego szczelinę. Nakładało to szczególne wymagania na jakość przygotowania krawędzi (konieczność minimalizacji szczeliny) i dokładność prowadzenia wiązki. W celu ułatwienia montażu spawanych próbek wykonany został specjalny uchwyt, w którym umieszczano oba łączone kawałki unieruchamiając je następnie za pomocą docisków śrubowych. Z połączonych blach wycinano próbki do badań wytrzymałościowych, korozyjnych i metalograficznych. Ze względu na występowanie efektów brzegowych nie jest celowe spawanie odcinków krótszych niż około 15 grubości blachy.

Badania wytrzymałościowe wykonywane były w Instytucie Materiałoznawstwa i Mechaniki Technicznej WAT lub Zakładzie Wytrzymałości Materiałów IPPT PAN. Badania metalograficzne były wykonywane w WAT lub w Pracowni Warstwy Wierzchniej IPPT PAN oraz w Instytucie Technologii Materiałowych Politechniki Warszawskiej.

5. Badania spektroskopowe obłoku plazmowego

5.1 Temperatura plazmy i gęstość elektronów

W odróżnieniu od plazmy wypełniającej kanał parowy, obłok plazmowy może być stosunkowo łatwo badany eksperymentalnie. Badania przeprowadzane są głównie metodami spektroskopowymi z użyciem wielokanałowych analizatorów widma jak OMA III. Współczynnik emisji linii spektralnej związany jest z obsadzeniem górnego poziomu linii wyrażeniem [30]:

$$\varepsilon_L = \int_{\text{linia}} \varepsilon_{\nu,L} = 1/4\pi \cdot h\nu \cdot A_{ih} n_i$$

gdzie całkowanie przeprowadzane jest po całym profilu linii, A_{ih} jest prawdopodobieństwem emisji, $h\nu$ energią kwantu, a n_i gęstością odsadzenia górnego poziomu linii.

W lokalnej równowadze termodynamicznej obsadzenia poziomów wzbudzonych opisane są prawem Boltzmana [30]:

$$\frac{n_{z,i}}{n_z} = \frac{g_i}{U_z(T)} \exp\left(-\frac{E_{z,i}}{kT}\right)$$

gdzie n_z jest całkowitą gęstością cząstek o ładunku z , $n_{z,i}$ gęstością cząstek w stanie i , $E_{z,i}$ energią poziomu, T temperaturą a $U_z(T)$ sumą stytyczną układu, zaś wzajemny stosunek składników plazmy równaniem Sahy [30]:

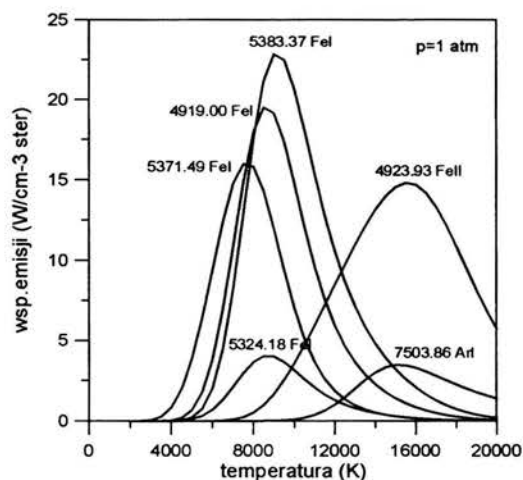
$$n_e \frac{n_z}{n_{z-1}} = 2 \frac{U_z(T)}{U_{z-1}(T)} \frac{(2\pi m_0 kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{i,z-1} - \Delta E_{i,z-1}}{kT}\right)$$

gdzie n_{z-1} i n_z są gęstościami cząstek o ładunku $z-1$ i z , n_e jest gęstością elektronów, $E_{i,z-1}$ energią jonizacji, $\Delta E_{i,z-1}$ obniżeniem energii jonizacji wskutek mikropola elektrycznego plazmy, m_0 masą elektronu, a $U_{z-1}(T)$ i $U_z(T)$ sumami statystycznymi cząstek.

W przypadku gdy temperatury składników plazmy atomów, jonów i elektronów są różne, temperatura występująca we wzorach Boltzmana i Sahy jest temperaturą cząstek decydujących o obsadzeniu poziomów wzbudzonych a więc elektronów. W naszym przypadku można przyjąć, że temperatury wszystkich składników plazmy są równe [10]. Ze wzoru Boltzmana otrzymujemy związek między stosunkiem współczynników emisji linii spektralnych a temperaturą $\frac{\varepsilon_{1,z}}{\varepsilon_{2,z}} = \text{const} \times f(T)$. Podobnie wykorzystując wzór Boltzmana,

związek między współczynnikiem emisji linii a obsadzeniem górnego poziomu i równanie Sahy otrzymujemy $\frac{\varepsilon_{1,z}}{\varepsilon_{2,z-1}} n_e = const \times g(T)$. Oba związki służą do wyznaczania temperatury z pomiaru współczynników emisji linii spektralnych. W ostatnim przypadku musi być wcześniej wyznaczona gęstość elektronów. Gęstość elektronów wyznacza się na ogół z poszerzenia Starkowskiego linii spektralnych ω_s , które jest proporcjonalne do gęstości elektronów n_e [30].

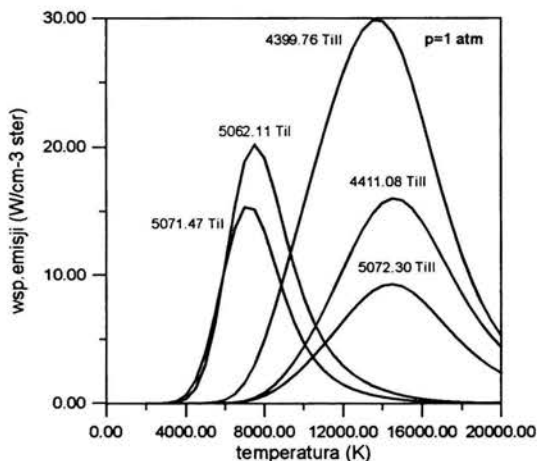
W przypadku plazmy przylegającej do powierzchni temperaturę plazmy wyznacza się na ogół z względnych natężeń linii spektralnych metalu, a gęstość elektronów z poszerzenia Starkowskiego wybranych linii [9, 10]. Inwersja Abela nie jest z reguły przeprowadzana (fluktuacje amplitudy i kształtu obłoku plazmowego, nieustanne zmiany położenia obłoku plazmowego względem jego osi pionowej czynią ją mało wartościową), a więc mierzone natężenia linii $I = \int \varepsilon_L ds$ reprezentują wartości współczynnika emisji uśrednione wzdłuż cięciwy przechodzącej przez oś symetrii plazmy z.



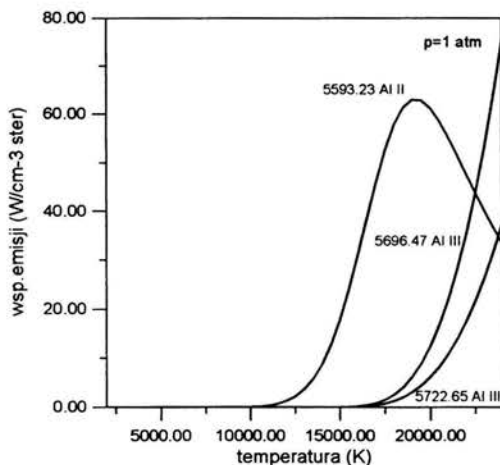
Rys. 5.1. Współczynniki emisji niektórych linii żelaza oraz linii argonu 7503.86 Å w zależności od temperatury przy ciśnieniu 1 atm.

Na uwagę zasługuje znaczna rozbieżność wyników eksperymentalnych. Jak zostanie to pokazane poniżej, różnica wyników otrzymanych z pomiarów natężeń różnych linii spektralnych spowodowana jest niejednorodnym rozkładem przestrzennym promieniujących atomów wynikającym z niejednorodnego rozkładu temperatury w plazmie. Współczynniki

emisji linii atomowych i jonowych są silnie zależne od temperatury. Osiągają one maksimum w pewnej charakterystycznej dla każdej linii temperaturze - jest to tzw. temperatura normalna - a następnie maleją (patrz rys.5.1,5.2,5.3). W sytuacji, gdy temperatura w plazmie jest znacznie wyższa niż temperatura normalna danej linii, większość rejestrowanego promieniowania linii pochodzi z obszaru, w którym panuje temperatura normalna.

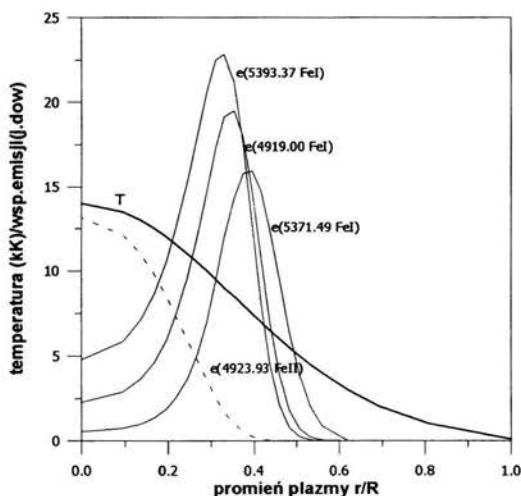


Rys.5.2. Współczynniki emisji niektórych linii tytanu w zależności od temperatury przy ciśnieniu 1 atm.



Rys.5.3. Współczynniki emisji niektórych linii aluminium w zależności od temperatury przy ciśnieniu 1 atm.

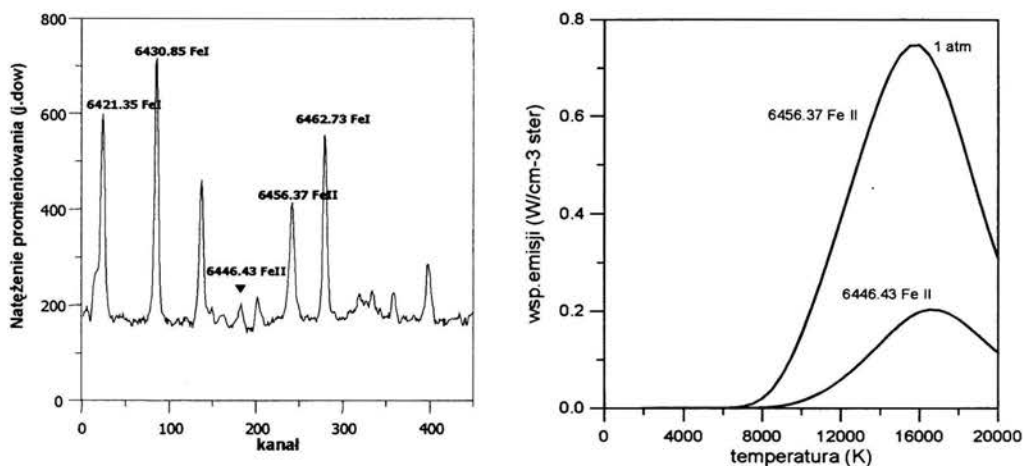
Powyższe rozważania wyjaśniają dlaczego różne temperatury otrzymywane są przez różnych autorów. Rozbieżności są nader duże, od 6000 K do 18000 K. Są one wynikiem używania natężeń różnych linii spektralnych do wyznaczania temperatur. Wysokie temperatury otrzymywane są jedynie w przypadku pomiaru natężeń linii jonowych: pojedynczo i podwójnie zjonizowanych atomów. Niestety nie jest to możliwe w każdym przypadku. Tak więc np. w przypadku żelaza, w którym ze względu na słabe świecenie linii jonowych nie były one dotychczas używane do pomiaru temperatury, temperatury uzyskiwane ze stosunku linii atomowych 5371.49 Å, 5383.37 Å, 5393.17 Å i 5397.13 Å wynoszą ok. 8000 K [9, 10]. Z kolei temperatury wyznaczone ze stosunku linii jonowej np. FeII 4923.93 Å do linii atomowej FeI 4919.00 Å wynosiły ok. 11000 K [10]. Sytuacja zilustrowana jest na rys.5.4, który przedstawia hipotetyczny rozkład temperatury elektronów w obłoku plazmowym wraz ze współczynnikami emisji niektórych linii żelaza. Przyjęto gaussowski rozkład temperatury z maksymalną temperaturą 14000 K. Obliczone dla tego rozkładu temperatury uzyskane ze stosunku natężeń linii atomowych i jonowej do atomowej są zgodne z wynikami eksperymentalnymi.



Rys.5.4. Współczynniki emisji niektórych linii żelaza dla gaussowskiego rozkładu temperatury z maksymalną temperaturą 14000 K.

W pracy dokonano dodatkowo pomiarów intensywności linii jonowych żelaza 6456.37 i 6446.43 Å w trakcie spawania blach ze stali węglowej i nierdzewnej 0H18N9 (rys.5.5a). W

obu wypadkach otrzymano temperatury ok. 14000 K. Policzono także współczynniki emisji dla obu linii w zależności od temperatury (patrz rys.5.5b), co pozwoliło na stwierdzenie, że wyznaczona z nich temperatura jest temperaturą maksymalną. Należy jednak pamiętać, że pomiary przy użyciu analizatora OMA III pozwalają jedynie na wyznaczenie temperatury uśrednionej po czasie pomiaru i, że w trakcie tzw. rozbłysków może być ona wyższa.



Rys.5.5. Linie jonów żelaza 6456.37 i 6446.43 Å użyte do wyznaczenia temperatury w centrum plazmy zarejestrowane w trakcie spawania blachy ze stali węglowej i ich współczynniki emisji w zależności od temperatury przy ciśnieniu 1 atm.

W przypadku tytanu pomiar linii jonowych 4399.77 Å i 4411.08, 5702.30 Å umożliwia wyznaczenie maksymalnej temperatury ze stosunku ich natężeń (patrz rys.5.2) dając temperaturę ok. 14000 K.

W przypadku aluminium pomiar stosunku linii Al II 5593.23 Å i linii Al III 5696.47 Å (lub 5722.65 Å) wraz z gęstością elektronów wyznaczaną z poszerzenia linii Al II 5593.23 Å daje temperaturę ok. 17500 K [9]. Również dla tego przypadku policzono współczynniki emisji mierzonych linii w zależności od temperatury. Wagi statystyczne potrzebne do obliczeń wzięto z [31]. Położenie ich maksimum (rys.5.3) pozwala mieć pewność, że wyznaczona temperatura jest temperaturą w centrum plazmy. Analiza dotychczasowych wyników pozwala

na stwierdzenie, że w rzeczywistości różnice temperatur we wszystkich opisanych przypadkach Fe, Ti i Al są niewielkie a temperatura w centrum obłoku plazmowego wynosi 14000÷18000 K.

Te same uwagi dotyczą również gęstości elektronów wyznaczonej z poszerzenia starkowskiego. W przypadku linii Fe I 5383.37 Å promieniującej głównie przy niskiej temperaturze otrzymuje się gęstość elektronów charakterystyczną dla obszaru peryferyjnego podczas gdy poszerzenie linii argonu 7503.86 Å lub 7514.65 Å charakteryzuje obszar centralny plazmy. Gęstości elektronów wyznaczone z poszerzenia starkowskiego linii argonu Ar I 7503.83 i 7514.65 Å, gdy argon był użyty jako gaz osłonowy, wynoszą $1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [10]. Są to ponownie wartości uśrednione w czasie.

Analiza wyników eksperymentalnych pozwala stwierdzić, że temperatury wyznaczone z linii atomowych par metali są charakterystyczne dla obszaru peryferyjnego plazmy a temperatury w centrum plazmy są znacznie wyższe. Temperatura elektronów tuż nad ujściem kanału wynosi ok. 14000 ÷ 18000 K a gęstość elektronów ok. 10^{17} cm^{-3} . Wyniki te są zgodne z wynikami modeli teoretycznych (15000 ÷ 20000 K) opisujących plazmę w kanale parowym.

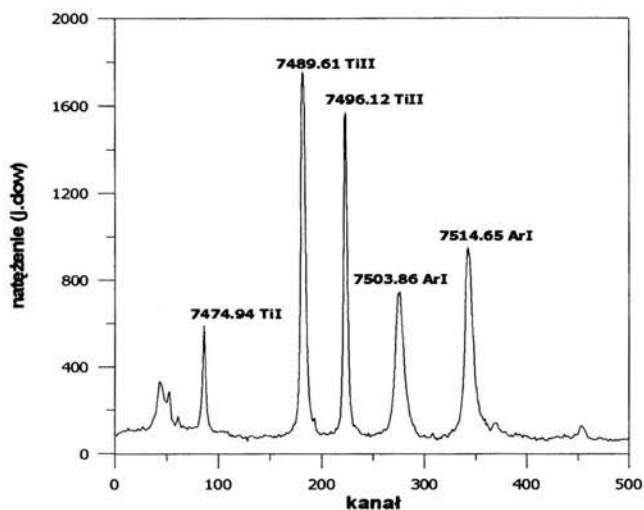
5.2. Skład obłoku plazmowego

Gaz osłonowy pełni istotną rolę w procesie spawania laserowego. Przede wszystkim osłania on spoinę przed kontaktem z powietrzem otaczającym próbkę. Wskutek wymiany pędu między cząsteczkami gazu osłonowego a cząsteczkami plazmy obłok plazmowy utrzymywany jest przy powierzchni spawanej. Dodatkowo jest on chłodzony wskutek wymiany ciepła z gazem osłonowym co powoduje obniżenie temperatury plazmy, zmniejszenie jej wymiarów i obniżenie absorpcji wiązki laserowej w obłoku. Dodatkowe zmniejszenie absorpcji może zachodzić wskutek mieszania się zjonizowanych par metali z gazem osłonowym, którego potencjał jonizacyjny jest znacznie wyższy a zatem stopień jonizacji niższy. Dla przykładu energia jonizacji żelaza wynosi 7.897 eV a argonu 15.759 eV zaś helu 24.586 eV.

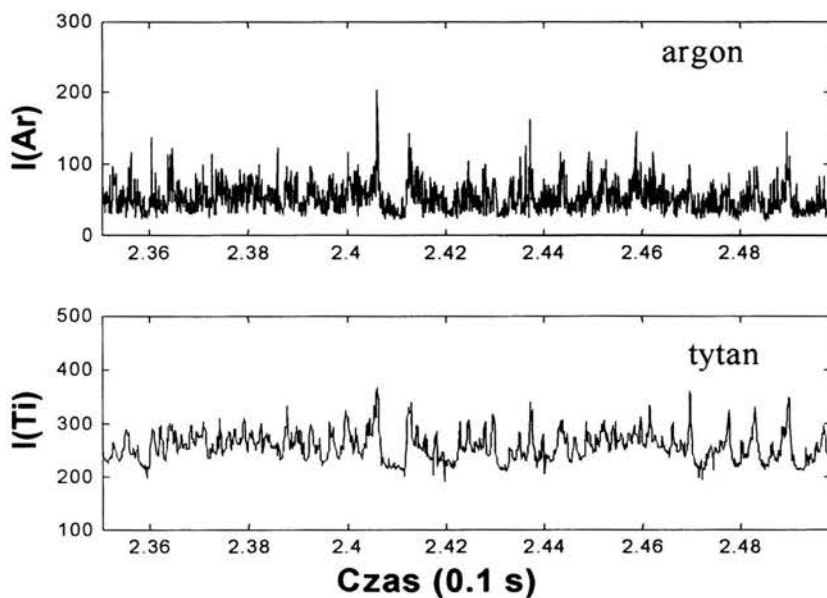
Jednoczesne pomiary promieniowania linii spektralnych emitowanych przez metal i gaz osłonowy pozwalają stwierdzić, że promieniowanie gazu osłonowego zachodzi w tym samym czasie co par metali co świadczy przynajmniej o częściowym wymieszaniu obu gazów.

W pomiarach rejestrowano przy pomocy monochromatora promieniowanie linii argonu 7514.65 Å zaś przy pomocy fotodiody z filtrem transmitującym UV promieniowanie linii tytanu w obszarze spektralnym 200-400 nm. Tytan został wybrany ponieważ pomiary

spektralne pozwoliły na stwierdzenie, że linia argonu 7514.65 Å jest dobrze odseparowana od linii tytanu (patrz rys.5.6).



Rys.5.6. Linie tytanu i argonu zarejestrowane w trakcie spawania blach ze stopu tytanowego OT4-1



Rys.5.7. Promieniowanie linii argonu 7514.65 Å i linii tytanowych w obszarze 200-400 nm.

Wyniki eksperymentu pokazują, że emisja linii argonu zachodzi zasadniczo w tym samym czasie co linii tytanowych (rys.5.7). Dokładniejsza analiza [10] pozwala stwierdzić, że gaz osłonowy jest praktycznie niezjonizowany a zatem promieniowanie jego linii spektralnych jest skutkiem wzbudzeń poziomów atomu argonu ArI w zderzeniach z elektronami pochodzącymi z jonizacji par metali. Świadczy to o wymieszaniu obu składników. Czy mieszanie to zachodzi w obszarze całego obłoku czy tylko w rejonie tzw. powierzchni rozdziału obu strumieni jest ciągle sprawą otwartą.

Obłok plazmowy jest, przynajmniej w części, mieszaniną zjonizowanych par metali i gazu osłonowego, przy czym ciśnienie parcjalne par metali i ciśnienie pochodzących z nich elektronów stanowi mniej niż połowę całkowitego ciśnienia tj. ok. 0.4 atm [10]. Ciśnienie parcjalne gazu osłonowego stanowi resztę całkowitego ciśnienia. Gaz osłonowy nie jest zjonizowany lub w tak małym stopniu, że ilość jonów Ar^+ czy He^+ (i elektronów) jest zaniedbywalna w bilansie ciśnienia [10].

W tych warunkach średnia absorpcja promieniowania lasera CO_2 w obłoku plazmowym nad powierzchnią spawaną jest niewielka (~ 6 %). Należy jednak pamiętać, że proces spawania przebiega w sposób wysoce niestabilny. W trakcie rozbłysków plazmowych gęstość elektronów może być znacznie wyższa (patrz rozdział 3) a w konsekwencji także absorpcja.

6. Oscylacje kanału parowego

6.1 Model teoretyczny; dynamika kanału parowego

Istnienie kanału parowego - kapilary umożliwiającej penetrację promieniowania laserowego w głąb metalu jest warunkiem głębokiego spawania. Siły napięcia powierzchniowego dążą do zamknięcia kanału. Przeciwdziała im głównie nadwyżka ciśnienia powstających w kanale par metalu nad ciśnieniem atmosferycznym oraz ciśnienie ablacyjne - ciśnienie odrzutu par metalu uwalnianych ze ścianek kanału.

Istniejące modele kanału można podzielić na dwie grupy. W podejściu pierwszym kanał parowy uważany jest za twór stacjonarny w układzie współrzędnych związanym z poruszającą się jednostajnie wiązką promieniowania laserowego [44-46]. Przyjmuje się, że kanał ma w przybliżeniu kształt cylindryczny, a wiązka laserowa jest z nim współosiowa. Promień kanału wyznaczany jest ze statycznego równania równowagi ciśnień. Następnie badane są oscylacje wokół położenia równowagi i ich widmo częstotliwości.

W podejściu drugim [6, 47] przyjmuje się, że kanał parowy jest zagięty w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu wiązki, a wiązka promieniowania oświetla przede wszystkim przednią ściankę kanału. Taki kształt kanału został potwierdzony eksperymentalnie w zakresie dużych prędkości spawania i dużych mocy [6]. Gwałtowne parowanie metalu powoduje powstanie ciśnienia odrzutu, które usuwa stopiony metal podobnie jak ma to miejsce podczas laserowego drażenia [47]. Chwilowy wektor lokalnej prędkości przedniej ścianki kanału parowego wyznaczany jest jako wynik działania ciśnienia napięcia powierzchniowego i ciśnienia odrzutu. Prędkość ta jest na ogół różna od względnej prędkości wiązki i metalu. W związku z tym rozważany w podejściu pierwszym stan stacjonarny nie istnieje: ścianki kanału przemieszczają się w stosunku do wiązki, powstają na nich i zanikają wędrujące garby. Model ten, w którym przyjęto zakrzywiony kształt kanału parowego, jest właściwy dla przypadku spawania z dużymi mocami, przekraczającymi kilka kilowatów i prędkościami 10 cm/s i więcej. Opisane poniżej eksperymenty przeprowadzono przy mocach lasera nie przekraczających 2 kW i prędkościach spawania poniżej 10 cm/s, co jest bliższe warunkom stosowalności pierwszego modelu. Zostanie on omówiony bardziej szczegółowo poniżej na podstawie prac [44-46].

