

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI
POLSKA AKADEMIA NAUK

mgr inż. Tomasz Piotr Mościcki

**Badanie właściwości fizycznych obłoku plazmowego
powstającego przy spawaniu laserowym stali**

rozprawa doktorska

promotor
doc. dr hab. Zygmunt Szymański

Warszawa 2006

Spis treści

1. Wstęp	4
2. Model teoretyczny obłoku plazmowego	9
2.1. Program obliczeniowy	9
2.2. Siatka	11
2.3. Układ równań	11
2.4. Źródło energii	13
2.5. Warunki brzegowe	16
3. Promieniowanie plazmy	19
3.1. Współczynnik emisji netto	19
3.2. Promieniowanie linii	20
3.2.1. Profil linii	21
3.2.2. Wyniki obliczeń	21
3.3. Promieniowanie ciągłe	28
3.3.1. Czynniki Bibermana	30
4. Funkcje materiałowe przy ciśnieniu 0.1 MPa	36
4.1. Gęstość	36
4.2. Ciepło właściwe	37
4.3. Lepkość	39
4.4. Przewodnictwo cieplne	40
4.5. Współczynnik dyfuzji	41
4.6. Współczynnik pochłaniania	43
4.7. Tabele	46
5. Wyniki obliczeń i analiza	53
5.1. Weryfikacja programu - plazma podtrzymywana promieniowaniem lasera	53
5.2. Obłok plazmowy powstający przy spawaniu laserowym z nadmuchem argonu	55
5.3. Obłok plazmowy powstający przy spawaniu laserowym z nadmuchem helu	62
5.4. Wpływ zmiany warunków brzegowych na wyniki modelowania	67

5.4.1. Wpływ temperatury par metalu	67
5.4.2. Wpływ prędkości par metalu na wylocie z kanału parowego	71
5.4.3. Wpływ prędkości gazu osłonowego na wylocie z dyszy	73
5.4.4. Wpływ parametrów wiązki na wyniki modelowania	75
5.5. Rozwój obłoku - model niestacjonarny	78
6. Porównanie wyników z eksperymentem	82
6.1. Promieniowanie plazmy w zakresie widzialnym	82
6.2. Określenie koloru obłoku plazmowego	85
6.3. Analiza wyników eksperymentalnych	88
6.3.1. Analiza zdjęć kolorowych	88
6.3.2. Analiza pomiarów spektroskopowych	91
7. Podsumowanie	93
8. Literatura	95

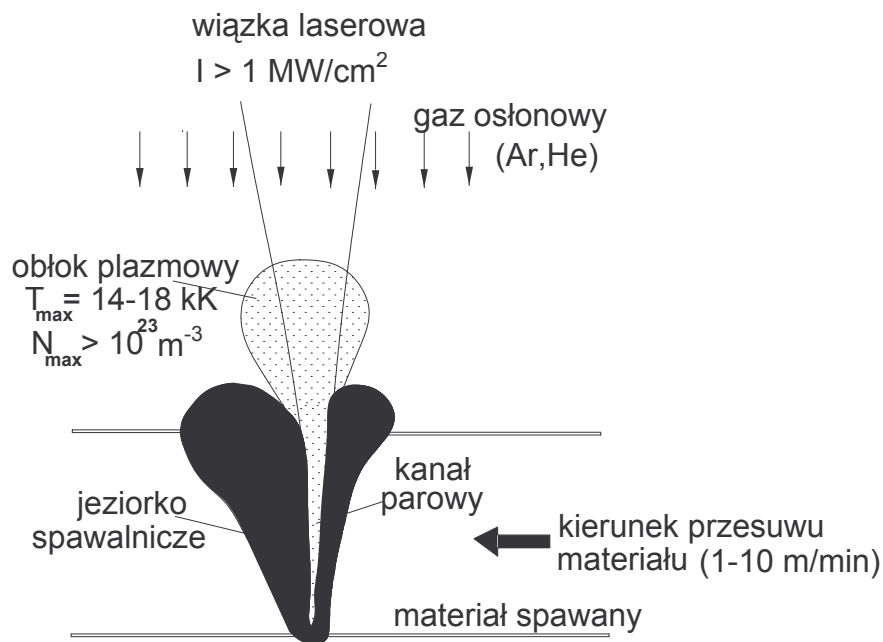
1. Wstęp