Średnia gęstość strumienia mocy wiązki zaabsorbowanej przechodzącej przez ścianki kanału parowego dana jest przez całkę z natężenia wiązki po powierzchni wlotu kanału

$$q_{abs} = \frac{A}{2\pi aH} \int_0^a I(r) 2\pi r dr \quad (6.1)$$

gdzie A jest średnim współczynnikiem absorpcji, I natężeniem wiązki, natomiast a i H są jak poprzednio promieniem i długością kanału. Dla modu TEM_{00} o rozkładzie natężenia opisanym funkcją Gaussa o szerokości w i mocy całkowitej P_L

$$q_{abs} = \frac{AP_L}{2\pi aH} \left(1 - \exp\left(-2 \frac{a^2}{w^2}\right) \right) \quad (6.2)$$

Większość zaabsorbowanej mocy wiązki jest odbierana przez przewodnictwo cieplne, którego wielkość dana jest w przybliżeniu wzorem

$$q_\lambda \approx \frac{T_s - T_0}{2} \rho c_p \frac{K_1(Pe)}{K_0(Pe)} \quad Pe = \frac{av}{\kappa} \quad (6.3)$$

gdzie K_0 i K_1 są zmodyfikowanymi funkcjami Bessela (drugiego rodzaju), Pe jest liczbą Pecleta, T_s temperaturą ścianek kanału, T_0 temperaturą otoczenia, ρ , c_p i κ są odpowiednio średnią gęstością stopionego metalu, jego ciepłem właściwym i dyfuzyjnością cieplną.

Część zaabsorbowanej mocy jest unoszona przez cząsteczki odparowywane ze ścianek

$$q_{abl} = mn_g u_g h_{ev} \quad (6.4)$$

gdzie m jest masą atomu metalu, n_g i u_g są odpowiednio koncentracją i prędkością atomów warstwie na granicy między fazą ciekłą i gazową (warstwa Knudsen) a h_{ev} jest ciepłem parowania.

Ciśnienie sił napięcia powierzchniowego w kanale jest równe

$$p_{np} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6.5)$$

gdzie σ jest współczynnikiem napięcia powierzchniowego, a R_1 i R_2 są głównymi promieniami krzywizny kanału. W cylindrycznym kanale o promieniu a jest $R_1 = a$ oraz $R_2 \rightarrow \infty$. Dla cylindrycznego kanału o promieniu $a = 0.15$ mm powstającego w stali ($\sigma = 1.3$ N/m w temperaturze wrzenia) ciśnienie to wynosi $p_{np} = \sigma/a \approx 10^4$ Pa.

Nadwyżka ciśnienia wewnątrz kanału nad ciśnieniem atmosferycznym jest odpowiedzialna za wypływ par z kanału na zewnątrz, dlatego też może być oszacowana na podstawie prędkości lub wydatku masowego związanego z tym wypływem. Gradient ciśnienia gazodynamicznego p_g wynikający z przepływu gazu przez cylindryczny kanał jest dany równaniem Poiseuille'a

$$\frac{dp_g}{dz} = \frac{8\eta Q}{\pi a^4 \rho} \quad (6.6)$$

gdzie η jest lepkością gazu a Q jego wydatkiem. Dla par żelaza w temperaturze $T = 3000$ - 15000 K $\eta = (0.12-2.0) \cdot 10^{-5}$ kg/(m s). Wydatek można oszacować na podstawie szybkości parowania

$$Q = \frac{q_{abl}}{h_{ev}} = \pi a^2 \rho v_s \quad (6.7)$$

gdzie ρ jest gęstością par, $v_s \approx 100$ m/s średnią prędkością ich wypływu, h_{ev} ciepłem parowania natomiast $q_{abl} = AP_L$ częścią zaabsorbowanej mocy wiązki laserowej P_L zużytą na parowanie. Większość, około 90% zaabsorbowanej energii jest zużywana na nagrzewanie i topienie metalu, tak więc $A < 0.1$. Gdy promień kanału jest równy jak poprzednio $a = 0.15$ mm a jego głębokość $\Delta z = H = 5$ mm ciśnienie gazu wyniesie $p_g = 10^4$ Pa.

Ciśnienie ablacyjne powstaje podczas parowania i jest związane z przekazem pędu przez cząsteczki opuszczające powierzchnię cieczy. Wynosi ono (por. równanie (6.4))

$$P_{abl} = mn_g u_g^2 \quad (6.8)$$

W pracach [45, 46] podano obowiązujący dla cylindrycznego kanału związek między ciśnieniem gazodynamicznym p_g a ciśnieniem ablacyjnym

$$p_g = \frac{C_F (\text{Re})}{3} \left(\frac{H}{a} \right)^2 P_{abl} \quad (6.9)$$

$C_F \approx 3$ jest zależnym od liczby Reynoldsa współczynnikiem oporu kanału.

Średnia wartość ciśnienia ablacyjnego przy założeniu, że ścianki kanału oświetlone są równomiernie, jest znacznie mniejsza od ciśnienia par w kanale $p_{abl} \ll p_g$. Jeżeli jednak większość mocy absorbowana będzie na fragmencie powierzchni, to ciśnienie ablacyjne działające na ten fragment powierzchni może być większe. Ciśnienie hydrostatyczne i ciśnienie spiętrzenia wywierane na kanał przez opływający go ciekły metal podobnie jak napięcie

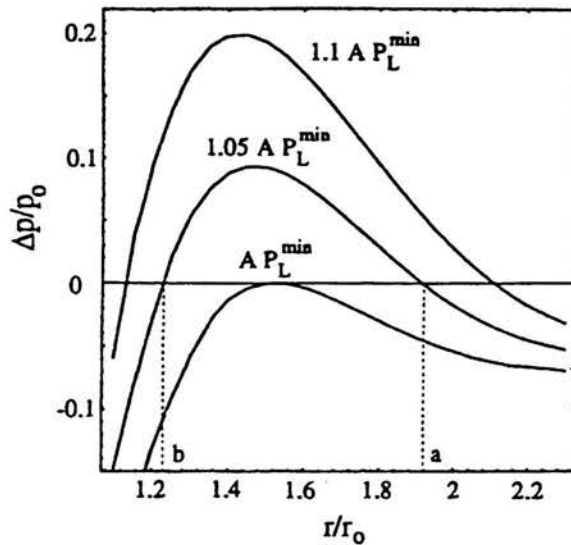
powierzchniowe dążą do zamknięcia kanału, ale na ogół są do pominięcia (patrz tabela 6.1).

Tabela 6.1. Ciśnienie wywierane na ściankę kanału parowego

Ciśnienie	wyrażenie	wartość
Gazodynamiczne, (wypływ gazu) P_g	$8Q\eta z/\pi a^4 \rho$ $\sim (H/a)^2 P_{abl}$	10^4 Pa
Ablacyjne P_{abl}	$mn_g u_g^2$	10^3 - 10^4 Pa
Napięcia powierzchniowego P_{np}	$\sim \alpha(1/R_1+1/R_2)$	10^4 Pa
Spiętrzenia fazy ciekłej P_{sp}	$\frac{1}{2} \rho u^2$	$< 10^3$ Pa
Hydrostatyczne P_{hy}	$\rho g z$	$< 10^3$ Pa

Wartość stacjonarnego promienia kanału parowego jest rozwiązaniem równania równowagi ciśnień

$$\Delta p = P_g + P_{abl} - P_{np} \quad (6.10)$$



Rys.6.1 Równowaga ciśnienia w funkcji promienia kanału parowego (wg [46])

Jak wynika z przytoczonego powyżej wzoru, w cylindrycznym kanale ciśnienie napięcia powierzchniowego jest odwrotnie proporcjonalne do promienia kanału. Zależność od

promienia kanału ciśnienia ablacyjnego i nadwyżki p_g wymaga bardziej szczegółowego omówienia. Dla $a \rightarrow 0$ moc strat na nagrzewanie materiału pozostaje stała, natomiast moc dostarczana przez wiązkę maleje proporcjonalnie do a^2 . Dla pewnej minimalnej wartości promienia cała dostarczona moc wiązki laserowej jest więc tracona na nagrzewanie metalu i oba ciśnienia związane z parowaniem metalu spadają do zera. Dla dużych promieni kanału wydatek par metalu pozostaje ograniczony, natomiast ciśnienie maleje odwrotnie proporcjonalnie do a^4 . Zatem suma ciśnień przeciwdziałających zamykaniu kanału ma maksimum dla pewnej wartości promienia kanału a . Przy dostatecznie dużej wartości zaabsorbowanej mocy lasera równanie równowagi ma dwa rozwiązania (rys.6.1). Łatwo sprawdzić, że rozwiązaniem stabilnym jest większe z nich ($r_0 = a$): zwiększanie promienia prowadzi do nadwyżki napięcia powierzchniowego przeciwdziałającej temu zwiększaniu. Rozwiązanie o mniejszej wartości promienia jest niestabilne ($r_0 = b$ na rys.6.1).

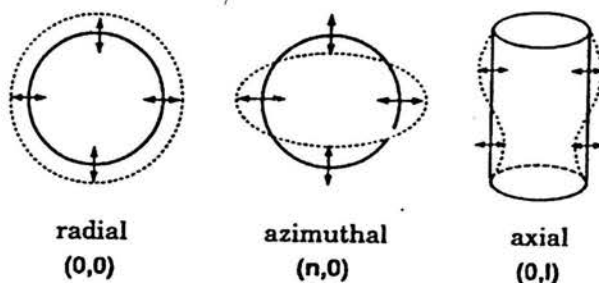
Oscylacje są możliwe wokół położenia równowagi, którym jest stabilne rozwiązanie równania równowagi ciśnień (6.10). W pracy [44] autorzy otrzymują na zależność promienia kanału od czasu równanie oscylatora z tłumieniem. Prawa strona równania równowagi (6.10) stanowi siłę wymuszającą będącą nieliniową funkcją promienia. Obecność nad ujściem kanału obłoku plazmowego, który pochłania część mocy wiązki wprowadza opóźnione sprzężenie zwrotne, gdyż rozmiary obłoku reagują z opóźnieniem na zmiany w kanale. Badano zachowanie równania w postaci bezwymiarowej:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \Gamma \frac{dx}{dt} + \frac{[(x-1) + \alpha(x_R - 1)]}{x^2} = 0 \quad (6.11)$$

gdzie $x = x(t)$ natomiast $x_R = x(t-t_R)$, t_R oznacza czas opóźnienia.

W przyjętych jednostkach bezwymiarowych okres małych drgań układu jest równy 2π . Badano zachowanie się układu dynamicznego opisanego powyższym równaniem dla różnych wartości parametrów porównując otrzymane w ten sposób portrety fazowe z portretami uzyskanymi z szeregów czasowych danych eksperymentalnych (promieniowanie obłoku plazmowego w zakresie optycznym). Dla przyjętych parametrów $\alpha = 0.45$, $\Gamma = 0.22$ oraz $t_R = 7.7$ uzyskano zachowanie modelowego układu dynamicznego jakościowo zgodne z wynikami eksperymentów. W pracy nie dokonano jednakże obliczeń dla konkretnych danych materiałowych, co uniemożliwia porównanie z danymi doświadczalnymi takich wielkości jak częstości oscylacji.

W pracach [45, 46] dokonano analizy różnych typów drgań. Trzy podstawowe mody drgań radialnych, azymutalnych i osiowych przedstawiono na rys.6.2.



Rys.6.2 Trzy rodzaje drgań cylindrycznego kanału parowego (wg [45])

Najniższą częstość mają drgania radialne. Energia kinetyczna warstwy ciekłego metalu wokół kanału jest równa

$$E_{kin} = \pi \rho H a^2 \ln(C) \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)^2 \quad (6.12)$$

gdzie ρ jest gęstością cieczy, H głębokością kanału, a jego promieniem równowagowym natomiast α amplitudą małych drgań promienia, $C \cong 3$ jest stosunkiem promienia stopionego metalu do promienia kanału. Energia potencjalna kanału jest równa

$$E_{pot} = \pi h H a B \alpha^2 \quad (6.13)$$

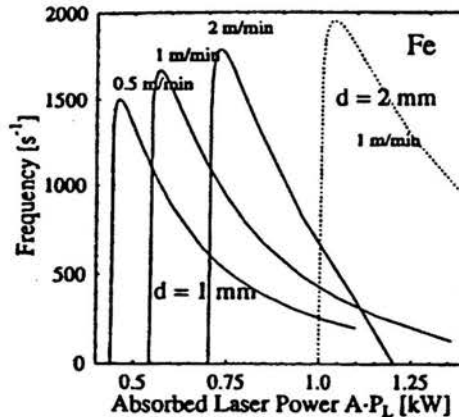
gdzie stała B jest określona przez pochodną równania równowagi ciśnień po promieniu kanału

$$B = - \frac{\partial}{\partial r} (p_g + p_{abl} - p_{np}) \Big|_{r=a} \quad (6.14)$$

Mając wyznaczoną energię kinetyczną i potencjalną z równania Eulera-Lagrange'a można określić częstość własną drgań radialnych

$$\omega_{00}^2 = \frac{B}{\rho a \ln(C)} \quad (6.15)$$

Podane w pracy [45] zależności tej częstości od zaabsorbowanej mocy lasera, prędkości spawania i grubości materiału w przypadku żelaza zaprezentowano na rys.6.3

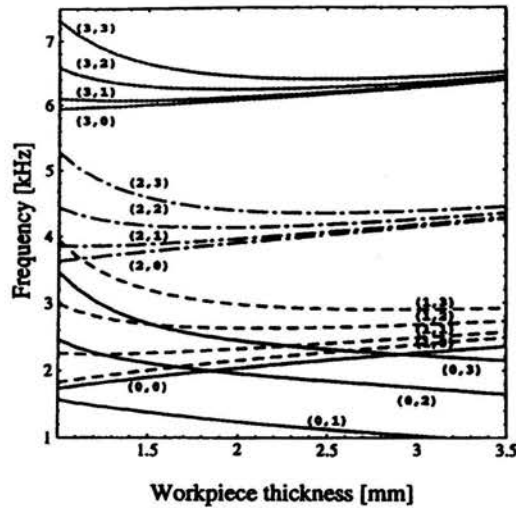


Rys.6.3 Częstości własne drgań radialnych kanału parowego w żelazie dla różnych parametrów spawania, promień wiązki 0.15 mm (wg [45]).

Częstości azymutalnych i osiowych drgań własnych określone są wzorem

$$\omega_{nl}^2 = \frac{ka |K'_n(ka)|}{K_n(ka)} \left[\frac{\sigma}{a^3 \rho} (n^2 + k^2 a^2) + \frac{B}{a \rho} \right] \quad (6.16)$$

gdzie K_n oraz K'_n oznaczają zmodyfikowaną funkcję Bessela i jej pochodną, natomiast $k = \pi d / H$ jest osiową liczbą falową. Zależność częstości własnych od grubości próbki przedstawiono na rys.6.4



Rys.6.4 Zależność maksymalnych częstości własnych drgań kanału parowego w żelazie od grubości próbki, promień wiązki 0.15 mm, dla każdego modu azymutalnego (wskaźnik n) pokazano pierwsze mody osiowe (wg [45])

Na możliwość wzbudzenia drgań określonego modu znaczący wpływ ma wielkość tłumienia. W przypadku kanału parowego tłumienie spowodowane jest lepkością ciekłego metalu. Dla drgań radialnych współczynnik tłumienia jest równy

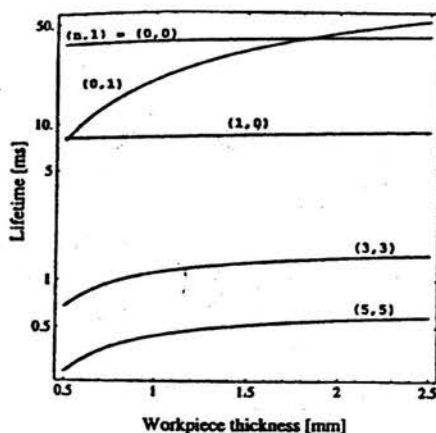
$$\Gamma_{\infty} = \frac{\eta}{\rho a^2 \ln(C)} \quad (6.17)$$

natomiast dla osiowych i azymutalnych

$$\Gamma_{nl} = \frac{\eta}{\rho a^2} \left[\frac{k^2 a^2 K''(ka)_n}{K_n(ka)} + k^2 a^2 + n^2 - \frac{n^2 K_n(ka)}{ka K'_n(ka)} \right] \quad (6.18)$$

η jest lepkością stopionego metalu.

Odwrotność współczynnika tłumienia nazywana jest czasem życia modu. Na rys.6.5 przedstawiono czasy życia kilku najniższych modów. Najdłuższymi czasami życia charakteryzują się mody najniższych rzędów (o najniższych indeksach n i l) i one będą najłatwiej pobudzone.



Rys.6.5 Zależność czasów życia drgań własnych kanału parowego od grubości próbki (wg [45])

Jak wynika z rysunku 6.3 maksymalne częstotliwości własne drgań radialnych przy założonych parametrach kanału nie przekraczają 2 kHz. Częstotliwości drgań azymutalnych i osiowych o indeksach (1,0) i (0,1) są zbliżone do częstotliwości drgań radialnych. Obserwowane w eksperymencie częstotliwości wyższe, 3.5÷4 kHz (patrz rozdział 6.2.2) związane mogą być z oscylacjami w wyższych modach. Jednakże, jak widać na rys.6.5, tłumienie wyższych modów jest większe i ich wzbudzenie bez równoczesnego wzbudzenia modów niskich rzędów jest mało prawdopodobne. Takie wzbudzenie jest możliwe w zasadzie tylko wtedy, gdy siła pobudzająca jest w rezonansie ze wzbudzonym modem wyższego rzędu.

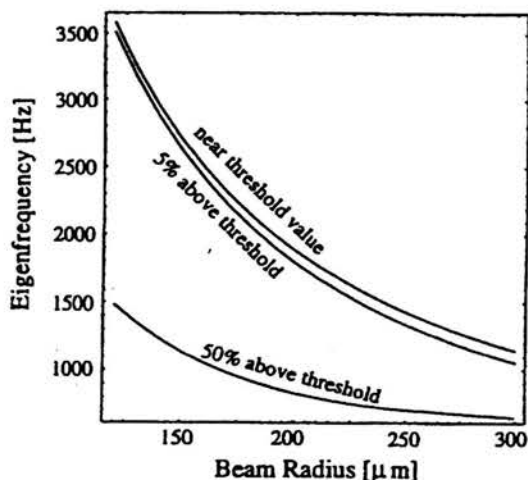
Wyniki pozwalające na lepsze porównanie z doświadczeniem autorzy zamieścili w późniejszej pracy [46], w której dokonują dokładniejszej analizy zależności częstotliwości od parametrów kanału i wiązki promieniowania. Częstotliwość modu podstawowego oscylacji radialnych dana jest wzorem

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho a^3}} \Omega_0 \quad (6.19)$$

gdzie Ω_0 jest wielkością bezwymiarową wyznaczaną na drodze numerycznego rozwiązywania układu nieliniowych równań przepływu i równania równowagi ciśnień. W zakresie wartości mocy zaabsorbowanej od 700 do 1300 W dla żelaza i prędkości spawania 2 m/min $\Omega_0 = 4\div 5$.

Z wzoru (6.19) wynika, że najistotniejszy wpływ rodzaju materiału i warunków spawania na częstotliwości oscylacji zachodzi na drodze zmiany promienia kanału parowego. Oprócz mocy i prędkości na promień ten istotny wpływ mają parametry wiązki promieniowania – jej promień i rozkład natężenia w wiązce zależny od jej modowości (por. rozdział 2.). Obliczenia, których wyniki przedstawiono na rys.6.3 i rys.6.4, przeprowadzone były dla promienia wiązki równego 150 μm . Zależność częstotliwości własnej drgań radialnych od promienia wiązki laserowej w modzie TEM_{00} przedstawiono na rys.6.5 zaczerpniętym z pracy [46]. Obliczenia prowadzono dla żelaza o grubości 1 mm spawanego z prędkością 2 m/min i mocy zaabsorbowanej bliskiej mocy progowej oraz równej 150% mocy progowej. Mocą progową nazywana jest tu zaabsorbowana moc wiązki laserowej, przy której równanie równowagi ciśnień ma tylko jedno rozwiązanie (rys.6.1). Poniżej tej mocy równanie to nie ma rozwiązania rzeczywistego i kanał parowy nie może istnieć. Zmniejszeniu mocy lub promienia wiązki towarzyszy zmniejszenie promienia kanału a i, co za tym idzie, zwiększenie częstotliwości

oscylacji proporcjonalnie do $a^{-3/2}$. W warunkach opisanych poniżej eksperymentów stosowano na ogół moc lasera równą 1750 W co przy obliczonym w rozdziale 3 współczynnika pochłaniania równym 76 % daje moc zaabsorbowaną około 1300 W. Promień wiązki laserowej był równy 120 μm . (rozdział 2). W pewnych zakresach prędkości spawania rejestrowano pojawianie się w widmie częstotliwościowym rejestrowanych sygnałów wyróżnionych maksimum przy częstościach około 3.5 kHz. Można więc stwierdzić, że wyniki przedstawionych w tej pracy pomiarów i modelu opisanego w pracach [45, 46] są ze sobą zgodne.



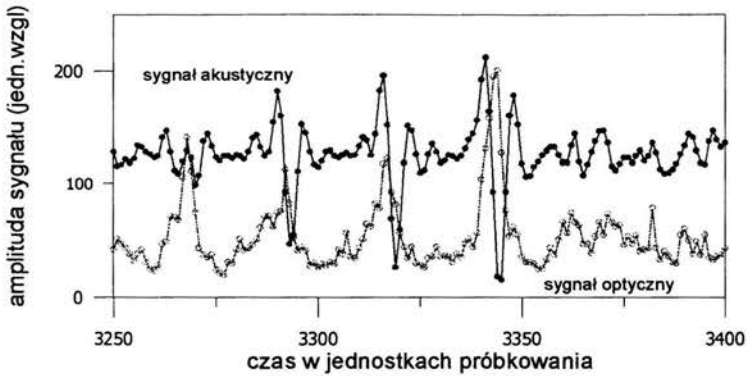
Rys.6.6 Częstości własne oscylacji radialnych kanału parowego w funkcji promienia wiązki laserowej w modzie TEM_{00} . Materiał spawany żelazo o grubości 1 mm. Prędkość spawania 1 m/min (wg [46])

6.2 Wyniki eksperymentalne.

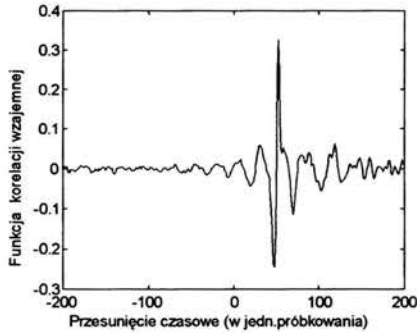
6.2.1 Sygnały optyczne i akustyczne emitowane w trakcie spawania.

Przykładowe sygnały optyczne i akustyczne zarejestrowane podczas spawania przedstawiono na rys.6.7. Detekcję obu sygnałów przeprowadzono znad powierzchni próbki. Charakter tych sygnałów odzwierciedla mechanizmy ich powstawania. Sygnał optyczny rejestrowany przez fotopowielacz lub fotodiody jest proporcjonalny do strumienia energii promienistej emitowanej przez objętość plazmy w zakresie spektralnym czułości użytego układu detekcji. W związku z tym jest to sygnał o stałej polaryzacji, nie występują w nim przejścia przez zero. Sygnał akustyczny rejestrowany za pomocą mikrofonu jest proporcjonalny do ciśnienia akustycznego p_A , które jest zmianą ciśnienia w ośrodku w stosunku do ciśnienia równowagowego (ciśnienia atmosferycznego w przypadku fal akustycznych w powietrzu). Jest to sygnał przemienny o zerowej wartości średniej. Fakt ten

nie jest bezpośrednio widoczny z wykresu, co jest związane ze sposobem zapisu sygnałów przez układ rejestrujący.



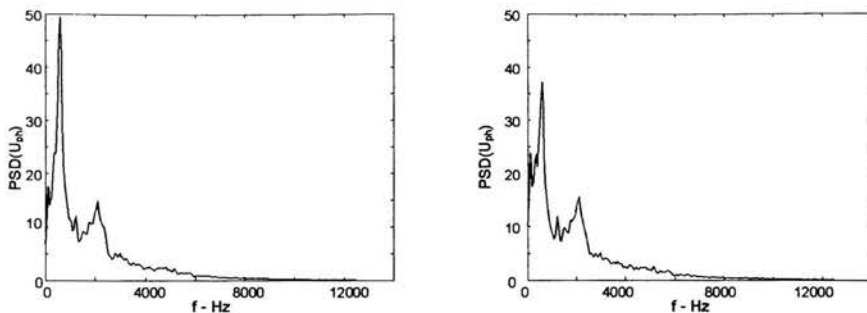
Rys.6.7 Zależność od czasu sygnału optycznego i akustycznego. Okres próbkowania $10 \mu\text{s}$. Sygnał akustyczny został przesunięty w czasie w celu eliminacji jego opóźnienia



Rys.6.8 Funkcja korelacji wzajemnej sygnału optycznego i akustycznego

Na rys.6.8 przedstawiono funkcję korelacji wzajemnej sygnału optycznego i akustycznego (definicja podana w rozdziale 6.22). Wskazuje ona, że istnieje zależność pomiędzy sygnałem akustycznym a sygnałem optycznym opóźnionym w czasie o około 0.5 ms. Opóźnienie to wynika z odmiennej prędkości rozchodzenia się obu sygnałów i powinno być uwzględniane każdorazowo przy bezpośrednim porównywaniu tych sygnałów ze sobą.

Sygnały optyczne rejestrowane za pomocą fotopowielacza i monochromatora (jedna lub kilka linii widmowych) nie różniły się między sobą niezależnie od tego czy mierzono linie atomowe czy też jonowe. Praktycznie identyczny sygnał otrzymywano przy pomiarach szerokiego obszaru widmowego fotodiodą. Przykładowe gęstości widmowe *PSD* (definicja podana w rozdziale 6.22) otrzymane przy użyciu monochromatora i fotodiody pokazane są na rys.6.9. Przyczyną braku różnicy jest duża stała czasowa układów rejestrujących $\sim 10^{-5}$ s w porównaniu z prędkościami procesów atomowych.



Rys.6.9. Gęstości widmowe PSD otrzymane przy użyciu monochromatora i fotopowielacza (lewa strona) i fotodiody (prawa strona)

Pomimo odmiennego charakteru i mechanizmów powstawania można określić pewne związki sygnału optycznego i akustycznego. Powstawanie fal akustycznych jest skutkiem przemieszczania otaczającego powietrza przez wypływającą z kanału parowego lub tworzoną nad jego ujściem plazmę. Ponieważ gęstość plazmy jest ponad 50 razy mniejsza od gęstości powietrza, obszar przez nią zajęty można w przybliżeniu uważać za wnętrze pulsującej bryły o nieprzenikliwych dla powietrza ściankach. Rozmiary bryły są kilkadziesiąt razy mniejsze od długości generowanej fali akustycznej, można zatem przyjąć, że jest to pulsująca sfera o średnim promieniu a . Prędkość radialna $u(t)$ cząstek na powierzchni sfery związana jest ze zmianami w czasie jej objętości V :

$$4\pi a^2 u = \frac{dV}{dt} \quad (6.20)$$

Generowane zmiany ciśnienia akustycznego p rozchodzą się jako rozbieżne fale kuliste

$$p = \frac{P(t')}{r} \quad t' = t - \frac{r-a}{c} \quad (6.21)$$

gdzie c jest prędkością dźwięku w powietrzu natomiast P funkcją, którą należy wyznaczyć na podstawie zależności od czasu objętości sfery. Równanie Newtona wiąże na powierzchni sfery prędkość radialną oraz ciśnienie

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r} \quad r = a \quad (6.22)$$

Po podstawieniu ciśnienia w formie fali kulistej oraz wyrażeniu prędkości przez zmiany objętości sfery otrzymujemy [48]

$$P + \frac{a}{c} \frac{dP}{dt} = \frac{\rho_0}{4\pi} \frac{d^2V}{dt^2} \quad (6.23)$$

Rozwiązanie powyższego równania można znaleźć metodą uziemienniania stałej. Ostatecznie ciśnienie fali akustycznej dane jest wzorem

$$p(r, t') = \frac{\rho_0}{4\pi r} \exp\left(-\frac{ct'}{a}\right) \int_{-\infty}^{t'} \exp\left(\frac{c\tau}{a}\right) \frac{d^2V}{d\tau^2} \frac{c}{a} d\tau \quad (6.24)$$

Prędkość dźwięku w powietrzu jest równa około 340 m/s, natomiast rozmiary plazmy są rzędu milimetra. Daje to czas charakterystyczny określający szybkość zmian funkcji wykładniczej rzędu $a/c \approx 10^{-5}$ sekundy. W zależności od szybkości zmian $V(t)$ możliwe są dwa przypadki graniczne. Oznaczając jako Δt charakterystyczny czas zmian objętości otrzymujemy dla

przypadku „powolnego” zależność

$$p(r, t') \cong \frac{\rho_0}{4\pi r} \frac{d^2 V}{dt^2} \quad \text{gdy} \quad \frac{c\Delta t}{a} \gg 1 \quad (6.25)$$

oraz w przypadku szybkich zmian, analogicznie

$$p(r, t') \cong \frac{\rho_0 c}{4\pi a r} \frac{dV}{dt} \quad \text{gdy} \quad \frac{c\Delta t}{a} \ll 1 \quad (6.26)$$

Nasze doświadczenia, a także wyniki innych autorów [55] wskazują, że moc promieniowania optycznego (a więc rejestrowany sygnał optyczny U_{ph}) jest w przybliżeniu proporcjonalna do objętości obszaru zajętego przez plazmę $V \sim U_{ph}$. Można zatem powyższe wzory uważać za związki pomiędzy rejestrowanym za pomocą mikrofonu sygnałem akustycznym a sygnałem optycznym. Należy przy tym uwzględnić przesunięcie w czasie wynikające z różnic prędkości rozchodzenia się obu sygnałów. Oznacza to, że dla przypadku pierwszego przesunięty w czasie sygnał akustyczny jest proporcjonalny do drugiej pochodnej sygnału optycznego, natomiast w przypadku drugim do jego pierwszej pochodnej po czasie.

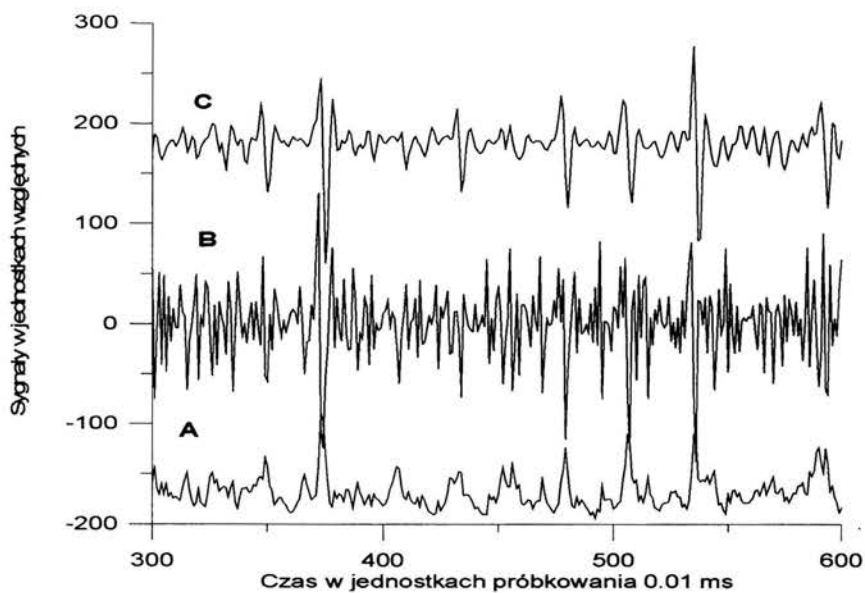
W pracy [49] autorzy dokonują innego porównania obydwu sygnałów. Uznają, że źródłem sygnału akustycznego jest niestacjonarny wypływ plazmy z kanału parowego. Proces ten modelowany jest jako kreacja plazmy w punkcie ujścia kanału. Przyjmując, że realizuje się przypadek „powolnych zmian” (wzór 6.25) oraz, że $dV/dt \sim A u_0$ gdzie A jest przekrojem ujścia kanału, u_0 prędkością wypływu plazmy z kanału otrzymywany jest wzór

$$p(r, t') \cong \frac{\rho_0 A}{4\pi r} \frac{du_0(t')}{dt} \quad (6.27)$$

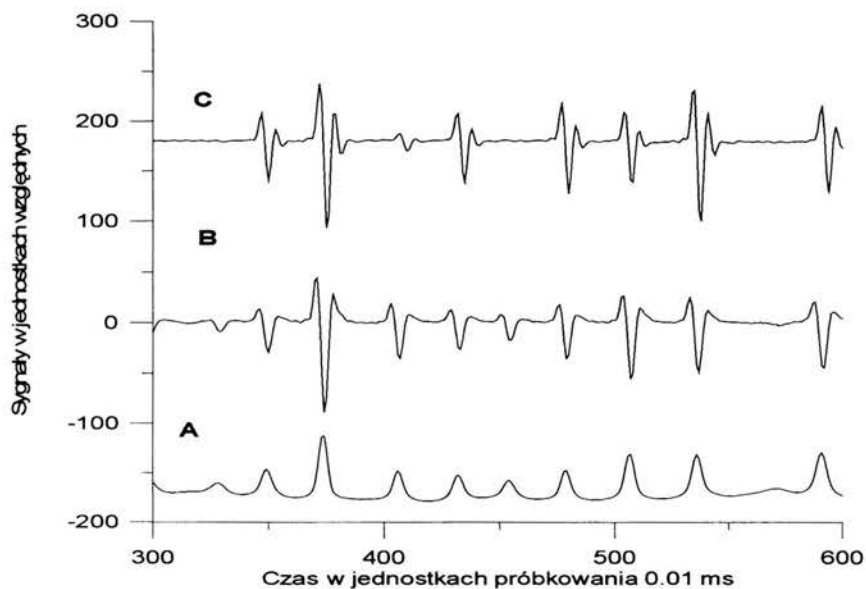
Sygnał optyczny jako funkcja prędkości wypływu plazmy jest określany na drodze rozwiązania uproszczonego równania energii. Przy założeniu symetrii cylindrycznej wyznaczany jest rozkład temperatury plazmy nad ujściem kanału a następnie obliczane i sumowane (całkowane) natężenie promieniowania pochodzące od poszczególnych fragmentów obłoku. Ostatecznie moc promieniowania optycznego jest w przybliżeniu wprost proporcjonalna do prędkości u_0 ($U_{ph} \sim u_0$). Wynika stąd, że sygnał akustyczny jest proporcjonalny, po uwzględnieniu przesunięcia czasowego wynikającego z różnic prędkości światła i dźwięku, do pochodnej po czasie sygnału optycznego. Wniosek pracy [49] jest więc szczególnym przypadkiem wzoru (6.24) wyprowadzonego powyżej. Ponadto przy wyprowadzaniu wzoru (6.27) przyjęto, że wkład do emisji akustycznej dają wyłącznie erupcje plazmy z kanału parowego, pomijając udział energii dostarczanej przez wiązkę laserową do plazmy ponad ujściem kanału. Wzór (6.26) został wyprowadzony bez takich ograniczeń.

Na rysunku 6.10 przedstawiono sygnał optyczny (A) i przesunięty akustyczny (C). Dla porównania zamieszczono także sygnał (B) otrzymany na drodze przetworzenia sygnału optycznego za pomocą wzoru (6.24) przyjmując $V \sim U_{ph}$. Stałą $cla = 0.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ dobrano w celu zapewnienia maksymalnej zgodności przebiegów (B) i (C).

Należy podkreślić, że zarówno w sygnałach optycznych jak i akustycznych prezentowanych na rys. 6.7, 6.10 można wyróżnić dwie składowe. Pierwsza związana jest prawdopodobnie z procesem dynamicznym (oscylacjami kanału parowego) i ma charakter impulsów lub paczek falowych o powtarzalnych kształtach. Składowa druga ma charakter zbliżony do szumu, związana jest prawdopodobnie z towarzyszącymi procesami stochastycznymi. Również na fotografiach wykonanych kamerą do szybkich zdjęć [50] widać, że erupcje plazmy z kanału parowego mają charakter burzliwy. Eliminację szumu z tego typu sygnałów złożonych można uzyskać jedynie stosując skomplikowane procedury numeryczne [51]. Na rysunku 6.11 przedstawiono analogiczne do rys. 6.10 porównanie sygnałów poddanych



Rys.6.10. Porównanie sygnału optycznego (A) i przetworzonego sygnału optycznego (B) z przesuniętym w czasie sygnałem akustycznym (C).



Rys.6.11. Porównanie sygnału optycznego (A) i przetworzonego sygnału optycznego (B) z przesuniętym w czasie sygnałem akustycznym (C). Sygnały oczyszczone.

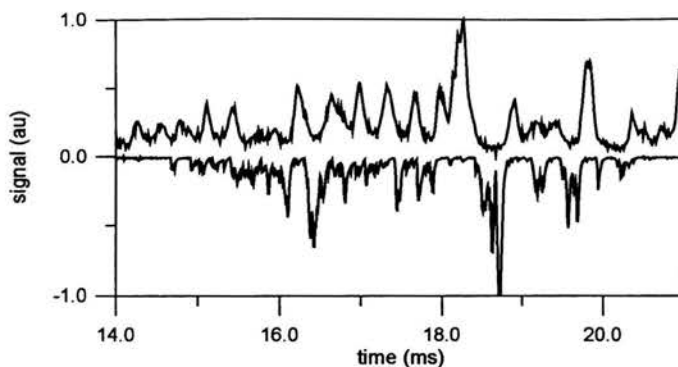
procedurze eliminacji szumów [52]. Na podstawie porównania można stwierdzić, że przetworzony sygnał optyczny odtwarza zasadnicze cechy sygnału akustycznego. Występują jednakże pewne różnice związane z faktem, że objętość plazmy biorąca udział w emisji promieniowania optycznego nie jest tożsama z objętością we wzorze określającym emisję akustyczną. Ponadto obie te wielkości są tylko pewnymi parametrami opisowymi służącymi do przedstawienia rozciągniętych obiektów o złożonej strukturze jako źródeł punktowych.

Jeżeli za pomocą układu fotopowielacza z monochromatorem rejestrowane jest promieniowanie konkretnej linii, to objętość promieniującą stanowi obszar o temperaturach leżących w otoczeniu maksimum współczynnika emisji danej linii (por. rozdział 5.). Dokładniejsza analiza wymaga obliczenia dla zadanego rozkładu temperatury całek objętościowych z odpowiednich współczynników emisji. W przypadku rejestracji za pomocą fotodiody promieniowania w całym widmie optycznym oszacowania całkowitego współczynnika emisji można dokonać za pomocą przytoczonego w rozdziale 3 wzoru Kozłowa. Wynika z niego, że promieniowanie plazmy jest szybko rosnącą funkcją temperatury. Na przykład w przypadku plazmy żelaza, w temperaturze 11500 K promieniowanie jest pięciokrotnie, a w 14000 K ośmiokrotnie większe od promieniowania w temperaturze 6000 K. Poniżej 4000 K straty promieniste są równe zeru. Można zatem przyjąć w przybliżeniu, że znacząco w zakresie optycznym promieniuje plazma o temperaturze nie niższej niż $T_G \approx 6000\text{K}$.

Jak wynika ze zdjęć [50], obszar świecący charakteryzują duże gradienty temperatury i nieregularne kształty. Maksymalne rozmiary nie przekraczają kilku mm. Objętość występująca we wzorach na emisję akustyczną jest większa. Można uznać, że jest to w przybliżeniu obszar ograniczony izotermą 3000 K, w którym gęstość jest co najmniej 10 razy mniejsza od gęstości otaczającego powietrza. Z własności równania przewodnictwa cieplnego wynika, że obszar ograniczony izotermą 3000 K ma kształt bardziej regularny (zbliżony do sfery) niż ten wewnątrz izotermy 6000 K leżącej bliżej źródła ciepła. Dlatego przetworzony sygnał optyczny będzie zawierał więcej składowych o wysokich częstotliwościach niż sygnał akustyczny, tak jak jest to widoczne na rys.6.10. Na podstawie zdjęć prezentowanych w [50] można ocenić, że rozmiary silnie świecącego, zjonizowanego rdzenia plazmy wynoszą około 1 mm, natomiast pomiary z użyciem detektorów elektronicznych wskazują na granice obszaru świecenia (temperatura oszacowana na podstawie pomiarów $\sim 6500\text{K}$) na odległości 2-3 mm. Z wartości dobranej tak, aby zapewnić maksymalną zgodność sygnałów (B) i (C) na rys.6.11, stałej $c/a = 0.5 \cdot 10^5 \text{s}^{-1}$ wynika rozmiar obszaru odpowiedzialnego za emisję akustyczną około 7 mm.

Dodatkową trudność w porównywaniu obu sygnałów optycznego i akustycznego jest fakt, że erupcje plazmy obserwuje się po obu stronach próbki. Przykładowy sygnał optyczny zmierzony nad i pod powierzchnią spawaną przedstawiono na rys.6.12. Otwieranie się kanału parowego na dole powoduje spadek ciśnienia w kanale tak, że erupcją plazmy z dołu próbki towarzyszy spadek świecenia obłoku plazmowego ponad próbką. Jest on tym silniejszy, im większy jest sygnał rejestrowany z dołu.

Sygnał akustyczny jest rejestrowany zarówno w przypadku gdy jest generowany nad jak i pod próbką. W tym ostatnim przypadku do mikrofonu trafia sygnał odbity. Sygnał optyczny nad próbką jest rejestrowany wyłącznie w przypadku gdy plazma pojawia się nad powierzchnią, nie może zatem odzwierciedlać w pełni sygnału akustycznego.



Rys.6.12 Sygnały optyczne powyżej i poniżej próbki przy prędkości spawania 0.88 m/min. Moc lasera 2 kW. Materiał spawany stal nierdzewna 1H18N9T 2mm. W celu ułatwienia porównania polaryzacja sygnału rejestrowanego pod próbką została odwrócona.

Na rys.6.12 widać, że emisja promieniowania nad próbką znika w momencie gdy pojawia się emisja pod próbką. Obserwowany efekt związany jest z dynamiką kanału parowego. Gdy kanał otwiera się na dole wtedy ciśnienie wewnątrz kanału raptownie spada. Kanał kurczy się i może się zamykać na górze. Taka sytuacja jest również możliwa przy dużej erupcji plazmy nad powierzchnię próbki. Obłok plazmowy może być w niektórych przypadkach dostatecznie gęsty, aby spowodować zablokowanie promieniowania laserowego. Charakterystyczny czas zalania kanału parowego przez ciekły metal wynosi ok. 0.1 ms. Jeżeli erupcja plazmy jest dostatecznie silna może doprowadzić do przerwania procesu spawania i powstania kawern.

6.2.2 Analiza widmowa sygnałów

Bezpośrednia analiza sygnałów zależnych od czasu, po za przypadkiem prostych drgań harmonicznym nie pozwala na określenie częstości charakterystycznych procesu. W tym celu stosowana jest analiza widmowa. Mierzone w eksperymencie sygnały rejestrowane są w postaci skończonych N -elementowych szeregów czasowych $\{x_i\}_{i=1}^N$. Na ogół przyjmuje się, że w przypadku spawania zachodzące procesy są stacjonarne i ergodyczne. Oznacza to, że ich momenty (wartość średnia i średniokwadratowa) nie zmieniają się w czasie, a ponadto, że można ocenić je obliczając odpowiednie średnie czasowe szeregów. Oszacowania wartości średniej i wariancji są równe odpowiednio [53]

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \sigma_x^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 \quad (6.28)$$

Do analizy sygnałów wykorzystuje się współczynniki korelacji oraz gęstość widmową. Pozwalają one ustalić współzależności badanych sygnałów oraz wyznaczyć częstości charakterystyczne procesu. Współczynnik korelacji wzajemnej CCC szeregów czasowych $\{x_i\}_{i=1}^N$ i $\{y_i\}_{i=1}^N$ jest dany wyrażeniem

$$CCC(k) = \frac{1}{(N-k)\sigma_x\sigma_y} \sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \langle x \rangle) \cdot (y_{i+k} - \langle y \rangle) \quad (6.29)$$

Współczynnik korelacji wzajemnej jest funkcją przesunięcia w czasie obu sygnałów względem siebie. Przesunięcie maksimum współczynnika względem zera odpowiadać może różnicy prędkości propagacji sygnałów, np. prędkości światła i dźwięku w przypadku sygnałów optycznego i akustycznego (por. rys.6.8). Jeżeli $x = y$, to powyższe wyrażenie określa współczynnik autokorelacji $ACC(k)$, który można interpretować jako miarę wpływu stanów uprzednich w układzie na jego stan bieżący. Jest on funkcją parzystą dla zerowego przesunięcia czasowego. Zbliżony do funkcji delta kształt ACC odpowiada białemu szumowi - stany układu nie zależą od jego historii.

Gęstość widmową mocy (PSD) określa się jako

$$PSD_{xx}(f) = X(f)X^*(f) \quad (6.30)$$

gdzie $X(f)$ jest transformatą Fouriera sygnału $x(t)$, natomiast gwiazdka oznacza wielkość zespoloną sprzężoną. Dla szeregu $\{x_n\}_{n=1}^N$ dyskretną transformatę Fouriera można zdefiniować wzorem

$$X_k = \sum_{n=1}^N x_n \exp\left(-j \frac{2\pi nk}{N}\right) \quad k=1\dots N \quad j^2 = -1 \quad (6.31)$$

Zastosowanie powyższego wzoru w celu wyznaczenia transformaty nie jest możliwe z powodu dużej liczby niezbędnych operacji obliczeniowych (rzędu N^2). W celu wyznaczenia gęstości widmowej stosowane są procedury obliczania szybkiej transformaty Fouriera FFT - algorytmy pozwalające efektywnie wyznaczyć szereg Fouriera dla funkcji reprezentowanej przez skończony szereg czasowy.

Jeżeli czas próbkowania wynosi τ , to największa częstość jaką można wyróżnić w sygnale jest określona przez częstość Nyquista $f_N = 1/(2\tau)$. Dla szeregu czasowego o długości N zdolność rozdzielcza obliczonej gęstości widmowej wynosi $\Delta f = 2f_N/N$. W celu uzyskania gęstości widmowej lepiej charakteryzującej sygnał stacjonarny jako całość i znalezienia częstości trudnych do identyfikacji w szumie, zarejestrowany szereg czasowy dzielono na sekcje o równej długości N_S wyrazów. Dla każdej sekcji zastosowano funkcję wagową rzędu 4 - okno Blackmana. Następnie wykonywano obliczenia dla każdej sekcji oddzielnie i dokonywano uśrednienia po liczbie sekcji. Długość szeregów czasowych wynosiła $N = 2^{16}$, a długość sekcji $N_S = 2048$, co daje liczbę uśrednień równą 32 i zdolność rozdzielczą 50 Hz przy czasie próbkowania $\tau = 10^{-5}$ s.

Strumień energii pola akustycznego dany jest wzorem

$$I(t, \mathbf{r}) = p_A(t, \mathbf{r})\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \quad (6.32)$$

gdzie $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ oznacza wektor prędkości pola akustycznego, który opisuje zmiany prędkości powietrza zachodzące na skutek rozchodzenia się fali akustycznej. W przypadku fal harmonicznym moduł wektora natężenia uśredniony po okresie drgań jest równy

$$I = \frac{p_0^2}{2\rho_0 c} \quad (6.33)$$

gdzie p_0 oznacza amplitudę ciśnienia akustycznego, ρ_0 jest stałą gęstością równowagową ośrodka, a c jest prędkością dźwięku.

W celu porównywania wielkości o podobnym charakterze, to znaczy strumieni energii zarówno w przypadku analizy sygnałów akustycznych jak i optycznych, amplitudę sygnałów akustycznych podnoszono do kwadratu. Taka procedura nie jest ścisła (nie przeprowadzano uśredniania po okresie drgań) ale, jak wykazały wyniki badań, wystarczająca do celów monitorowania spawania na drodze analizy widmowej.

Wstępne przygotowanie danych polegało na wyznaczeniu i eliminacji wartości średniej oraz trendu liniowego. Jak już wspomniano powyżej, w celu porównywania wielkości mających ten sam sens fizyczny (strumieni energii) przed wyznaczeniem PSD sygnał akustyczny podnoszono do kwadratu. Przeprowadzone próby wykazały, że bez tej operacji nie jest możliwe znalezienie wspólnych cech widma gęstości mocy dla obu sygnałów.

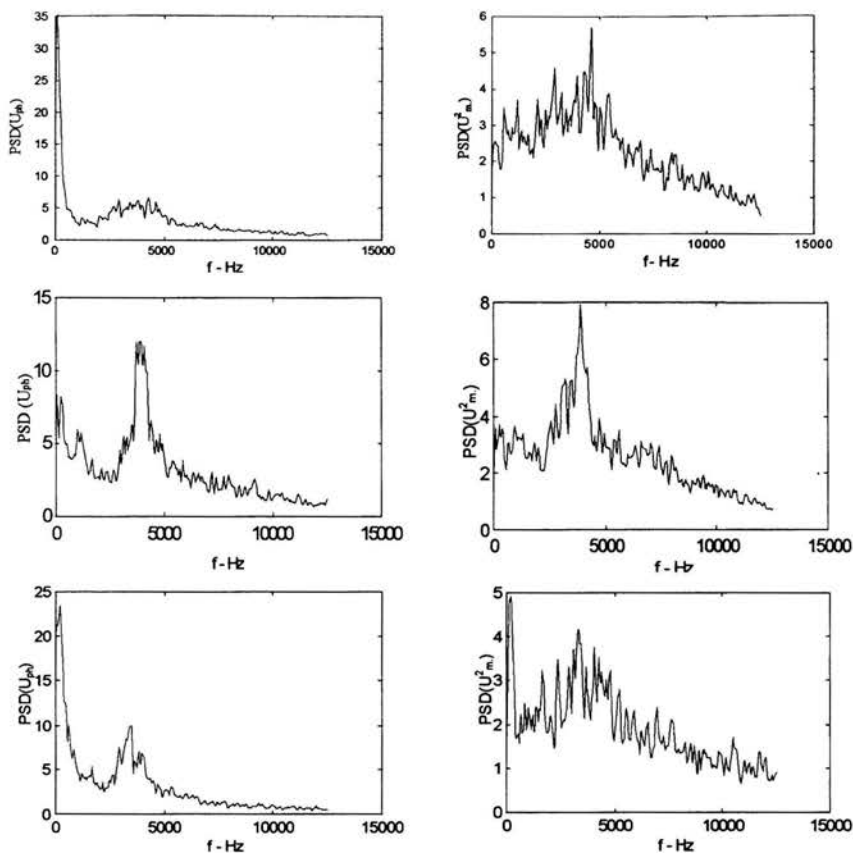
W naszych badaniach interesujące są relacje pomiędzy jednocześnie mierzonymi dwoma sygnałami: optycznym i akustycznym. Do dalszej analizy wykorzystuje się oprócz funkcji korelacji wzajemnej także wzajemne gęstości widmowe $PSD_{hg}(f)$ oraz współczynnik koherencji $\chi(f)$. Wzajemna gęstość widmowa procesów $h()$ i $g()$ jest zdefiniowana w podobny sposób do gęstości widmowej pojedynczego procesu. W ten sposób

$$\gamma^2_{hg}(f) = \frac{|PSD_{hg}(f)|^2}{PSD_{hh}(f)PSD_{gg}(f)} = \frac{PSD_{hg}(f)PSD^*_{hg}(f)}{PSD_{hh}(f)PSD_{gg}(f)} \quad 0 \leq \gamma^2_{hg}(f) \leq 1 \quad (6.34)$$

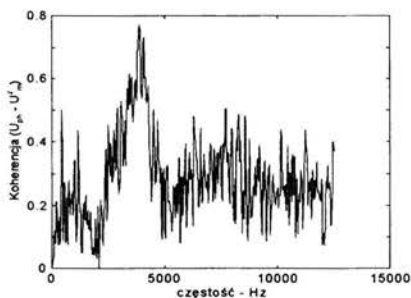
gdzie wartość kwadratu modułu $|PSD_{hg}(f)|^2$, można oszacować przez uśrednione dla każdej dyskretnej częstości f_k iloczynu transformat $H(f_k)G^*(f_k)$. Bliska jedności wartość współczynnika $\chi(f)$ wskazuje na liniową zależność sygnałów $h()$ i $g()$ przy częstości f . Im większy poziom szumów w układzie tym mniejsza wartość współczynnika koherencji, nawet jeżeli istnieje zależność liniowa między rozpatrywanymi sygnałami.

Zależność widma gęstości mocy od prędkości spawania w przypadku spawania stali węglowej St3 o grubości 0.8 mm są przedstawione na rys.6.13 . Moc lasera była stała i wynosiła 1750 W. Jako gaz osłonowy używany był argon. Cechą charakterystyczną widma jest występowanie dobrze wyróżnionego maksimum na częstości około 3900 Hz. Największą wysokość maksimum to osiąga w zakresie średnich prędkości spawania 3÷4 m/min malejąc zarówno w zakresie dużych jak i małych prędkości. Rys. 6.14 przedstawia funkcję koherencji między sygnałem optycznym U_{ph} i akustycznym $U^2_m \sim p^2$. Widać wyraźnie, że koherencja osiąga maksimum właśnie dla częstości 3800 Hz.

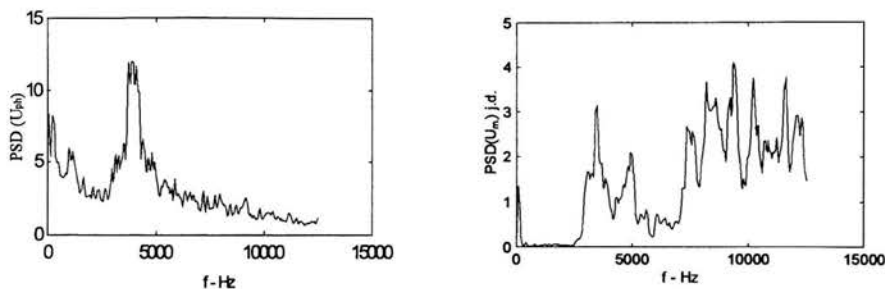
Podnoszenie amplitudy sygnałów akustycznych do kwadratu miało nie tylko na celu porównywania wielkości o podobnym charakterze, to znaczy strumieni energii zarówno sygnału akustycznego jak i optycznego. Tylko w tym przypadku jest widoczna wyraźna korelacja między częstościami charakterystycznymi obu sygnałów skądinąd jak już wiemy ściśle ze sobą związanych. Porównywanie widm gęstości sygnału optycznego U_{ph} i sygnału akustycznego $U_m \sim p$ prowadzi do uzyskania zupełnie innych częstości widmowych. Przykład podany jest na rys. 6.15. Mimo, że koherencja między sygnałami osiąga maksimum ponownie dla częstości 3800 Hz (rys.6.16), widma gęstości są kompletnie różne. Przyczyna leży w tym, że charakter sygnału akustycznego jest inny niż sygnału optycznego, co w rezultacie prowadzi do różniących się zupełnie widm gęstości mocy.



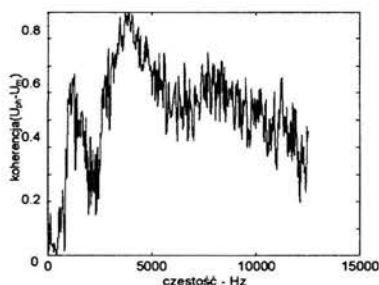
Rys 6.13. Gęstości widmowe sygnałów optycznych $PSD(U_{ph})$ (lewa strona) i akustycznych $PSD(U_m^2)$ (prawa strona) w zależności od prędkości spawania; a) 1.5 m/min b) 3 m/min, c) 7 m/min (niepełne przetopienie). Moc lasera 1.75 kW. Materiał ST3S 0.8 mm. Gaz osłonowy argon



Rys.6.14. Funkcja koherencji między sygnałem optycznym U_{ph} i akustycznym $U_m^2 \sim p^2$. Moc lasera 1.75 kW. Materiał ST3S 0.8 mm. Gaz osłonowy argon. Prędkość spawania 3 m/min.

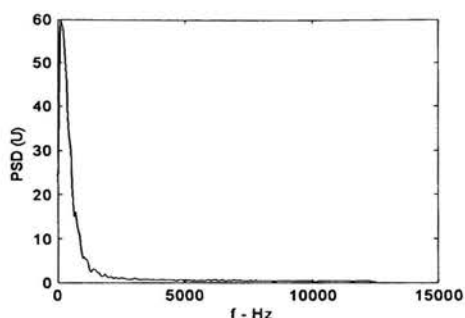


Rys.6.15. Gęstości widmowe sygnału optycznych $PSD(U_{ph})$ (lewa strona) i akustycznego $PSD(U_m)$ (prawa strona). Moc lasera 1.75 kW. Materiał ST3 0.8 mm. Gaz osłonowy argon. Prędkość spawania 3m/min.



Rys.6.16. Funkcja koherencji między sygnałem optycznym U_{ph} i akustycznym $U_m \sim p$. Moc lasera 1.75 kW. Materiał ST3 0.8 mm. Gaz osłonowy argon. Prędkość spawania 3m/min.

W trakcie pomiarów rejestrowano także zależność mocy lasera od czasu. Przykładowe widmo gęstości mocy przedstawiono na rys.6.16. Z wykresu wynika, że w widmie (po eliminacji dominującej tu składowej stałej) występują wyłącznie częstotliwości niskie, skupione w zakresie poniżej 1 kHz mające charakter szumu niskoczęstotliwościowego. Zatem obserwowane w sygnałach częstotliwości w zakresie kilku kHz nie są wynikiem wzbudzenia przez procesy periodyczne zachodzące w samym laserze.



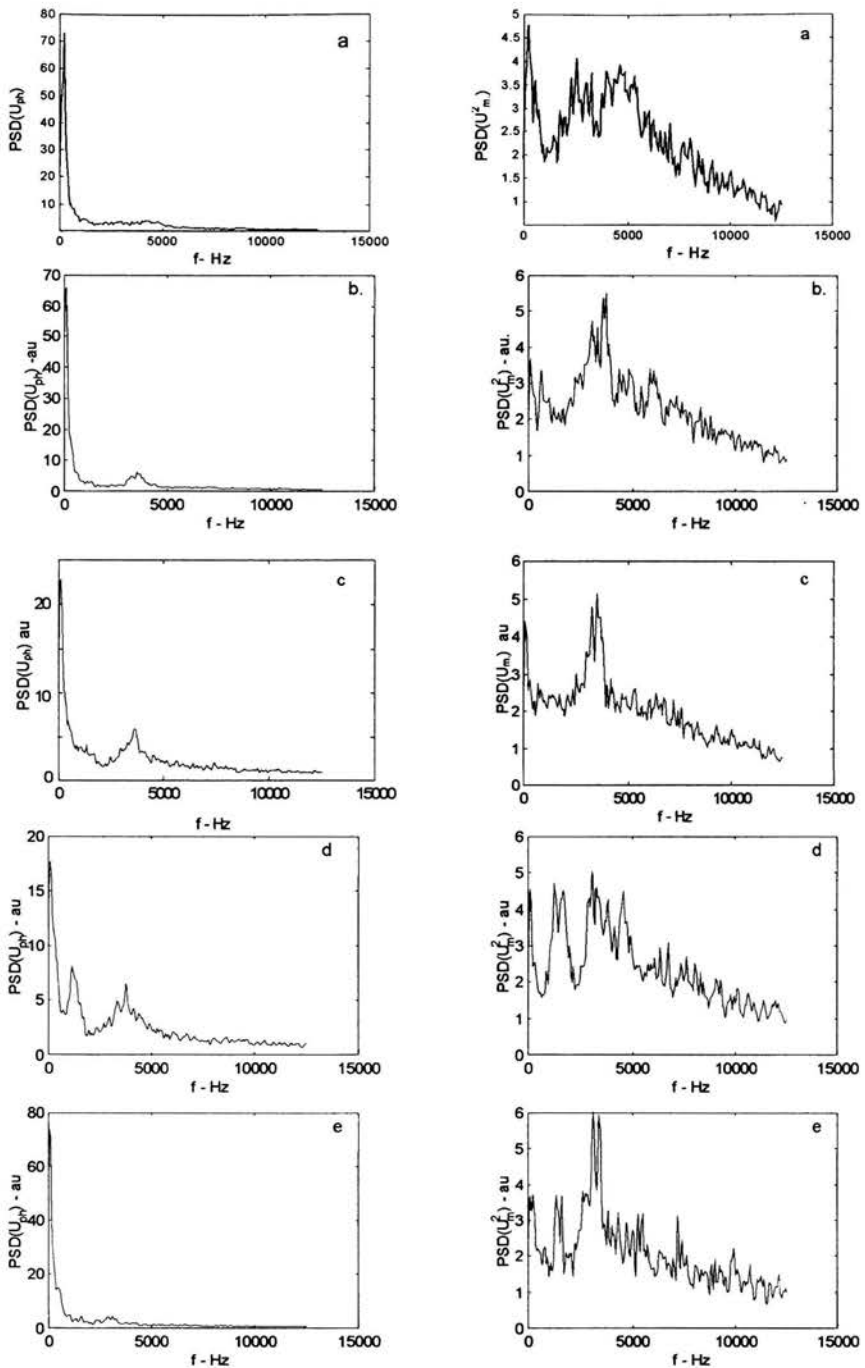
Rys.6.17 Widmo mocy (*PSD*) promieniowania lasera przy pracy cw

Na zamieszczonych poniżej wykresach przedstawiono widma gęstości mocy sygnału optycznego i kwadratu sygnału akustycznego dla przykładowego zbioru warunków spawania. W większości widm, w szczególności dla sygnałów optycznych, można zaobserwować istnienie maksimum w zakresie niskich częstotliwości analogicznie do występującego w widmie wiązki lasera na rys.6.17. Jednakże dla określonych warunków spawania pojawiają się również wyraźne maksima na częstościach charakterystycznych. Szerokość tych maksimów w przypadku sygnałów optycznych wynosi około 1 kHz. W przypadku sygnałów akustycznych na ogół jest większa, a same maksima gorzej wyróżnione.

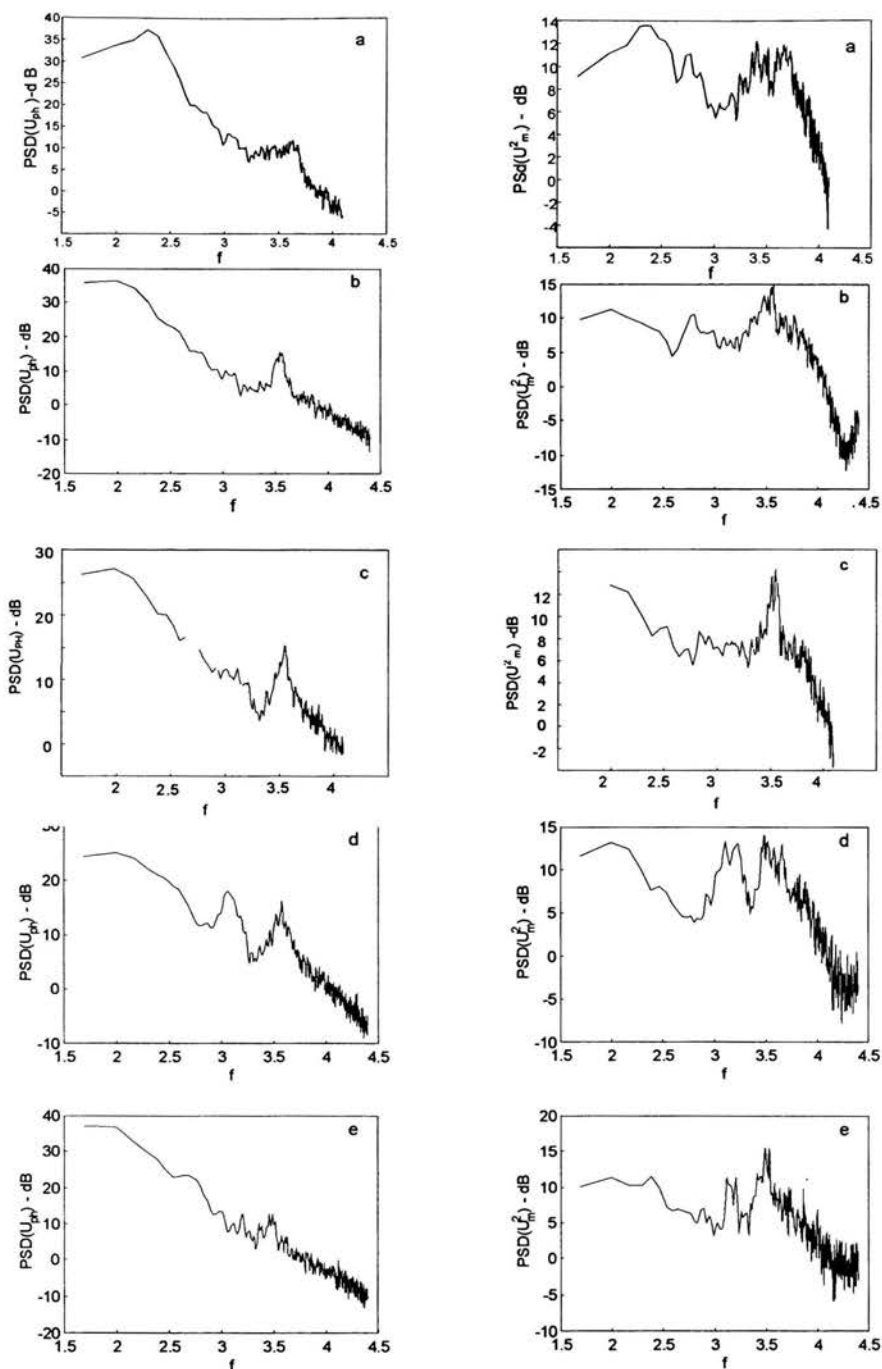
Rys.6.18-6.19 przedstawiają widma gęstości mocy w przypadku spawania stali węglowej St3 o grubości 0.8 mm w helu w zależności od prędkości spawania. Moc lasera wynosiła ponownie 1750 W. Skala logarymiczna (rys.6.19) uwypukla wyraźniej pojawiające się charakterystyczne maksimum na częstości ~3700 Hz.

Widma sygnałów zarejestrowanych podczas spawania stali 0H18N9 o grubościach 1mm oraz 2 mm zamieszczono na rys.6.20, 6.21. W obu przypadkach gazem osłonowym był hel a moc lasera wynosiła 1750 W. Analogicznie jak w przypadku stali węglowej, podczas spawania próbek o grubości 1 mm w pojawia się pojedyncze maksimum, osiągając największą wartość przy średnich prędkościach spawania. Częstość, na której pojawia się maksimum uległa jednak zmniejszeniu i wynosi około 2800 Hz. Obraz uzyskany przy spawaniu tej samej stali o grubości 2 mm jest bardziej złożony. W zakresie prędkości poniżej 2 m/min pojawia się ostre maksimum na częstości 1500-1800 Hz. Przy prędkościach wyższych maksimum to znika, natomiast pojawia się nowe, niższe na częstości około 3700 Hz znikając po przekroczeniu prędkości 4 m/min.

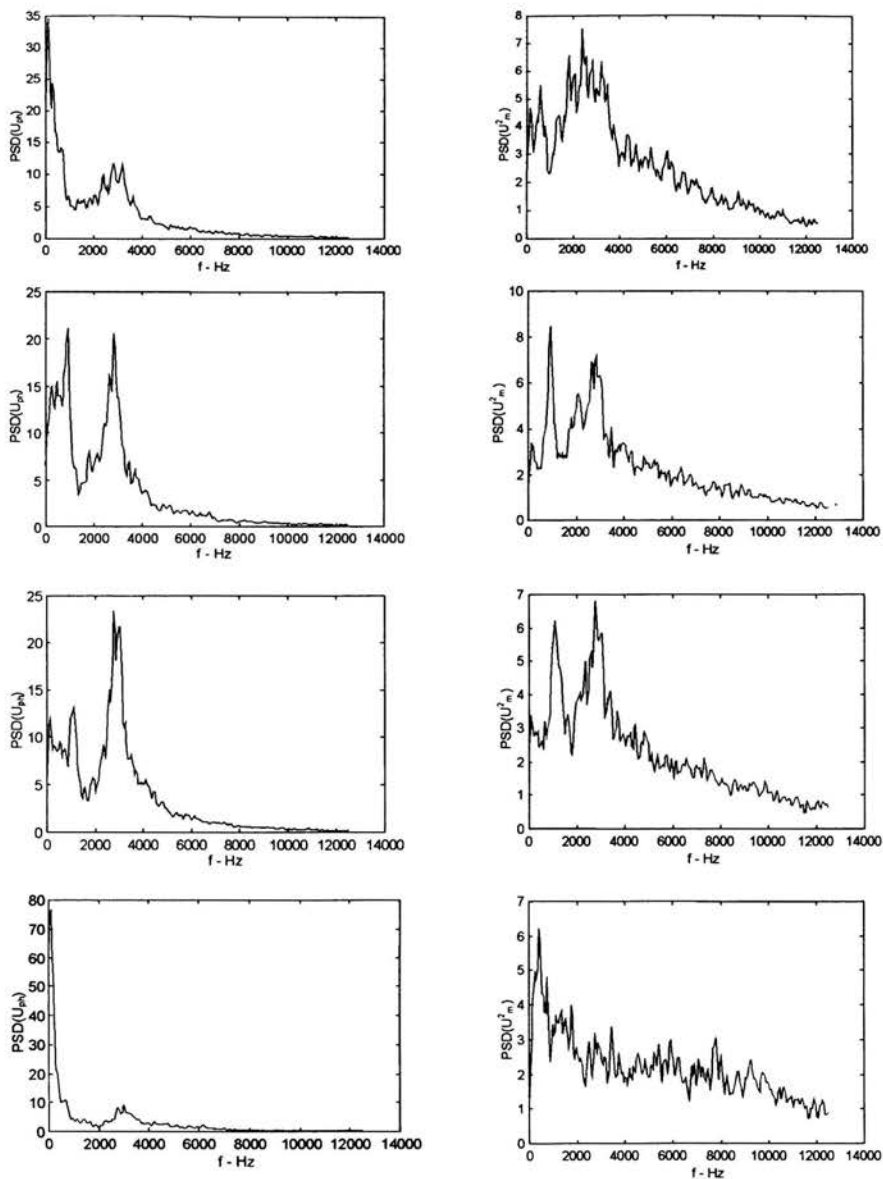
Rys.6.22 przedstawia widma uzyskane podczas spawania stopu tytanu OT4-1 ze stałą prędkością 6 m/min i różnymi mocami lasera. Podczas spawania z dużymi mocami (2 i 1.7 kW) występują dwa maksima na częstościach około 1300 Hz i 4000 Hz. Zmniejszaniu mocy towarzyszy zmniejszanie ich wysokości, aż do zaniku przy mocy 1 kW, przy której występuje tylko sygnał o niskich częstościach.



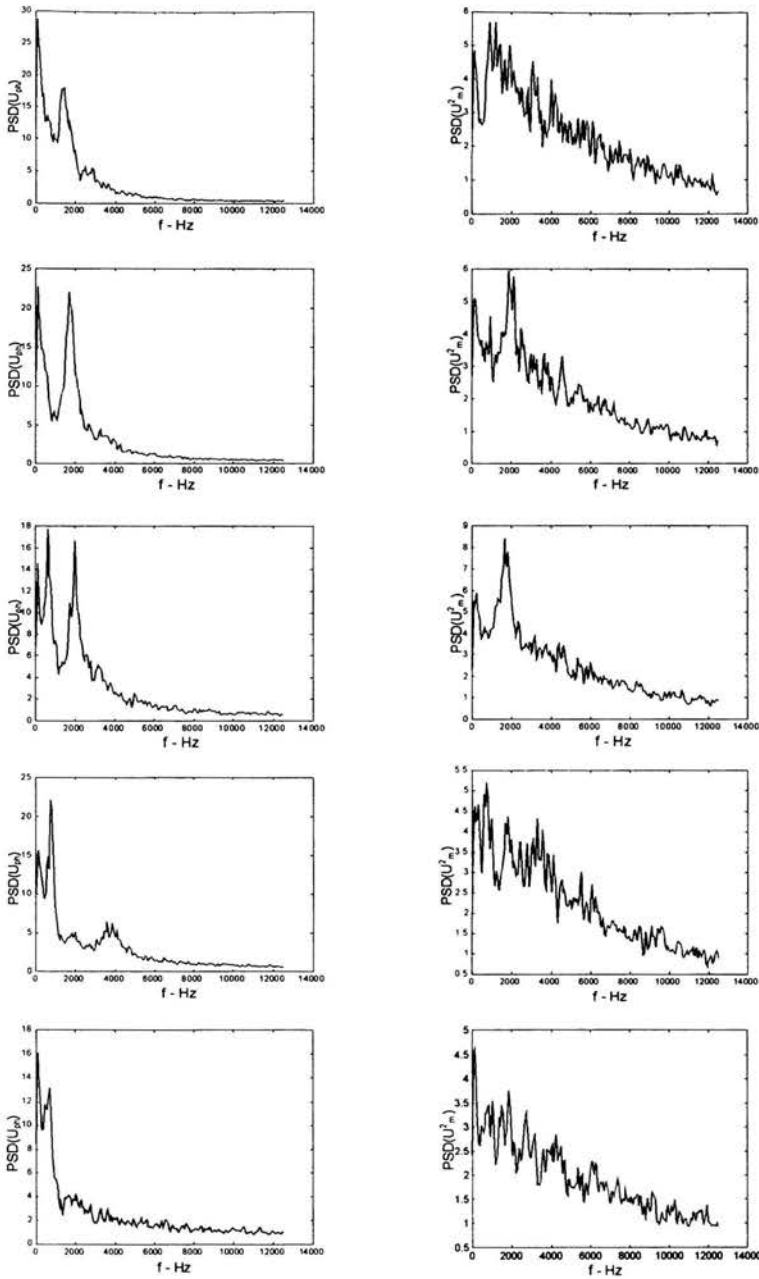
Rys 6.18. Gęstości widmowe sygnałów optycznych $PSD(U_{ph})$ (lewa strona) i akustycznych $PSD(U_m)$ (prawa strona) w zależności od prędkości spawania; a) 1 m/min b) 2 m/min, c) 3 m/min, d) 4 m/min, e) 7 m/min. Moc lasera 1.75 kW. Materiał ST3 0.8 mm. Gaz osłonowy hel.



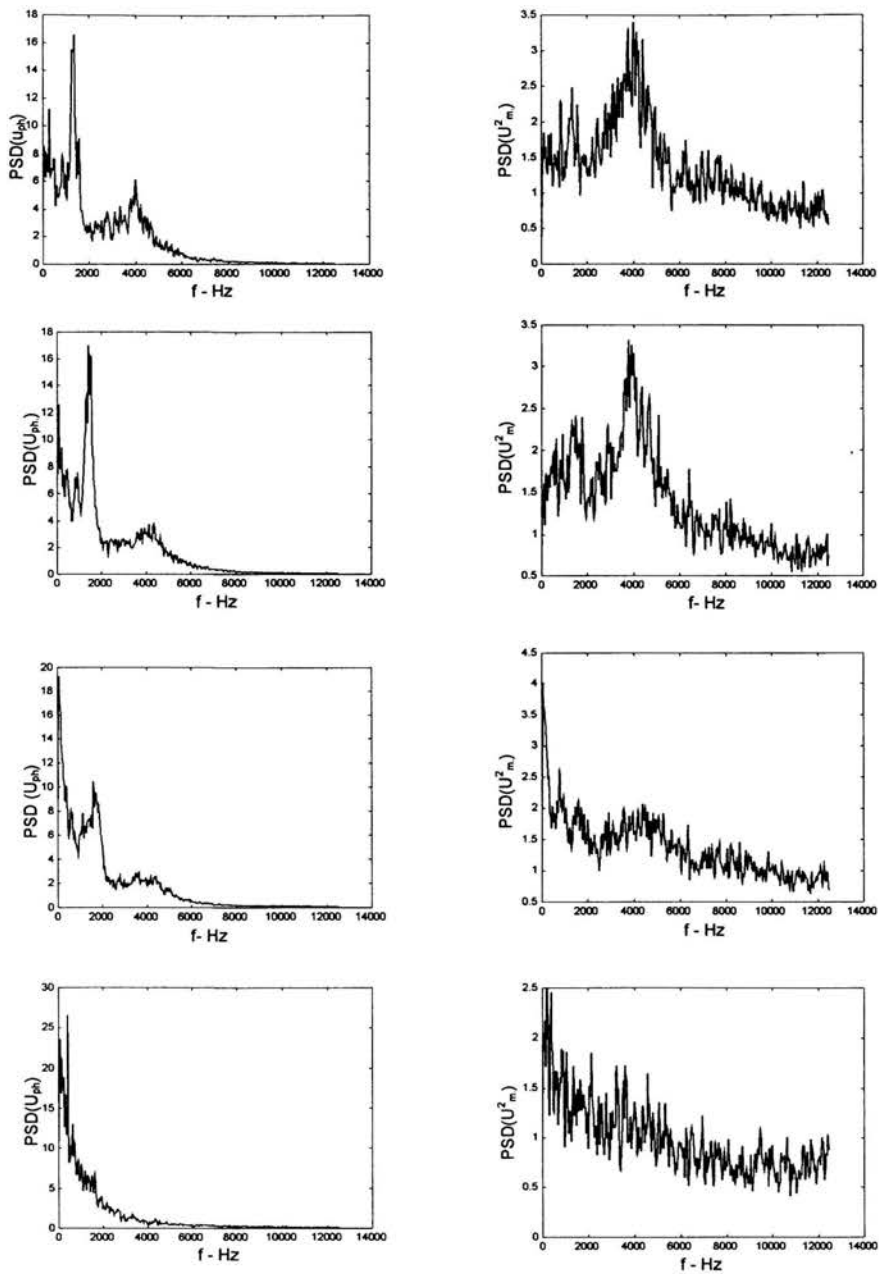
Rys 6. 19. Gęstości widmowe (skala logarymiczna) sygnałów optycznych PSD U_{ph} (lewa strona) i akustycznych PSD (U_m^2) (prawa strona) dla prędkości spawania; a) 1 m/min b) 2 m/min, c) 3 m/min, d) 4 m/min, e) 7 m/min. Moc lasera 1.75 kW. Materiał ST3 0.8 mm. Gaz osłonowy hel. Na osi poziomej częstość $f / 10$ kHz



Rys.6.20. Gęstości widmowe sygnałów optycznych $PSD(U_{ph})$ (lewa strona) i akustycznych $PSD(U_m^2)$ (prawa strona) w zależności od prędkości spawania; a) 1.5 m/min b) 3 m/min, c) 4 m/min, d) 6m/min (niepełne przetopienie). Moc lasera 1.75 kW. Materiał stal nierdzewna 0H18N9 1mm. Gaz osłonowy hel 30 l/min.



Rys.6.21. Gęstości widmowe sygnałów optycznych $PSD(U_{ph})$ (lewa strona) i akustycznych $PSD(U_m^2)$ (prawa strona) w zależności od prędkości spawania; a) 0.3 m/min b) 1 m/min, c) 1.5 m/min, d) 2m/min e) 4 m/min (niepełne przetopienie). Moc lasera 1.75 kW. Materiał stal nierdzewna 0H18N9 2 mm. Gaz osłonowy hel 30 l/min.



Rys.6.22. Gęstości widmowe sygnałów optycznych i akustycznych otrzymanych przy spawaniu stopu tytanu OT4-1 o grubości 1 mm. Prędkość spawania 6 m/min. Gaz osłonowy argon 15 l/min. Moc lasera kolejno 2 kW, 1.7 kW, 1.17 kW, 1.08 kW (niepełne przetopienie).

6.2.3 Porównanie z modelem teoretycznym

W celu porównania otrzymanych wyników eksperymentu z przytoczonym w punkcie 6.1 modelem teoretycznym należy zwrócić uwagę na istotne różnice między rodzajem drgań opisanych w modelu a obserwowanych w eksperymencie.

Oscylacje kanału parowego rejestrowane w eksperymencie za pośrednictwem sygnałów optycznych mają postać impulsów o szerokości około 80 μ s. Widmo gęstości mocy takiego impulsu rozciąga się do kilkunastu kHz. Obserwowane na *PSD* maksima przy częstościach kilku kHz związane są z uporządkowaniem pojawiania się impulsów przy określonych parametrach spawania. Analiza widm gęstości mocy sygnałów wykazuje, że te częstości charakterystyczne

- zależą od spawanego materiału
- zależą od grubości materiału
- nie zależą od rodzaju i wydatku gazu osłonowego

Model teoretyczny przedstawiony w [45, 46] opisuje kanał parowy jako układ zdolny do drgań. Rozważane są drgania harmoniczne lub, w przypadku większych amplitud, prawie harmoniczne. Autorzy wyznaczają częstości drgań własnych kanału bez sprecyzowania mechanizmu, odpowiedzialnego za ich pobudzenie. Sugerowane jest w [46] zewnętrzne źródło siły wymuszającej w postaci oscylacji mocy lasera. Jednakże, jak stwierdzono w wyniku stosowanego monitorowania, moc używanego w opisanych eksperymentach lasera była stała w czasie, wykazując wyłącznie powolne zmiany (por. widmo na rys.6.17). Oznacza to, że po za przypadkiem celowej modulacji mocy lasera, oscylacje generowane były przez procesy bezpośrednio związane ze spawaniem laserowym. Za taką interpretacją przemawia fakt, że częstości charakterystyczne, na których pojawiają się maksima *PSD* są zależne od rodzaju i grubości spawanego metalu. Źródłem oscylacji nie mogą być więc zaburzenia zewnętrzne.

Charakter obserwowanych w eksperymencie drgań sugerować może istnienie procesu generacji typu relaksacyjnego. Można zaproponować dwa mechanizmy tego typu.

Pierwszy, opisany w [44] związany jest z istnieniem nad ujściem kanału obłoku plazmowego, który pochłania część mocy wiązki laserowej. Obłok reaguje z opóźnieniem na stan kanału wprowadzając sprzężenie zwrotne, co w pewnych warunkach może prowadzić do oscylacji. Numeryczne badania bezwymiarowego równania modelu (por. równanie 6.11)

wykazały, że w pewnych warunkach jego portret fazowy jest zbliżony do portretów fazowych otrzymanymi z danych eksperymentalnych. Można tu więc mówić o zgodności jakościowej. Natomiast o zgodności ilościowej trudno sądzić wobec braku w [44] obliczeń dla konkretnych danych materiałowych i warunków spawania. Można jednak założyć, że w zasadniczych założeniach model [44] jest rozwinięciem modelu z prac [45, 46] i, przynajmniej w przypadku małych drgań, należy oczekiwać, że wartości częstości będą z nimi zgodne.

Drugi mechanizm generacji związany jest z samym kanałem parowym. Cylindryczny kanał utrzymywany przez równowagę napięcia powierzchniowego i innych, przeciwnych mu ciśnień, jest tworem niestabilnym. Zwężenie kanału pojawiające się w pewnym punkcie jego długości ma tendencję do pogłębiania się, gdyż w miejscu zwężenia rośnie wartość ciśnienia napięcia powierzchniowego. Może to prowadzić do złożeń zachowań kanału parowego. Pewną wskazówką są tu zdjęcia kanału parowego powstającego w glicerolu [11]. Nie są one w pełni miarodajne dla przypadku spawania metali, gdyż własności fizyczne glicerolu różnią się od własności ciekłych metali, a ponadto w eksperymentach stosowano laser impulsowy. W sprzyjających warunkach istnienie częstości własnych drgań kanału może prowadzić do uporządkowania procesu i jego zachodzenia z regularnością prowadzącą do pojawienia się maksimów na widmie *PSD*.

Przedstawione powyżej mechanizmy generacji drgań nie wykluczają się wzajemnie i obserwowane zjawisko może być efektem łącznego działania kilku czynników.

Osobnego omówienia wymagają częstości drgań. Przewidywane przez model częstości własne silnie zależą od dostarczonej mocy i prędkości spawania (por. rys.6.3). Obserwowane w eksperymencie częstości charakterystyczne w granicach dokładności pomiarów nie zależą od tych parametrów. Moc i prędkość wpływają jedynie na wysokość maksimów. Obraz taki jest możliwy w przypadku, gdy istnieje siła wymuszająca o stałej częstości. Zmiana mocy lub prędkości spawania zmienia wartości częstości własnych kanału. Jeżeli któraś z tych częstości jest zbliżona do częstości pobudzenia, to jest obserwowane maksimum na widmie gęstości mocy tym wyższe im lepsze jest dostrojenie do częstości pobudzenia. W celu wyjaśnienia obserwowanych maksimów na *PSD* konieczne jest więc przyjęcie, że w zjawisku spawania zachodzi pewien proces periodyczny nie przewidziany przez model opisany w [45, 46].

Porównanie wartości częstości drgań własnych podanych na rys.6.4 z eksperymentem wskazuje, że pobudzane są wyższe mody. W przypadku stali St3 o grubości 0.8 mm występująca w widmie częstość około 3700 Hz może odpowiadać modom (0,3) i (2,0) (pierwsza liczba oznacza numer drgania azymutalnego, druga osiowego), które leżą blisko

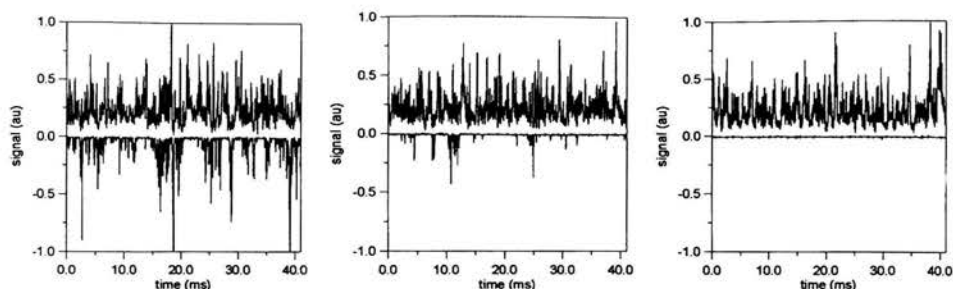
siebie. Przy prędkościach spawania 4 m/min (rys.6.18d) oraz 3 m/min (rys.6.15) pojawiają się maksima przy częstościach około 1200 Hz co może odpowiadać pobudzeniu drgań radialnych (0,0). Także w przypadku stali austenitycznej i stopu tytanu oprócz dobrze oddzielonych maksimów przy wartościach 3700 Hz (stal) lub 4000 (titan) występują maksima przy częstościach około 1000 Hz. W przypadku tych materiałów nie jest możliwe porównanie ilościowe z wynikami modelu, jednakże fakt wystąpienia pobudzania wyższych modów jest niewątpliwy.

6.2.2 Monitorowanie jakości spoiny

Niezmiernie ważne jest opracowanie zarówno nowoczesnej, skutecznej metody sterowania procesem spawania laserowego, jak i kontroli jakości powstającej spoiny już w trakcie procesu spawania

Jedną z metod kontroli procesu spawania jest monitorowanie promieniowania plazmy w zakresie widzialnym lub podczerwonym nad górną i pod dolną powierzchnią próbki. Emisja promieniowania w zakresie niebieskim widma pod próbką jest możliwa tylko wtedy, gdy kanał parowy otwiera się na dole. Poziom mierzonego promieniowania zależy od warunków spawania (np. prędkości spawania, mocy lasera, rozmiarów ogniska wiązki laserowej, materiału spawanego) i może służyć jako metoda określania stopnia penetracji wiązki oraz jakości spoiny.

Przykładowe sygnały zarejestrowane w trakcie spawania stali nierdzewnej pokazane są na rys. 6.23. Sygnały na rys. 6.23b zostały zarejestrowane w dobrych warunkach spawania (prędkość przesuwu próbki 1.5 m/min). Sygnały przedstawione na rys.6.23a i 6.23c zostały zarejestrowane w nieodpowiednich warunkach; zbyt wolnego ~ 0.9 m/min i zbyt szybkiego przesuwu – 3 m/min). Sygnały dodatnie (polaryzacja sygnału z fotopowielacza została numerycznie zmieniona na przeciwną) reprezentują promieniowanie zarejestrowane nad próbką, sygnały ujemne promieniowanie pod próbką. Widać wyraźnie, że sygnał pod próbką jest znacznie mniejszy w dobrych warunkach spawania.



Rys.6.23. Sygnały optyczne zarejestrowane powyżej i poniżej próbki przy różnych prędkościach spawania a. 0.88 m/min, b. 1.5 m/min, c. 3 m/min. Moc lasera 2 kW. Materiał spawany stal nierdzewna 1H18N9T 2mm.

Rejestrowane podczas spawania sygnały mogą zostać wykorzystane do oceny jakości spoiny w trakcie procesu umożliwiając bieżącą korektę parametrów spawania. Najdogodniejsza jest sytuacja, w której możliwa jest równoczesna rejestracja sygnału optycznego z góry i z dołu spawanego materiału. Brak sygnału z dołu oznacza brak penetracji materiału przez wiązkę (rys.6.23c). Pojawienie się sygnału pod próbką świadczy o występowaniu takiej penetracji, jednakże poziom sygnału nie może być zbyt duży. Eksperymenty pozwalają na stwierdzenie, że dobra spoina jest uzyskiwana tylko w przypadku gdy promieniowanie pod próbką nie przekracza pewnego, niewielkiego poziomu. Należy pamiętać, że po osiągnięciu pełnej penetracji dalsze zwiększanie strumienia energii wiązki prowadzi do przegrzania spoiny, odparowania zbyt dużej ilości materiału i pogorszenia jakości spoiny. Zbyt duży sygnał (rys.6.23a) świadczy o przegrzaniu spoiny, a częste otwieranie się kanału parowego od dołu powoduje spadek ciśnienia plazmy w kanale prowadzący do okresowego zalewania kanału. Skutkiem tego jest występowanie w spoinie niejednorodności i porów. Powyższe uwagi dotyczą promieniowania w zakresie niebieskim widma. Gdy pod powierzchnią mierzone jest promieniowanie podczerwone emitowane przez rozgrzany metal wtedy zbyt mały sygnał jest wskazówką, że przetopienie nie jest pełne.

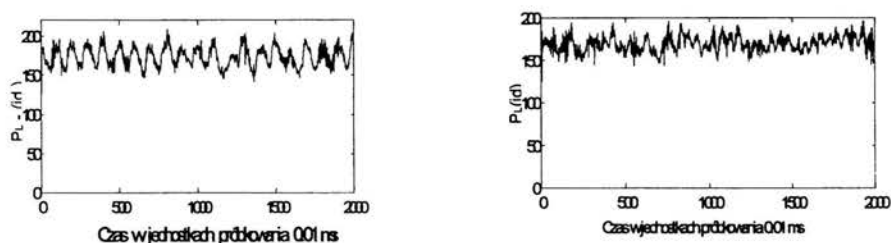
W większości praktycznych zastosowań rejestracja sygnału od strony przeciwnej do padania wiązki promieniowania lasera jest niemożliwa lub utrudniona. W takich przypadkach można dokonywać oceny jakości spawania na podstawie analizy widma gęstości mocy sygnału rejestrowanego po jednej stronie. Porównanie wyników badań uzyskanych spoin z odpowiadającymi im widmami przedstawionymi w rozdziale 6.2.2 prowadzi do wniosku, że w większości przypadków optymalnym warunkom spawania odpowiada zakres występowania maksimum na częstotliwościach charakterystycznych. Na przykład, dla przedstawionych powyżej

przykładów spawania blach o grubości 1 mm ze stali węglowej i austenitycznej optymalne prędkości spawania leżą w zakresie 3-4 m/min. Jak widać z rys.6.18-6.22 cechą charakterystyczną widm spawanych materiałów jest nie tylko występowanie maksimów na określonych częstościach, ale i ich zanikanie przy takich warunkach spawania, gdy przetopienie nie jest pełne. Fakt ten może być z powodzeniem wykorzystany w monitorowaniu spoiny.

6.2.4 Sterowanie procesem spawania

Jak stwierdzono w poprzednim punkcie, prawidłowo przebiegającemu procesowi głębokiego spawania towarzyszą regularne oscylacje kanału parowego na wyróżnionych częstościach. Zostało także pokazane, że rejestrowane widma promieniowania monochromatycznego z plazmy towarzyszącej spawaniu laserowemu mają charakter typowy dla procesów chaotycznych (w sensie chaosu deterministycznego) [56]. Dodatkowo został też znaleziony cały szereg argumentów potwierdzających chaotyczny charakter spawania laserowego [44, 39]. W związku z tym została podjęta próba stabilizacji procesu spawania z wykorzystaniem modulacji wiązki laserowej (sterowanie chaosem bez sprzężenia zwrotnego przez okresową zmianę jednego z parametrów procesu). Dodatkową możliwością stanowi tutaj rezonansowy charakter pasma częstości odpowiadających właściwym warunkom spawania.

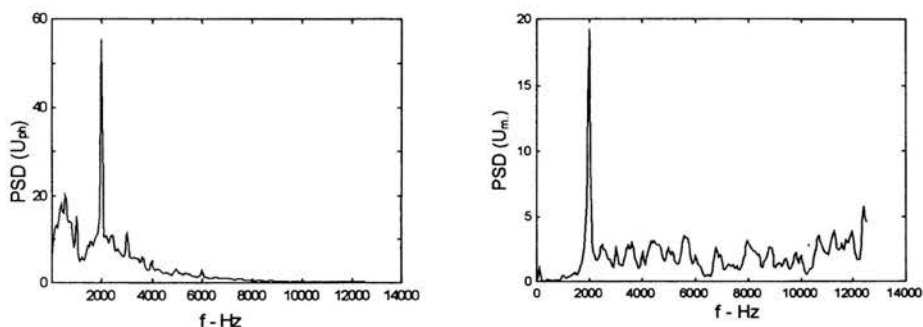
Stosowany laser umożliwiał programowaną modulację mocy wyjściowej z minimalnym krokiem czasowym 250 μ s. Maksymalna częstość modulacji wynosiła więc 2 kHz, a możliwość wyboru częstotliwości ograniczona była do kilku wartości. Wykorzystując własności posiadanego lasera wiązkę modulowano falą prostokątną w ten sposób, że pełna moc (2 kW) podawana była przez 250 lub 500 μ s, natomiast przez 250 μ s podawana była moc zredukowana do poziomu 80% pełnej mocy. Przykładowe sygnały mocy lasera zarejestrowane w trakcie modulacji zostały przedstawione na rys.6.24.



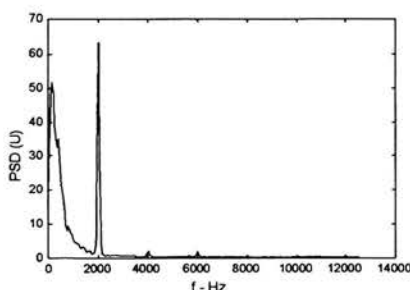
Rys.6.24. Moc lasera przy modulacji falą prostokątną; zredukowana do poziomu 80% pełnej mocy z częstością a) 1 kHz, b) 2 kHz

Przy częstościach modulacji 1, 2 kHz (najwyższa możliwa częstość modulacji dla posiadanego lasera) w periodogramach emisji plazmowej obserwowany był intensywny, ostry pik odpowiadający podstawowej częstości modulacji. (patrz rys.6.25). Sygnał emisji

plazmowej oglądany w funkcji czasu jest zdecydowanie bardziej regularny niż w przypadku bez modulacji. Rys.6.26 przedstawia przykładową zależność od czasu mocy zmodulowanej wiązki lasera oraz jej widmo częstotliwościowe. Już niewielki stopień modulacji, około 20% wystarczy do całkowitej zmiany zależności czasowych sygnałów czego dowodem są wyniki przedstawione na rys.6.25.



Rys.6.25. Gęstości widmowe sygnału optycznych $PSD(U_{ph})$ (lewa strona) i akustycznego $PSD(U_m)$ (prawa strona). Moc lasera 1.75 kW zmodulowana falą prostokątną. Materiał stal nierdzewna 0H18N9 1 mm. Gaz osłonowy argon. Prędkość spawania 3m/min.



Rys.6.26. Widmo mocy (PSD) promieniowania lasera przy pracy zmodulowanej falą prostokątną. Moc lasera zredukowana do poziomu 80% pełnej mocy z częstotnością 2 kHz.

Należy podkreślić, że w tym przypadku widma gęstości sygnału akustycznego są praktycznie identyczne zarówno w przypadku sygnału $U_m \sim p$ (przedstawionego na rys.6.25) jak i sygnału $U_m^2 \sim p^2$. Jest to związane z dużym stopniem regularności sygnału w którym dominuje częstość modulacji. Jakościowo podobne wyniki otrzymano przy częstości modulacji

1 kHz. Wyniki te pokazują, że stosunkowo proste modulowanie wiązki laserowej może służyć do sterowania procesem spawania.

7. Przykłady spawania wybranych metali

7.1 Laserowe spawanie stali węglowej St3S oraz stali kwasoodpornych

Stale niskowęglowe należą do materiałów dobrze spawalnych. Mogą być spawane elektrycznie lub gazowo. Niemniej jednak zastosowanie wobec nich spawania laserowego nie jest pozbawione podstaw, gdyż umożliwia uzyskanie spoiny o większej wytrzymałości i lepszej odporności na korozję przy większej prędkości spawania niż osiągnięte metodami tradycyjnymi. Laserowe spawanie blach ze stali niskowęglowych stosowane jest powszechnie w przemyśle motoryzacyjnym, gdzie zrewolucjonizowało technologię wykonywania karoserii samochodowych.

Kwasoodporne stale austenityczne również zaliczane są do stali dobrze spawalnych. Pewne trudności sprawia jednak zachowanie w miejscu łączenia niezmięnionej odporności na korozję. Z tego też względu stosowane są do spawania tych stali specjalne elektrody w otulinach zapewniających właściwą atmosferę ochronną. Konieczne jest także dobre oczyszczenie spoiny. Podobnie jak dla stali węglowych laserowe spawanie stali austenitycznych pozwala na uzyskanie spoin o lepszych własnościach i osiągnięcie większej prędkości spawania. Eliminuje także konieczność czyszczenia spoiny z żużla i pozostałości otuliny elektrod.

Tabela 7.1

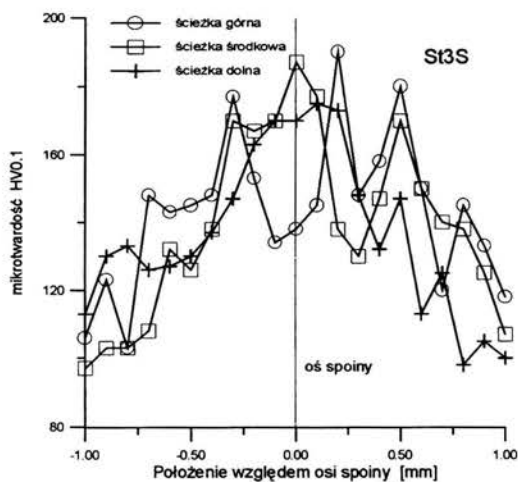
Znak stali	Skład chemiczny stali, %							
	C	Mn	Si	Cr	Ni	P	S	inne
St3S	0.22	1.10	0.1÷0.35	0.30	0.30	0.05	0.05	Cu 0.30
1H18N9T	max 0.1	max 2.0	0.8	17÷19	8÷10	-	-	Ti = 5xC-0.8
0H18N9	max 0.07	max 2.0	0.8	17÷19	9÷11	-	-	-

Badania spawania [57] próbek ze stali węglowej St3S oraz stopowej stali austenitycznej 1H18N9T wykonano spawając doczołowo płaskowniki o wymiarach 80x40x2 mm wzdłuż ich dłuższego boku. Wiązkę lasera o mocy zmienianej w zakresie 1000÷2500 W ogniskowano za pomocą soczewki z ZnSe o ogniskowej 5". Jako gaz osłonowy stosowano argon o czystości technicznej zmieniając jego wydatek w granicach 4÷12 l/min co przy średnicy dyszy około 6 mm dawało średnią prędkość wypływu z dyszy równą 2÷7 m/s. Prędkość przesuwu materiału zmieniano od 0.5 do 5 m/min.

W przypadku stali St3S dobre spoiny uzyskiwano w szerokim zakresie parametrów, na przykład zarówno dla mocy 1000 W i prędkości 1.8 m/min jak i dla mocy 2500 W i prędkości 5 m/min. W przypadku stali 1H18N9T na przeszkodzie spawaniu z niskimi mocami stało

niewielkie pochłanianie promieniowania laserowego przez ten materiał. Moc wynosiła 1500÷2500 W a prędkość spawania odpowiednio 1÷3.6 m/min. Część próbek przecięto prostopadłe do spoiny w celu wykonania złądów metalograficznych do badań strukturalnych. Z pozostałych wykonano próbki do badań wytrzymałościowych.

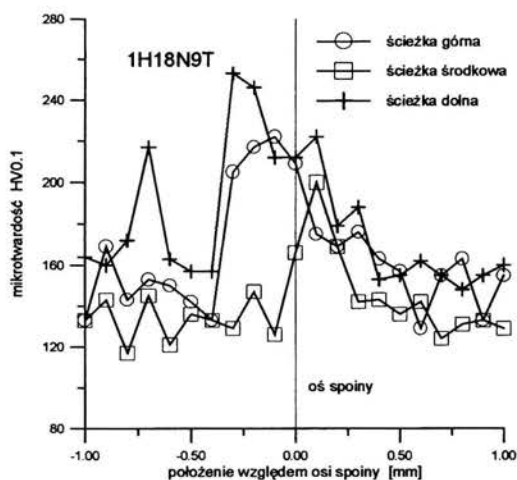
Stal węglowa St3S zawiera węgiel w ilości nie przekraczającej 0.22% oraz niewielkie domieszki innych pierwiastków. Składy badanych stali podano w tabeli 7.1. Struktura wyjściowa tej stali składa się z mikroobszarów perlitu równomiernie rozmieszczonych w osnowie ferrytycznej. Udział objętościowy obu faz jest w przybliżeniu jednakowy. W obszarze spoiny występują dendryty ukierunkowane zgodnie z kierunkiem odpływu ciepła, rozdrobnienie ziaren i silna niejednorodność mikrobudowy obszarów perlitycznych. Skutkiem tego jest wzrost twardości i niejednorodność jej rozkładu co przedstawiono przykładowo na rys.7.1. Twardość materiału wyjściowego wynosiła około 120 HV0.1.



Rys.7.1 Liniowe rozkłady mikrohardości w obszarze złącza w stali St3S.
Twardość materiału wyjściowego 120 HV0.1

Kwasoodporna stal 1H18N9T zawiera chrom i nikiel w ilościach 17÷19% Cr i 8÷10% Ni (tzw. stal typu 18-8). Resztę stanowi żelazo i niewielkie domieszki innych pierwiastków. Dzięki takiemu składowi stal ma strukturę austenityczną niezbędną do zapewnienia kwasoodporności. Zachowanie jak najmniejszej zawartości węgla ma na celu uniknięcie wydzielenia się na granicach ziaren austenitu węglików chromu, które sprzyjają korozji międzykrystalicznej. Stal 1H18N9T zawiera do 0.1% węgla będącego pozostałością po procesach wytwórczych. Dodatek tytanu w ilości $Ti = 5xC - 0.8\%$ ma na celu związanie węgla i uniknięcie w ten sposób tworzenia się węglików. Materiał wyjściowy obserwowany na złądach metalograficznych ma strukturę austenityczną z nielicznymi pasmowymi wydzieleniami ferrytu oraz pojedynczymi wydzieleniami azotków tytanu. Spoiny mają na obrzeżach ukierunkowaną strukturę dendrytyczną przechodzącą w rdzeniu w rozdrobnioną strukturę komórkową, typową dla złączy ze stali austenitycznych. Stwierdzono również wzrost

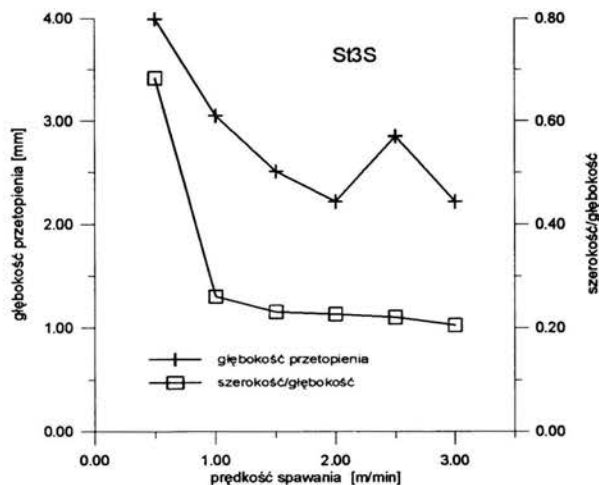
twardości w obszarze spoiny (rys.7.2) w stosunku do twardości materiału wyjściowego równej 175 HV0.1.



Rys.7.2 Liniowe rozkłady mikrotwardości w obszarze złącza w stali 1H18N9T
Twardość materiału rodzimego 170 HV0.1

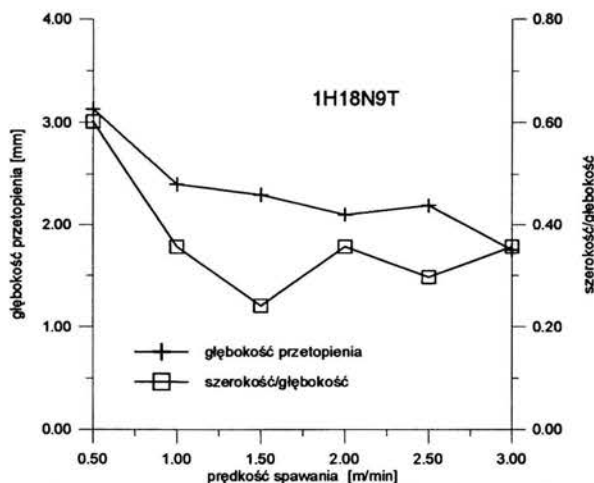
Duża szybkość nagrzewania i chłodzenia powoduje, że strefa przegrzana leżąca w pobliżu spoiny, jest niewielka i trudna do zaobserwowania. Zmiana mocy wiązki i prędkości przesuwu wywołuje niewielkie zmiany mikrotwardości spoiny mieszczące się w granicach błędów pomiarowych dla obu badanych stali.

Statyczne badania wytrzymałościowe nie wykazały zmian ani wytrzymałości doraźnej ani plastyczności połączeń w stosunku do materiału wyjściowego. Wartości te dla stali St3S wyniosły odpowiednio 342 MPa i 33% a dla stali 1H18N9T odpowiednio 639 MPa i 50%.



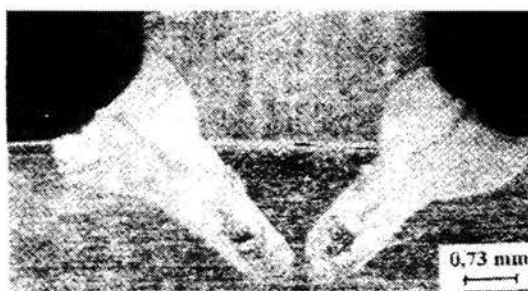
Rys.7.3 Zależność rozmiarów przetopienia od prędkości spawania stali St3S

Zbadano także zależność głębokości przetopienia i stosunku głębokości do szerokości od prędkości spawania. Próby wykonano na płaskownikach o grubości 4 mm przy stałej mocy lasera 2000 W. Przykładowe wykresy przedstawiono na rys.7.3 i 7.4. Należy zaznaczyć, że powtarzalność wyników przy dużych wartościach prędkości dla stali kwasoodpornej była niewielka i dla prędkości 3m/min na wykresie pokazano wartości maksymalne.



Rys.7.4 Zależność rozmiarów przetopienia od prędkości spawania stali 1H18N9T

Pomimo że przy dostępnych mocach lasera nie można uzyskać pełnego przetopienia blachy ze stali kwasoodpornej o grubości 4 mm, możliwe jest wykonanie dobrego połączenia takich blach przy spawaniu dwustronnym. Połączenie teowe [65] przedstawione na rys.7.5 uzyskano spawając z prędkością 1.1 m/min przy mocy lasera 2000 W. Wiąznię ogniskowano głowicą zwierciadlaną. Gazem osłonowym był argon nadmuchiwany ze średnią prędkością około 30 m/s z dyszy o średnicy 3.25 mm (wydatek 15 l/min) znajdującej się 10 mm od powierzchni materiału. Spawane płaskowniki o grubości 4 mm wykonane były ze stali 0H18N9. Skład i własności tej stali (17÷19% Cr, 9÷11% Ni, 0.07% C i brak dodatku Ti wobec mniejszej zawartości węgla) są zbliżone do badanej wcześniej stali 1H18N9T.



Rys.7.5 Złącze teowe płaskowników ze stali kwasoodpornej

Uzyskane spoiny mają znaczną głębokość przy niewielkiej szerokości, co wskazuje na powstawanie kanału parowego. Pomiary mikrotwardości wykazały, że w środkowej części spoiny nastąpił niewielki spadek do około 185 HV0.1 natomiast w pozostałym obszarze spoiny

twardość nie uległa zmianie i wynosiła 215 HV0.1. W pobliżu dolnej części spoiny stwierdzono obecność pustki będącej prawdopodobnie wynikiem skurczu materiału w czasie krzepnięcia przy spawaniu bez przetapiania go na całej grubości. W pozostałej części spoiny nie zaobserwowano porów ani mikropęknięć.

W wyniku badania odporności na korozję wżerową złączy w środowisku chlorków stwierdzono nieznaczne (<5%) zmniejszenie się potencjału przebicia w stosunku do materiału rodzimego.

7.2 Laserowe spawanie blach ze stali krzemowej

Pod koniec wytopu stali ogólnego przeznaczenia i konstrukcyjnych na ogół przeprowadza się zabieg uspokojenia (odtlenienia) stali [68, 69]. Pozostająca w jego wyniku domieszka $0.14 \div 0.57\%$ Si nie zmniejsza jeszcze znacząco spawalności natomiast będące wynikiem uspokojenia usunięcie pęcherzyków gazowych i ujednorodnienie składu chemicznego poprawiają spawalność. Ostateczny bilans jest więc korzystny. Dodatek 0.6% lub więcej krzemu w stali zmniejsza jej plastyczność i zwiększa podatność na kruche pękanie. Skutkiem tego jest radykalne pogorszenie spawalności stali tradycyjnymi metodami.

W elektrotechnice stosowane są na rdzenie transformatorów i maszyn elektrycznych niskowęglowe (poniżej 0.02% C) stale specjalne zawierające $2 \div 6.5\%$ Si. Tak duża zawartość krzemu służy zmniejszeniu strat energii w rdzeniu ale jest przyczyną zmniejszonej plastyczności, podwyższonej twardości i kruchości stali elektrotechnicznych. Duży dodatek krzemu uniemożliwia spawanie tych stali tradycyjnymi metodami powodując kruche pękanie uzyskanych połączeń.

Stosowaną dawniej technologią otrzymywania blach ze stali krzemowych było walcowanie na gorąco. Obecnie walcowanie blach od grubości około 3 mm do grubości końcowej (zwykle rzędu 0.3 mm a w wyrobach specjalnych nawet 0.02 mm) niemal wyłącznie wykonywane jest na zimno. Pomiędzy kolejnymi operacjami walcowania stosowana jest obróbka cieplna. Liczba tych zabiegów oraz sposób ich przeprowadzenia są różne dla różnych blach. Celem obróbki cieplnej jest:

- usunięcie naprężeń i umożliwienie dalszego walcowania na zimno,
- rekrytalizacja połączona z odwęglaniem,
- rekrytalizacja i rozrost ziaren (ewentualnie o uprzywilejowanej orientacji) w celu uzyskania optymalnych własności magnetycznych,
- wyprostowanie blach bez wprowadzania naprężeń,
- utworzenie powłoki elektroizolacyjnej (utlenienie powierzchni)

Produkowane są blachy o własnościach magnetycznych zależnych od orientacji pola magnetycznego względem materiału (anizotropowe blachy transformatorowe) oraz od niej niezależnych (blachy izotropowe, stosowane głównie na rdzenie prądnic) [70].

Wstępne badania [58] laserowego spawania blach elektrotechnicznych wykonano w związku z zainteresowaniem huty w Bochni tą metodą. Obróbce termicznej poddawane są blachy podzielone na odcinki. Następnie blachy są walcowane na zimno. Celem prób było uzyskanie połączenia wystarczająco wytrzymałego aby możliwe było ciągłe walcowanie złączonych odcinków blach. Inne własności połączenia były mniej istotne, gdyż po walcowaniu blachy cięte są na odcinki w celu umożliwienia dalszej obróbki i transportu, można więc bez przeszkód usunąć fragmenty o parametrach zmienionych wskutek spawania. Związane z zapewnieniem ciągłości walcowania korzyści ekonomiczne zapewniłyby szybki zwrot kosztów

inwestycji. Spawane laserowo próbki o grubości 2.7 mm poddano w laboratorium huty w Bochni próbom walcowania na zimno do grubości 0.3 mm. Przeprowadzone próby wykazały pełną przydatność tej metody łączenia dla zapewnienia ciągłości procesu walcowania blach ze stali krzemowych. Niestety trudności ekonomiczne huty stanęły na przeszkodzie realizacji wspólnego programu badań. Następne, bardziej szczegółowe próby spawania przeprowadzono bez udziału huty.

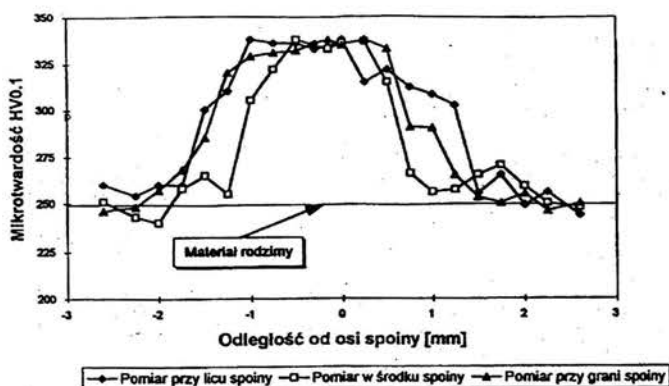
Spawano blachy o zawartości krzemu 3.5% i grubości 2.7 mm. Wiązkę lasera ogniskowano na powierzchni blachy soczewką z ZnSe o ogniskowej 5" (127 mm), a podczas późniejszych prób także za pomocą głowicy zwierciadlanej o ogniskowej 150 mm. Moc lasera zmieniano w zakresie 1800÷2500 W a prędkość materiału względem wiązki wynosiła 1÷2 m/min. Jako gaz osłonowy stosowano argon o czystości technicznej nadmuchiwany tylko od strony lica spoiny ze średnią prędkością około 5 m/s (wydatek 9 l/min przy średnicy dyszy około 6 mm). Najlepsze wyniki uzyskano przy mocy lasera równej 2100 W i prędkości 1.5÷1.8 m/min [63-65].



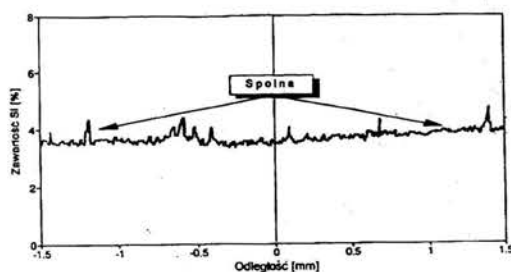
Rys.7.6 Struktura stali krzemowej w otoczeniu osi spoiny laserowej

Mikrostrukturę spoin analizowano na zglądach prostopadłych do osi spoiny stosując powiększenia od 40 do 600 razy. Materiał wyjściowy ma strukturę ferrytyczną, która w rdzeniu ma charakter włóknisty, będący wynikiem walcowania na zimno, a w pobliżu powierzchni równoosiową strukturę ziarnistą powstałą w efekcie wyżarzania materiału pomiędzy kolejnymi operacjami walcowania. Spoinę o szerokości około 1.5 mm tworzą rozróżnione, niejednorodne i wydłużone ziarna ferrytu, w których kierunek krystalizacji został zdeterminowany kierunkiem odpływu ciepła (rys.7.6). Obserwowanym efektem strukturalnym towarzyszy wzrost mikrotwardości (od 280 HV_{0,1} dla materiału rodzimego do około 350 HV_{0,1} dla spoiny, rys.7.7).

Statyczne próby rozciągania wykazały zmniejszenie się wydłużenia całkowitego A_C z 33% dla materiału rodzimego do 26% przy nie zmienionej wytrzymałości doraźnej $R_m = 620$ MPa i umownej granicy plastyczności $R_{0,2} = 445$ MPa.



Rys.7.7 Mikrotwardość spoiny uzyskanej metodą laserową



Rys.7.8 Rozkład zawartości krzemu w spoinie

Wykonana mikrosondą rentgenowską analiza składu chemicznego spoiny i materiału rodzimego wykazała jednorodny rozkład zawartości krzemu 3.5% w spoinie i jej otoczeniu (rys.7.8).

W celu porównania ze spoiną wykonaną wiązką lasera CO₂, w Instytucie Materiałoznawstwa i Mechaniki Technicznej WAT przeprowadzono spawanie techniką TIG (nietopliwą elektrodą wolframową). Drastyczny rozrost ziaren w obszarze szerokiej na kilka milimetrów spoiny spowodował spadek plastyczności prowadzący do kruchego charakteru pęknięcia. Wytrzymałość doraźna R_m zmniejszyła się do 170 MPa.

7.3 Laserowe spawanie stopu tytanu OT4-1 i stopów aluminium

Ze względu na dużą wytrzymałość połączoną z małym ciężarem właściwym stopy tytanu oraz stopy aluminium stosowane są powszechnie w lotnictwie. Opracowywane są nowe stopy tytanu i aluminium, co stwarza zapotrzebowanie na niezawodne metody ich łączenia. Od metod łączenia tych stopów oczekuje się, że zapewnią nie tylko wymaganą wytrzymałość połączenia ale także spełnienie następujących warunków:

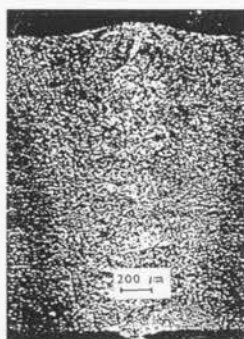
- zachowanie plastycznego charakteru pęknięcia po przekroczeniu granicy wytrzymałości

- stałość własności w czasie
- odporność na korozję
- nie wytwarzanie tzw. karbu strukturalnego czyli nie zmienioną w porównaniu z materiałem rodzimym strukturę, twardość i plastyczność połączenia.

Tradycyjne metody spawania ze względu na małe prędkości procesu powodowały znaczne zmiany struktury oraz rozpuszczanie się gazów w spoinie co prowadziło do wzrostu jej twardości i kruchości oraz podatności na korozję. Takie połączenia nie nadawały się do stosowania, zwłaszcza w przemyśle lotniczym. Stosowano więc kłopotliwe w przypadku dużych elementów spawanie wiązką elektronową lub połączenia nitowane.

Stop tytanu OT4-1

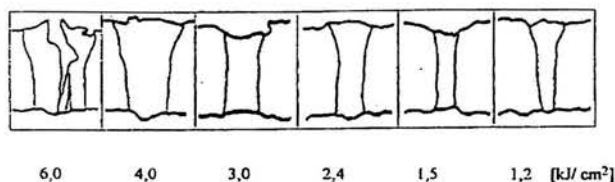
Spawano [57, 62, 64, 65] próbki ze stopu tytanu OT4-1 o zawartości 1.5% Al i 1.3% Mn. Prostokątne płaskowniki o wymiarach 50x100 mm i grubości 2 mm łączono doczołowo wzdłuż dłuższego boku stosując docisk elementów. Moc lasera zmieniano w zakresie 1000÷2500 W a prędkość przesuwu 1.2÷6.0 m/min. W części prób zastosowano piaskowanie zwiększające współczynnik absorpcji. Wiązkę ogniskowano na powierzchni lub minimalnie (około 0.5 mm) pod nią. Jako gaz osłonowy stosowano argon lub hel o czystości technicznej nadmuchiwany z dyszy znajdującej się w odległości 10 mm od powierzchni. Próby stosowania helu jako gazu osłonowego miały na celu zmniejszenie plazmy powstającej na powierzchni. Ostatecznie stwierdzono, że przy dostatecznie dużej prędkości wypływu (około 20 m/s) plazma jest zdmuchiwana i rodzaj gazu osłonowego nie ma wpływu na wyniki spawania.



Rys.7.9 Struktura spoiny i strefy wpływu ciepła w stopie tytanu OT4-1

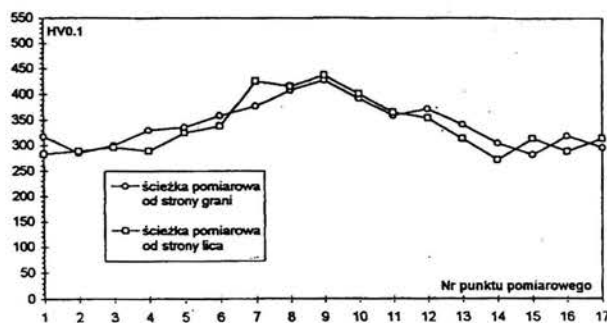
Z wyżej wymienionych względów badaniom spawania laserowego stopów tytanu towarzyszyć musiały szczegółowe badania metalograficzne, wytrzymałościowe i odporności na korozję. Badania strukturalne spoin i strefy wpływu ciepła przeprowadzono na zglądach metalograficznych prostopadłych do osi spoiny. Przykładowy przekrój spoiny przedstawiono na rys.7.9. Materiał wyjściowy ma drobnoziarnistą, równoosiową strukturę powstałą w wyniku stabilizującego wyżarzania blach walcowanych w temperaturze przemiany fazowej $\alpha \rightarrow \beta$ [71]. W osi spoiny martenzytyczna faza α ma charakter dendrytyczny przechodząc w martenzyt płytkowy na granicy spoiny. Struktura materiału w strefie wpływu ciepła to prawdopodobnie

faza β . Ze wzrostem ilości dostarczonej energii bardzo szybko narasta szerokość strefy wpływu ciepła, co jest wynikiem niskiej przewodności cieplnej stopów tytanu.

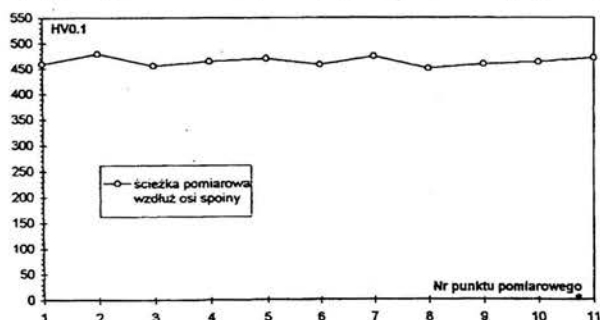


Rys. 7.10 Kształt spoiny dla różnych energii wiązki

Kształt spoiny dla różnych wartości dostarczonej energii wiązki przedstawia rys. 7.10. Energia właściwa jest energią odniesioną do powierzchni spawu; jest równa mocy wiązki zaabsorbowanej w materiale podzielonej przez iloczyn grubości materiału i prędkości spawania. Można zauważyć, że ze względu na kształt i wymiary spoiny (stosunek szerokości do głębokości) optymalna energia właściwa znajduje się w zakresie 1.5÷2.5 kJ/cm². Prostokątny kształt przekroju spoiny i wartość stosunku szerokości do głębokości bliska 1/3 dowodzi, że w tym zakresie energii realizowane jest spawanie głębokie. Przy wartościach energii właściwej większych od optymalnych niekorzystnie wzrasta szerokość strefy wpływu ciepła.



Rys. 7.11 Rozkład mikrotwardości w kierunku prostopadłym do osi spoiny w odległości 0.3 mm od dolnej i górnej powierzchni próbki; spoina uzyskana przy energii 1.5 kW/cm²



Rys. 7.12 Rozkład mikrotwardości wzdłuż osi spoiny; spoina uzyskana przy energii 1.5 kJ/cm²

Pomiary rozkładów mikrotwardości przeprowadzono prostopadle do osi spoiny w odległości 0,3 mm od dolnej i górnej powierzchni (rys.7.11) oraz wzdłuż osi spoiny (rys.7.12). Twardość materiału wyjściowego wynosi 300 HV0,1.

Wyniki badań wytrzymałościowych przedstawiono w tabeli 7.2 (energia 0 oznacza materiał rodzimy). Rezultaty te potwierdzają wnioski nasuwające się z obserwacji zglądów metalograficznych: choć wytrzymałość doraźna oraz umowna granica plastyczności zmieniają się nieznacznie w stosunku do materiału wyjściowego w zakresie energii właściwej aż do 3 kJ/cm², to już przy energii wyższej od 2.4 kJ/cm² drastycznie spada wydłużenie całkowite wskutek znacznego umocnienia materiału.

Tabela 7.2

Energia właściwa [kJ/cm ²]	R _m [MPa]	R _{0,2} [MPa]	A _c [%]
0	697	402	25,0
1.2	682	370	17,7
1.5	683	419	17,4
2.4	694	415	14,1
3.0	695	443	9,8
4.0	580	434	4,3
6.0	448	161	1,6

Odporność na korozję wżerową próbek z materiału wyjściowego i złączy laserowych badano metodą cyklicznej polaryzacji anodowej. Dla spoin wykonanych w optymalnym zakresie energii wiązki nie stwierdzono różnicy w wartościach potencjału przebicia pomiędzy złączami a materiałem wyjściowym.

Stop aluminium AlCuMg1

Stop ten o składzie 4.3% Cu, 0.7% Mg, 0.6% Si, 0.6% Mn, 0.3% Fe (reszta Al), należy do stopów aluminium szczególnie trudno spawalnych, także wiązką laserową. Płaskowniki o grubości 4 mm łączono teowo, stosując maksymalną moc lasera równą 2500 W i niewielkie prędkości w zakresie 0.2÷0.4 m/min [65]. Mimo to z powodu dużego współczynnika odbicia promieniowania laserowego od powierzchni stopu nie było możliwe wykonanie głębokiego spawania z wystąpieniem kanału parowego. Głębokie spawanie uzyskano dla próbek, których powierzchnia została wstępnie przygotowana przez piaskowanie jednakże otrzymana głębokość spoiny nie przekracza 2 mm. Badania metalograficzne wykazały, że w strefie przetopienia występuje struktura o drobnym, równomiernym ziarnie. Jedynie na granicy z materiałem rodzimym kształt ziaren jest wydłużony, co związane jest z szybszym odprowadzaniem ciepła. W wyniku spawania mikrotwardość w przetopionej strefie obniżyła się ze 133 HV0.1 dla materiału rodzimego do 109 HV0.1 w środkowej części spoiny i 125 HV0.1 na jej brzegach.

Stopy aluminium Al-Li-Cu

Trudności występujące przy spawaniu stopów na bazie Al-Li wynikają głównie z odparowywania litu z obszaru przetopienia. Skutkiem tego jest zmiana składu materiału w spoinie w stosunku do materiału rodzimego oraz powstawanie defektów w postaci porów zamrożonych w spoinie.

Wykonano próby przetapiania płaskowników o grubościach 1 i 2 mm wykonanych z próbek stopów o zawartości Li do 2.2% i zawartości Cu w granicach 0÷2% [8-9]. Wykonano również przetopienia analogicznych próbek wykonanych ze stopu Al-Li-Cu-Mg-Zr (skład 2.2% Li, 1.2% Cu, 0.09% Zr, 58 µg/g Si, reszta Al) [66]. Stosowano moc lasera 600 W oraz prędkości od 1 do 10 m/min. Minimalną szerokość spoiny (przetopienia) i strefy wpływu ciepła przy pełnym przetopieniu dla próbek o grubości 1 mm uzyskano przy prędkości 8 m/min a dla próbek o grubości 2 mm przy około 5.5 m/min. Mniejszą porowatość uzyskano stosując hel jako gaz osłonowy jednakże również w tym przypadku była ona znaczna i wywierała niekorzystny wpływ na własności mechaniczne próbek. W wyniku badań wytrzymałościowych przetopionych próbek ze stopu Al-Li-Cu-Mg-Zr zaobserwowano spadek ich wytrzymałości (ok. 35%) i plastyczności (ok. 70%) w stosunku do materiału rodzimego.

Wykonano badania wpływu sposobu przygotowania powierzchni na porowatość przetopów. Mechaniczne oczyszczanie powierzchni (piaskowanie) zwiększając absorpcję promieniowania laserowego może umożliwić głębokie spawanie materiałów silnie odbijających promieniowanie, jak miało to miejsce w przypadku stopu Al-Cu-Mg1. Jednakże wtedy, gdy spawanie jest możliwe bez takiego przygotowania, jak miało to miejsce w przypadku stopów Al-Li-Cu, mechaniczne czyszczenie powierzchni nie ma wpływu na własności mechaniczne. Natomiast chemiczne trawienie próbek 40% wodnym roztworem NaOH (próbki zostały uprzednio odtłuszczone i oczyszczone mechanicznie) powoduje, że pogorszenie własności mechanicznych przetapianych laserowo próbek w stosunku do materiału rodzimego jest nieznaczne.

7.4 Laserowe spawanie stali i miedzi ze stałą

Wysokostopowe stale nierdzewne (o podwyższonej wytrzymałości na działanie czynników atmosferycznych, wszelkiego rodzaju wód mineralnych i pary wodnej oraz rozcieńczonych kwasów organicznych) i kwasoodporne (odporne na działanie kwasów organicznych i większości kwasów nieorganicznych) stosowane są w urządzeniach przemysłu spożywczego, chemicznego itd. Z tego powodu, tam gdzie było to możliwe ich skład został dobrany również pod kątem zapewnienia dobrej spawalności. Przy użyciu odpowiednich elektrod spawanie elektryczne większości stali kwasoodpornych i nierdzewnych nie stanowi problemu jednakże niezachowanie właściwych parametrów może być przyczyną pogorszenia odporności korozyjnej złącza. Odporność na korozję stali wysokostopowej jest związana z jej strukturą, która może ulec zmianie w strefie wpływu ciepła. Spawanie laserowe charakteryzujące się większą koncentracją energii a zatem większą prędkością spawania i mniejszą szerokością strefy wpływu ciepła w porównaniu z metodami tradycyjnymi umożliwia uzyskanie lepszych połączeń w krótszym czasie.

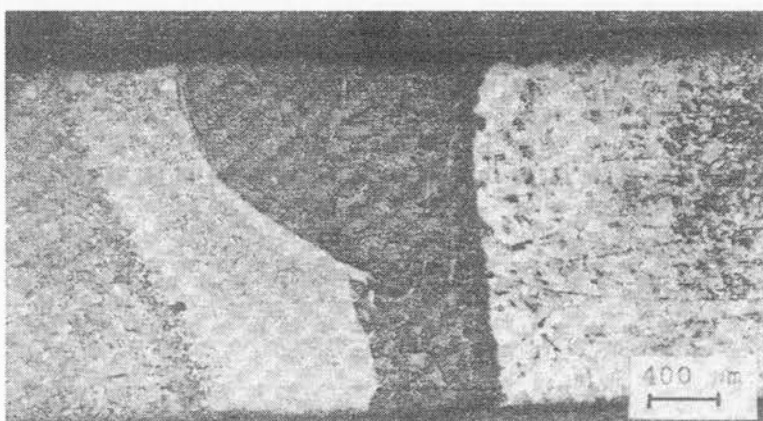
Spawanie miedzi jest utrudnione ze względu na jej duże przewodnictwo cieplne oraz małą absorpcję Fresnela, co wymaga dużej koncentracji dostarczonej energii.

Spawanie miedzi elektrolitycznej ze stalą X2CrNiMoN225 [59, 60] prowadzono łącząc doczołowo prostokątne płaskowniki o wymiarach 50x100 mm i grubości 1.8 mm wzdłuż dłuższego lub krótszego boku. Płaskowniki przygotowano wycinając ich dłuższe boki równoległe do kierunku walcowania blach. Stosowano docisk łączonych elementów minimalizujący szczelinę pomiędzy nimi.

Wiązkę lasera o mocy 2400 W ogniskowano soczewką z ZnSe o ogniskowej 5". Jako gaz osłonowy stosowano argon. Średnica dyszy wynosiła 6 mm, jej odległość od powierzchni materiału 5 mm. Powtarzalne i stabilne warunki spawania uzyskiwano przy prędkości spawania nie przekraczającej 1.2 m/min i wydatkach argonu w granicach 8 - 12 l/min (średnia prędkość wypływu ok. 5-7 m/s).

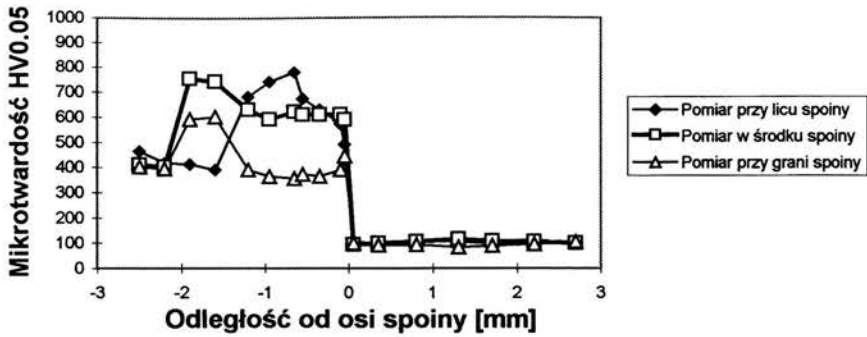
Poważną przeszkodą w laserowym spawaniu miedzi jest jej duży współczynnik odbicia. Z tego powodu stosowano maksymalną moc lasera i stosunkowo niewielkie prędkości spawania. Część prób wykonano stosując dodatkowe pokrycie grafitem koloidalnym zwiększającym absorpcję. Nie zaobserwowano istotnych zmian granicznych parametrów takich jak minimalna moc lub maksymalna prędkość spawania stwierdzono natomiast pewną poprawę własności złącza.

Badana stal X2CrNiMoN225 (skład 16% Cr, 0.3% Ni, 2% Mo, reszta Fe) w stanie wyjściowym posiada strukturę troostyticzną o mikrotwardości 450 HV0.05. Miedź elektrolityczna charakteryzuje się strukturą zorientowanych walcowaniem ziaren o wymiarach rzędu 0.02 mm i twardości 80 HV0.05.



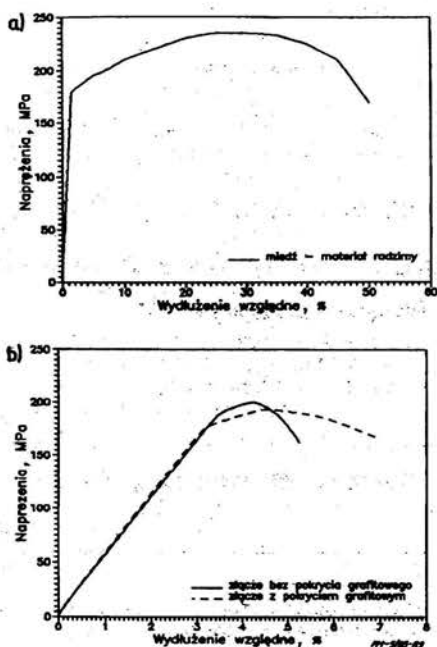
Rys.7.13 Przekrój spoiny miedziano-stalowej i strefy wpływu ciepła

Typowy przekrój spoiny miedziano-stalowej i jej strefy wpływu ciepła przedstawiono na rys.7.13. Asymetria kształtu spoiny w stosunku do osi wiązki lasera jest oczywistym rezultatem znacznej różnicy w prędkościach dyfuzji ciepła od spoiny w miedzi i stali, wynikającej z około 30-krotnie większej przewodności cieplnej miedzi. Charakterystyczne cechy złącza to ostra, prawie płaska powierzchnia rozdziału między złączonymi metalami, wyraźnie rozszerzony obszar przetopienia po stronie lica stali oraz bardzo wąska strefa wpływu ciepła po stronie miedzi w stosunku do dość szerokiej strefy wpływu ciepła po stronie stali. Skutkiem szybkiego odprowadzania ciepła przez miedź spoina po stronie stali ma charakterystyczne słupkowe ziarna austenitu ukierunkowane po krystalizacji prostopadle do powierzchni rozdziału.

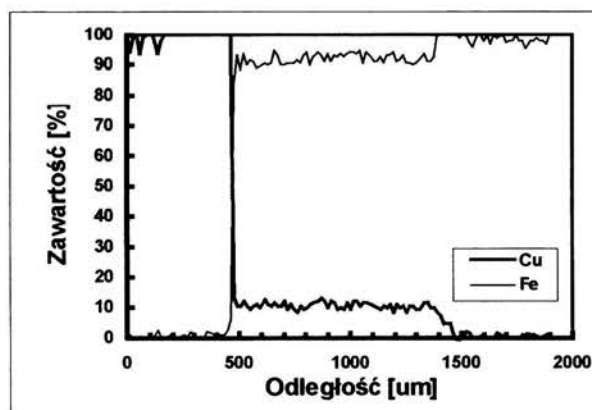


Rys.7.14 Rozkład mikrotwardości w obszarze spoiny miedziano stalowej i strefie wpływu ciepła (stal po lewej stronie)

W strefie wpływu ciepła po stronie stali, gdzie po zahartowaniu występują drobne ziarna martenzytu obserwuje się wyraźny wzrost mikrotwardości do 700 HV0.05 zarówno dla złączy wykonanych z pokryciem grafitowym jak i uzyskanych bez pokrycia (rys.7.14). Od strony miedzi w spoinie występują równoosiowe ziarna o wymiarach około 1.5 raza większych od ziaren w materiale wyjściowym. W wąskiej strefie wpływu ciepła ziarna miedzi po rekrytalizacji nie posiadają struktury charakterystycznej dla walcowanego materiału wyjściowego. Choć pomiary mikrotwardości po stronie miedzi nie wykazują zmian w obszarze spoiny w stosunku do materiału wyjściowego (ok. 80 HV0.05) można przypuszczać, że gruboziarnista struktura miedzi w spoinie i jej otoczeniu ma wpływ na wzrost kruchości materiału. Potwierdzeniem tego są wyniki badań wytrzymałościowych. Badania te przeprowadzono na próbkach miedzianych bez obróbki laserowej, laserowo spawanych złączach miedzianych i złączach stalowo-miedzianych. Zrywanie spawanych laserowo złączy stalowo-miedzianych następowało zawsze po stronie miedzi i miało charakter pęknięć plastycznych. Wykresy z rys.7.15 ilustrują wzrost kruchości złącza stalowo- miedzianego, w szczególności dla spoiny wykonanej bez stosowania pokrycia grafitowego. Wytrzymałości złączy stalowo-miedzianych nie różnią się jednak zasadniczo od wytrzymałości miedzi nieobrabianej równej około 200 MPa.



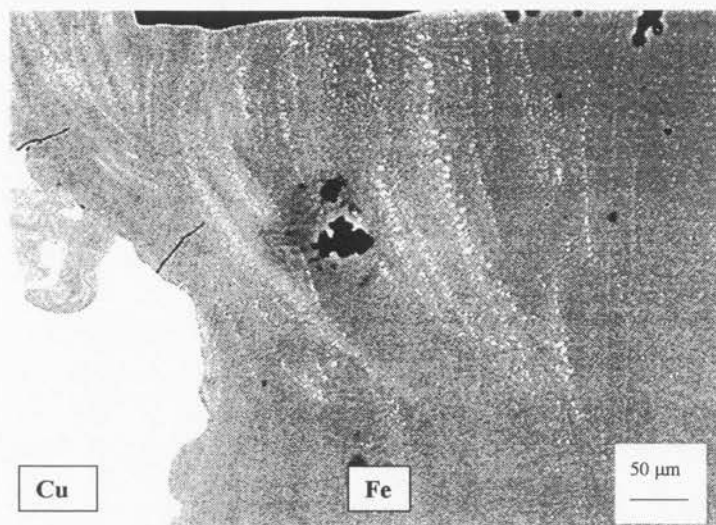
Rys.7.15 Wykres między naprężeniem a odkształceniem względnym dla:
a) miedzi, b) złącza miedziano-stalowego



Rys.7.16 Liniowe rozkłady zawartości miedzi i żelaza w obszarze spoiny i w strefie wpływu ciepła złącza typu stal nierdzewna – miedź. Po lewej stronie miedź

Z uwagi na opisane cechy spoiny, a w szczególności na wyraźnie płaską powierzchnię rozdziału między złączonymi metalami, interesujące jest wyjaśnienie mechanizmu powstawania połączenia i jego trwałości. W tym celu zbadano za pomocą mikrosondy rentgenowskiej zawartość pierwiastków w obszarze spoiny i jej otoczeniu. Wyniki określające zawartość żelaza i miedzi przedstawione na rys.7.16 wskazują, że spoinę po stronie stali tworzy roztwór stały 9% miedzi w austenicie. Interesujące jest, że procentowa zawartość miedzi w całej strefie przetopienia po stronie stali jest praktycznie stała nie wykazując spadku koncentracji

charakterystycznego np. dla dyfuzji. Efekt ten jest wynikiem rozwiniętej konwekcji termokapilarnej wywołanej gradientem napięcia powierzchniowego na powierzchni stopionego metalu [67]. Czas konwekcyjnego mieszania przy stosowanej prędkości spawania $v \leq 2$ cm/s i rozmiarach jeziora spawalniczego $d \approx 1$ mm był rzędu 50 ms. Był on dostatecznie długi dla wyrównania składu powstałego roztworu.



Rys.7.16 Mikrocząstki miedzi znajdujące się w spoinie po stronie stali, (zobrazowane za pomocą detektora elektronów odbitych BSE), których rozmieszczenie zgodne jest z przebiegiem linii prądu konwekcji termokapilarnej

Uzyskanie w obszarze spoiny nierównowagowego (w temperaturze pokojowej) składu chemicznego oraz struktury austenitycznej, możliwe jest dzięki dużym szybkościom chłodzenia, rzędu 10^7 K/s osiągniętym dzięki charakterystycznej dla spawania laserowego dużej koncentracji energii i dużemu przewodnictwu cieplnemu miedzi.

Istotną cechą uzyskanego połączenia jest jego odporność korozyjna. Wyniki badań korozyjnych [60] świadczą o tym, że powstała w obszarze spoiny struktura posiada, w stosunku do materiałów wyjściowych, najlepszą odporność na korozję wżerową.

7.5 Laserowe spawanie segmentów tarcz tnących

Piły tarczowe przeznaczone do cięcia ceramiki, betonu lub kamienia mają postać metalowej tarczy, na obwodzie której umieszczone są zęby w formie segmentów pierścienia kołowego. Segmenty wykonane są ze stosunkowo miękkiego stopu tzw. lepszca, w którym zawieszono są ziarna materiału ściernego. Próby laserowego łączenia segmentów z tarczą podjęto na propozycję Zakładów Mechanicznych VIS w Warszawie. Tarcze produkcji VIS wykonywane są ze stali narzędziowej NCV1 natomiast skład lepszca i dane dotyczące materiału ściernego (diamentu) stanowią tajemnicę producenta. Dotychczasowa technika łączenia polegająca na lutowaniu lutem srebrnym nie zapewniała dostatecznie pewnego

połączenia. Na skutek działania podwyższonej temperatury i zmiennych naprężeń podczas pracy tarczy, występowały przypadki odrywania się zębów zanim nastąpiło ich zużycie.

Pierwsze próby laserowego łączenia segmentów tnących do tarczy zakończyły się niepowodzeniem z powodu składu lepiszcza nieodpowiedniego dla tej technologii. Duża zawartość cynku była przyczyną niestabilności procesu łączenia a nawet zapalania się segmentów. Dodatkowo obecność ziaren diamentu w materiale segmentów była przyczyną powstawania pęcherzy w miejscu przetopienia. Jednakże przeprowadzone próby łączenia na fragmentach pił innych producentów wykazały, że niektóre z nich można spawać laserowo uzyskując dobre połączenia. Fakt ten stanowił zachętę do dalszych poszukiwań.

Najnowsze, uwieńczone częściowym powodzeniem próby przeprowadzono ze zmodyfikowanymi segmentami. Uległ zmianie skład stopu lepiszcza oraz rozkład ziaren diamentu, tak aby obszar o szerokości 1 mm w pobliżu krawędzi łączenia był od nich wolny. Najlepsze wyniki uzyskano stosując prędkość przesuwu wiązki równą 1.3 m/min i moc lasera 1700 W. Wiązkę lasera ogniskowano głowicą zwierciadlaną o efektywnej ogniskowej 150 mm. Ognisko znajdowało się na powierzchni materiału. Jako gaz osłonowy stosowano argon a jego wydatek wynosił 15 l/min. Grubość tarczy była równa 1.8 mm a segmentu 2.7 mm.

Ze względu na dużą różnicę temperatury topnienia łączonych materiałów wiązkę lasera prowadzono wzdłuż linii łączenia po powierzchni łatwiej topliwego segmentu. Nastąpiło łączenie stopionym materiałem lepiszcza bez topienia materiału tarczy. Dzięki temu zmniejszone zostało nagrzewanie materiału tarczy korzystne z punktu widzenia jej wytrzymałości zmęczeniowej. Wyniki nie są w pełni zadawalające, gdyż nie było możliwe uniknięcie hartowania tarczy w bezpośredniej bliskości połączenia. Stal NCV1 o zawartości węgla $0.75\div 0.85\%$ i manganu $0.30\div 0.60\%$ może ulec zahartowaniu po nagrzaniu do około 800°C . Skutkiem tego jest zwiększona twardość ale i skłonność do pękania. Wykonane bezpośrednio po spawaniu próby wyłamywania segmentów wykazały, że następuje kruche pęknięcie zahartowanej stali wzdłuż linii łączenia a potrzebna siła jest niewielka, rzędu 10N, co dyskwalifikuje połączenie.

Ponadto stosowany dotychczas prosty układ mocowania wymaga kłopotliwej procedury ustawiania łączonych elementów oraz nie zapewnia ich skutecznego unieruchomienia. Powstające w wyniku nagrzewania podczas łączenia deformacje powodują, że segmenty nie leżą dokładnie w płaszczyźnie tarczy.

Kontynuacja prób zależy od możliwości zastąpienia materiału tarczy stalą, która nie uległaby zahartowaniu. Miałoby to pozytywny wpływ na inne własności eksploatacyjne, np. zmniejszoną hałaśliwość podczas pracy, jednakże przedstawiciele zakładów VIS twierdzą, że istnieją względy przemawiające przeciwko takiej zamianie..

7.6 Porównanie

Przedstawione w tym rozdziale przykłady prezentują możliwości spawania laserowego w zastosowaniu do różnych metali. W przypadku materiałów dobrze spawalnych zastosowanie spawania laserowego umożliwia uzyskanie spoin o lepszych, w porównaniu do uzyskanych metodami tradycyjnymi, własnościach mechanicznych i odporności na korozję. Umożliwia także zwiększenie prędkości spawania. W zastosowaniu do materiałów trudno spawalnych, takich jak stale o dużej zawartości krzemu, stopy tytanu i aluminium, spawanie laserowe jest jedną z dwu (obok spawania wiązką elektronową) techniką uzyskiwania połączeń spawanych o dobrych własnościach mechanicznych.

Zestawienie omówionych prób spawania zamieszczono w tabeli 7.3. Dla danego materiału moc lasera i prędkość spawania podano dla przypadku, w którym otrzymano

najlepszą jakość spoiny. W przypadkach, gdy dobrą jakość spoiny uzyskiwano w szerokim zakresie parametrów, podano maksymalną stosowaną moc z tego zakresu i odpowiadającą jej prędkość.

Tabela 7.3

Materiał	Grubość [mm]	Prędkość [m/min]	Moc lasera [W]
Stal węglowa St3S	2	5.0	2500
Stal austenityczna 1H18N9T	2	3.6	2500
Stal krzemowa -	2.7	1.7	2100
Stop tytanu OT4-1	2	4.8	2500
Stop aluminium AlCuMg1	4	0.3	2500
Stopy aluminium Al-Li-Cu	1	8.0	600
	2	5.5	600
Cu-stal nierdzewna	1.8	1.2	2400
Tarcze	1.8 / 2.7	1.3	1700

Z porównania wynika, że spawanie stali węglowej i austenitycznej możliwe jest w szerokim zakresie parametrów. W przypadku tych stali najkorzystniejsze jest spawanie z maksymalną dostępną mocą lasera i odpowiadającą jej dużą prędkością. Oprócz korzyści ekonomicznych umożliwia to uzyskanie wąskiej spoiny i strefy wpływu ciepła. Prędkości spawania stali austenitycznych są mniejsze niż odpowiadające tej samej mocy prędkości spawania stali węglowych. Jest to spowodowane większym współczynnikiem odbicia promieniowania laserowego od stali o dużej zawartości niklu.

Warunki spawania stopu tytanu są zbliżone do warunków dla stali jednak, jak wykazały próby, zakres dopuszczalnych prędkości przy danej mocy jest węższy. Przekroczenie wartości energii właściwej równej około 2.5 kJ/cm² prowadzi do przegrzania spoiny i niekorzystnych zmian struktury i własności mechanicznych.

Najciekawsze jest porównanie warunków spawania dwu różnych stopów aluminium. Aluminium dobrze odbija promieniowanie laserowe, co stanowi główną trudność podczas spawania aluminium i jego stopów. Pomimo stosowania maksymalnej mocy i niewielkich, poniżej 1 m/min, prędkości głębokie spawanie blach ze stopu AlCuMg1 było niemożliwe. Dopiero spawaniu połączenia teowego, w którym wiązka pada po dwusiecznej kąta utworzonego przez dwa płaskowniki, towarzyszyło powstanie kanału parowego. Całkiem odmienne są warunki spawania stopów Al-Li-Cu. Mimo, że współczynnik odbicia od tych stopów jest również duży, konieczne okazało się zastosowanie minimalnej dostępnej mocy lasera, a prędkość spawania była największa wśród badanych materiałów. Jest to prawdopodobnie związane z obecnością litu, który łatwo paruje już w stosunkowo niskich temperaturach. Następnie ulegając jonizacji tworzy obłok plazmowy zwiększający pochłanianie. Wpływ obłoku na ogniskowanie wiązki prawdopodobnie tłumaczy też trudności w uzyskaniu wąskich spoin mimo dużych prędkości spawania.

Nowe możliwości spawania laserowego widoczne są w zakresie tworzenia połączeń materiałów o różnych właściwościach. Materiały te często stawiają wzajemnie sprzeczne wymagania w zakresie doboru parametrów spawania ale z drugiej strony umożliwiają nowe spojrzenie na zjawiska zachodzące podczas spawania. Przykładem jest możliwość badania zjawiska konwekcji termokapilarnej zachodzącej podczas spawania.

8. Podsumowanie

W rozdziale 2. dokonano analizy własności wiązek laserowych z punktu widzenia ich zastosowania do spawania laserowego (a także innych zastosowań, np. cięcia i drażenia otworów). Omówiono strukturę modową wiązek laserowych i jej wpływ na możliwość ich ogniskowania. Następnie zbadano zależność ogniskowania od własności elementów optycznych w układzie prowadzenia wiązki. Przedstawiono wyniki obliczeń dla warunków, w których prowadzono eksperymenty. Do analizy wykorzystano model wiązek gaussowskich pozwalający na określenie za pomocą stosunkowo prostych wzorów algebraicznych parametrów wiązki po jej transformacji przez układ optyczny. Dokładność modelu jest wystarczająca dla potrzeb praktycznych, a za jego pomocą możliwe jest badanie również złożonych przypadków, np. wiązek astygmatycznych. W dostępnej literaturze dotyczącej technologicznych zastosowań laserów model wiązek gaussowskich nie jest szerzej wykorzystywany. Podawane są jedynie elementarne wzory bądź wyniki obliczeń wykonanych za pomocą skomplikowanych programów komercyjnych (np. metodami analizy fourierowskiej).

Przedstawiony w pracy program do obliczania absorpcji w kanale parowym pozwala na określenie drogi promienia światła laserowego wewnątrz kapilary parowej o zadanym kształcie, a zatem także na obliczenie części energii jaka zostaje pochłonięta w wyniku absorpcji Fresnela, części pochłoniętej w plazmie oraz części energii wydostającej się ponownie na zewnątrz. Ponadto wyznaczany jest rozkład zaabsorbowanej energii wzdłuż głębokości kanału. Wyniki pokazują, że większość energii absorbowana jest w pobliżu dna kanału, co sprzyja jego pogłębianiu i ułatwia penetrację materiału. Większość prezentowanych obliczeń wykonano dla kanału o głębokości 2 mm, promieniu wejściowym 0.15 mm i kącie nachylenia ścianek w granicach $0 \div 4^\circ$. W takim kanale, w przypadku żelaza pochłanianie jest około 80% padającego promieniowania, przy czym około 25% pochłanianie plazma wypełniająca kanał a 55% pochłanianie jest w odbiciach od ścianek kanału (dla kąta nachylenia 2°). Uwzględnienie zakrzywienia promieni na skutek gradientów współczynnika załamania w plazmie nie zmienia zasadniczo tych wartości. Zmniejsza się jedynie zależność pochłaniania od kąta nachylenia ścianek i zwiększa część energii absorbowaną w pobliżu dna kanału.

Wartości pochłaniania w przypadku aluminium i żelaza nie różnią się zasadniczo przy tym samym kształcie kanału parowego. Na skutek większego współczynnika odbicia

aluminium maleje absorpcja Fresnela dla tego metalu. Wynosi ona około 45% padającego promieniowania w warunkach analogicznych jak dla żelaza. Opisane w literaturze wyniki eksperymentów wskazują na brak zależności pochłaniania w aluminium od polaryzacji promieniowania. Oznacza to dominację pochłaniania plazmowego, które jest od polaryzacji niezależne. W celu wyjaśnienia w pełni wyników tych eksperymentów konieczne jest wprowadzenie do modelu różnic konfiguracji układu kanał-wiązka sugerowanych przez inne prace doświadczalne. Uwzględnienie różnic geometrii pozwoliło na dokładniejsze odzwierciedlenie danych doświadczalnych. W aluminium pochłanianie Fresnela jest wtedy w przybliżeniu równe pochłanianiu w plazmie, podczas gdy w żelazie pochłanianie Fresnela jest około dwukrotnie większe od pochłaniania w plazmie.

Promieniowanie w zakresie optycznym znajdującego się nad ujściem kanału obłoku plazmowego niesie informację o procesie spawania, a w szczególności o temperaturze plazmy w kanale parowym. Niepokojące były duże rozbieżności wartości temperatury obłoku wyznaczonych eksperymentalnie przez różnych autorów. Jak wykazała przeprowadzona w pracy analiza, jest to skutkiem silnej zależności współczynników emisji od temperatury. Rozkład temperatury w plazmie jest niejednorodny, a zatem niejednorodny jest również rozkład promieniujących atomów i jonów. Analiza wyników eksperymentalnych uzyskanych w IPPT i przez innych autorów pozwala stwierdzić, że temperatury rzędu $6000 \div 9000$ K wyznaczone z linii atomowych par metali są charakterystyczne dla obszaru peryferyjnego plazmy, a temperatury w centrum plazmy są znacznie wyższe. Temperatura elektronów tuż nad ujściem kanału wynosi ok. $14000 \div 18000$ K a gęstość elektronów ok. 10^{17} cm^{-3} . Wyniki te są zgodne z wynikami modeli teoretycznych ($15000 \div 20000$ K) opisujących plazmę w kanale parowym. Stwierdzono, że obłok plazmowy jest (przynajmniej w części) mieszaniną zjonizowanych par metali i neutralnego gazu osłonowego. Obszar mieszania obu składników jest niestety trudny do wyznaczenia i na razie nie można stwierdzić czy obejmuje on cały obłok czy tylko obszar w pobliżu powierzchni rozdziela obu gazów. Absorpcja wiązki laserowej w obłoku plazmowym wynosi ok. 6–8%. Jest to wartość uśredniona w czasie i jest wysoce prawdopodobne, że w czasie erupcji plazmowych gęstość elektronów osiąga $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a absorpcja osiąga wartość 20 % na milimetr wysokości obłoku.

W dalszej części pracy analizowano sygnały optyczne i akustyczne zarejestrowane w przeprowadzonych eksperymentach. Badano ich zależności czasowe i widma gęstości mocy. Pokazano, że sygnał optyczny z obłoku plazmowego jest sprzężony z sygnałem akustycznym, przy czym brak sygnału optycznego nad powierzchnią spawanej próbki oznacza otwarcie

kanalu na dole i wpływ plazmy pod powierzchnią próbki. Analiza widmowa sygnałów wykazała, że częstotliwości charakterystyczne pojawiające się w widmach obu sygnałów są identyczne. Wykresy gęstości widmowych promieniowania plazmy i energii sygnału akustycznego p^2 są zawsze bardzo podobne, jednakże widmo sygnału akustycznego jest bardziej zniekształcone i mniej gładkie ze względu na bardziej skomplikowany charakter sygnału akustycznego. Szerokości maksimów w widmach częstotliwości są znaczne 0.5 ± 1 kHz, co jest charakterystyczne dla procesów chaotycznych w sensie chaosu deterministycznego [56].

Zbadano zależność widm od warunków spawania dla stali węglowej St3, stali austenitycznej 0H18N9 oraz stopu tytanu OT4-1. Stwierdzono, że charakterystyczne częstotliwości, na których pojawiają się maksima widma gęstości mocy, zależą od rodzaju spawanego metalu i jego grubości, nie zależą natomiast od rodzaju i wydatku gazu osłonowego. Częstotliwości charakterystyczne leżą w zakresie 0.8 ± 4 kHz, co jest zgodne z istniejącymi modelami teoretycznymi oscylacji. Amplituda maksimów zależy od warunków spawania i jest związana ze stopniem penetracji materiału przez wiązkę laserową. Przy braku pełnego przetopienia wysokość maksimów maleje w sposób wyraźny. Związek ten pozwala na wykorzystanie analizy widmowej do monitorowania jakości spawania w trakcie procesu, zwłaszcza wtedy, gdy określenie penetracji materiału innymi metodami (np. w drodze obserwacji sygnału optycznego pod próbką) nie jest możliwe.

Przeprowadzone eksperymenty dowiodły, że modulacja wiązki laserowej prowadzi do uzyskania praktycznie periodycznego procesu spawania, przy czym częstotliwości oscylacji są identyczne z częstotliwością modulacji wiązki laserowej. Ma to istotne znaczenie dla sterowania procesem spawania. Pokazuje, że modulacja wiązki prowadzi do uzyskania procesu o regularnym przebiegu.

W ostatniej części pracy przedstawiono przykłady laserowego spawania wybranych metali. Jest to krótki przegląd prac wykonanych w ciągu ostatnich lat w Samodzielnej Pracowni Technologicznych Zastosowań Laserów IPPT PAN. Badania technologiczne nie były tematem tej pracy, jednakże celowe wydaje się zamieszczenie przykładów ilustrujących możliwości praktycznego zastosowania spawania laserowego do łączenia różnych metali.

9. Literatura

- [1] H.Kogelnik, T.Li: Laser Beams and Resonators, Proc. IEEE 1966 Oct., vol.54, p.1312-1329.
- [2] R.Jóźwicki: Optyka laserów, WNT 1981 Warszawa.
- [3] K.Shimoda: Wstęp do fizyki laserów, PWN 1993 Warszawa
- [4] W.W.Duley: CO₂ Lasers, Effects and Applications, Academic Press 1976.
- [5] W.M.Steen: Laser Material Processing, Springer-Verlag 1991.
- [6] E.Beyer: Schweißen mit Laser, Springer 1995
- [7] A.Kaplan: A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile, J.Phys.D, Appl. Phys. 27 (1994) p.1805-1814
- [8] S.Fujinaga, H.Takenaka, T.Narikiyo, S.Katayama, A.Matsunawa: Direct observation of keyhole behaviour during pulse modulated high-power Nd:YAG laser irradiation, J.Phys.D: Appl. Phys. 33 (2000) p.492-497
- [9] Z.Szymański and J.Kurzyna: Spectroscopic measurements of laser induced plasma during welding with CO₂ laser, J.Appl.Phys.76,12 (1994) p.7750
- [10] Z.Szymański, J.Kurzyna and W.Kalita: J.Phys.D: Appl.Phys. 30 (1997) p.3153
- [11] W.W.Duley: Laser welding, Wiley 1999
- [12] F.Kaczmarek: Wstęp do fizyki laserów, PWN 1979 Warszawa.
- [13] A.G.Fox, T.Li: Resonant Modes in a Maser Interferometer, Bell Syst.Tech.J. vol.40, no2 (1961) p.453-488
- [14] A.M.Гончаренко: Гауссовы пучки света, Наука иТехника 1977 Минск
- [15] L.Ronchi: Optical Resonators, Laser Handbook, vol.1, ed. F.T.Arecchi, E.O.Schultz-Dubois, North-Holland 1972.
- [16] Katalog elementów optycznych firmy II-VI Inc.
- [17] J.Franek, K.Du, S.Pflugger, R.Imhoff, P.Loosen: Comparison of welding results with stable and unstable resonators, Eighth Int. Symp. on Gas Flow and Chemical Lasers, SPIE Vol.1397 pp.791-795.
- [18] J.Meijer, R.B.Kuilboer, P.K.Kirner, M.Rund, Laser Beam Hardening: Transferability of Machining Parameters, Proceedings of LANE' 94, p.243 -252.
- [19] J.A.Stratton: Elektromagnetic Theory, McGraw-Hill 1941
- [20] A.Yariv: Introduction to Optical Electronic, tłum. ros. Wysszaja Szkoła, Moskwa 1983
- [21] W.F.Ames: Numerical Methods for Partial Differential Equations, Nelson 1969

- [22] G.D.Smith: Numerical Solution of Partial Differential Equations, Oxford University Press 1971
- [23] K.Makowski: Transport properties of the ionized Fe vapour, Journal of Technical Physics, **39**, 1 (1998) p.37-66
- [24] J.Kurzyrna: Numeryczne modelowanie plazmy podtrzymywanej promieniowaniem laserowym i porównanie z eksperymentem, rozprawa doktorska IPPT PAN Warszawa 1992.
- [25] Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А.: "Лучистые потери аргоновой плазмы и излучательная модель непрерывного оптического разряда", ЖЭТФ, **v.66**, str.954-964, 1974.
- [26] Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А.: "Исследование лучистых потерь ксеноновой плазмы непрерывного оптического разряда", Физика Плазмы, **v.1**, No 5, str.830-835, 1975 .
- [27] D.Marcuse: Light Transmission Optics, Van Nostrand Reinhold Co. 1972
- [28] A.Goetz: Geometria różniczkowa, PWN Warszawa 1965
- [29] A.Björck, G.Dahlquist: Metody numeryczne, PWN Warszawa 1987
- [30] W.Lochte-Holtgreven ed., Plasma Diagnostics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968
- [31] H.W.Drawin, P.Felenbock, Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium, Gauthier-Villars, Paris 1965
- [32] J.Halenka and B.Grabowski: Atomic partition functions for iron, Astron.Astrophys.Suppl.Ser.57, 1984
- [33] J.Halenka: Atomic partition functions for titanium and vanadium, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 75, 47, 1988
- [34] .Z.Szymański: The gas flow through the laser-sustained plasmas, Arch.Mech.**50** (1998) p.207-218
- [35] Wheeler et al.: Plasma Physics **12** (1970) p.551,
- [36] Stallcop: J.Plasma Physics **11** (1974) p.111.
- [37] M.H.Głowacki: Welding of metals with cw lasers, praca doktorska, University of Essex, 1994.
- [38] C.Tix, G. Simon: A model of a laser heated plasma interacting with walls arising in laser keyhole welding, Phys. Rev. E, **50** (1994) p.453-462
- [39] Z.Peradzyński, J. Kurzyrna, K. Makowski, Z. Szymański: Badanie efektów plazmowych pod kątem optymalizacji obróbki laserowej. Raport z projektu badawczego KBN 7T08A 059 08,

- [40] S.Sato, K.Takahashi, B.Mehmetli, *J.Appl.Phys.* **79** (1996) p.8917.
- [41] W.Demtröder, *Spektroskopia laserowa*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1993.
- [42] M.Schellhorn, A.Eichhorn, *Optics & Laser Technology* **26**, (1990) p.405
- [43] J. Hoffman, Z. Szymański, *Rola plazmy w procesie spawania laserowego*,
Przegląd Mechaniczny nr.9 (1999) str.7-11
- [44] Z.Peradzyński, J.Kurzyna: The role of the plasma plume in generation of chaotic vibrations during cw-CO₂ laser welding, *J.Tech.Phys.* **40**, 2 (1999) p.113-119
- [45] T.Klein, M.Vicanek, J.Kroos, I.Decker, G.Simon: Oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding, *J.Phys. D: Appl. Phys.* **27** (1994) p.2023-2030
- [46] T.Klein, M.Vicanek, G.Simon: Forced oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding, *J.Phys. D: Appl. Phys.* **29** (1996) p.322-332
- [47] A.Matsunawa, V.Semak: The simulation of front keyhole wall dynamics during laser welding, *J.Phys. D: Appl. Phys.* **30** (1997) p.798-809
- [48] L.D.Landau, E.M.Lifszyt: *Hydrodynamika*, PWN Warszawa 1993
- [49] D.F.Farson, R.Kim: Generation of optical and acoustic emissions in laser weld plumes, *J.Appl.Phys.* **85**, 3 (1999) p.1329-1336
- [50] J.Kurzyna, Z.Szymański and Z.Peradzyński: Stability of plasma induced during cw CO₂ laser welding, *J.Tech.Phys.* **36**, 2 (1995) p.131-148
- [51] H.Kantz, T.Schreiber: *Nonlinear time series analysis*, Cambridge Univ. Press 1997
- [52] J.Kurzyna, praca nieopublikowana
- [53] J.S.Bendat, A.G.Piersol: *Engineering applications of correlation and spectral analysis*, Wiley 1980
- [54] H.Gu, W.W.Duley: Resonant acoustic emission during laser welding of metals, *J.Phys.D: Appl.Phys.* **29** (1996) p.550-555
- [55] K.Kamimuki, T.Nakabayashi, T.Inoue, M.Watanabe, A.Matsunawa: Analysis of acoustic and spectrum signals during spot welding by CO₂ laser, *Proceedings of ICALAO 1998*, vol **85c** Laser Materials Processing- Process Diagnostic and Control, Laser Institute of America 1998
- [56] J.Kurzyna: Searching for chaos in fluctuations of a plasma induced during cw CO₂ laser welding, *J.Phys.D:Appl.Phys.* **31** (1998) p.680-692
- [57] T.Czujko, J.Hoffman, Z.Mucha, W.Przetakiewicz, W.Kalita: Analiza efektów laserowego spawania plazmowego blach ze stopu tytanu i stali, *Przegląd Mechaniczny* **20** (1993) str.12
- [58] J.Hoffman, W.Kalita: Spawanie laserowe - nowe możliwości łączenia materiałów

- na przykładzie stali elektrotechnicznych i stopu tytanu, materiały VIII Krajowej Szkoły Optoelektroniki - Laserowe Technologie Obróbki Materiałów, 06-06-1994 Gdańsk - Sobieszewo
- [59] J.Hoffman, W.Kalita, Z.Mucha, T.Czujko: Efekty laserowego spawania doczołowego miedzi ze stalą kwasoodporną, materiały II Sympozjum nt. Wpływ obróbki laserowej na strukturę i właściwości materiałów, Krasieczyn 1994
- [60] J.Hoffman, W.Kalita, Z.Mucha, T.Czujko: Laserowe spawanie blach z miedzi elektrolitycznej ze stalą nierdzewną, Przegląd Mechaniczny 7,8 (1995) str.30
- [61] J.Hoffman, W.Kalita, Z.Mucha: Zjawiska towarzyszące spawaniu i cięciu laserowemu, Przegląd Mechaniczny 7,8-1995, str.10
- [62] W.Kalita, Z.Mucha, J.Hoffman, Z.Piętka, T.Czujko: Własności strukturalne i mechaniczne połączeń blach ze stopu tytanu wykonanych wiązką lasera CO₂, materiały III Sympozjum nt. Wpływ obróbki laserowej na strukturę i właściwości materiałów, Krasieczyn 1995
- [63] W.Kalita, Z.Mucha, J.Hoffman, T.Czujko, S.Jóźwiak: Laserowe spawanie blach ze stali krzemowej, materiały III Sympozjum nt. Wpływ obróbki laserowej na strukturę i właściwości materiałów, Krasieczyn 1995
- [64] W.Kalita, J.Hoffman, Z.Mucha, T.Czujko, S.Jóźwiak, J.Kusiński: Własności strukturalne i mechaniczne połączeń metali trudno spawalnych wykonanych wiązką lasera CO₂, Biuletyn Instytutu Spawalnictwa w Gliwicach, nr.5 (1995) str.65
- [65] W.Kalita, J.Hoffman, Z.Mucha, J.Radziejewska, S.Jóźwiak, J.Kusiński: Własności połączeń blach ze stali stopowych, stopów tytanu i aluminium spawanych wiązką lasera CO₂, Przegląd Mechaniczny 13,14 (1996) str.11
- [66] T.Czujko, W.Przetakiewicz, W.Kalita, J.Hoffman: Struktura i właściwości mechaniczne złączy stopów Al-Li wykonanych techniką laserową, Przegl.Mech. 13,14 (1996) str.18
- [67] W.Kalita, J.Hoffman, T.Czujko, D.Zasada, W.Przetakiewicz: Rola konwekcji termokapilarnej w procesie spawania laserowego, Przegląd Mech. 7 (1999) str.5
- [68] K.Przybyłowicz: Metaloznawstwo, wyd.IV, WNT 1994 Warszawa
- [69] J.Szustakowski: Poradnik spawacza elektrycznego, WNT 1985 Warszawa
- [70] Charakterystyki stali, seria G tom I część 1: Stale i stopy magnetycznie miękkie. Instytut Metalurgii Żelaza w Gliwicach, wyd Śląsk 1982 Katowice
- [71] A.Bylica, J.Sieniawski: Tytan i jego stopy. PWN Warszawa 1985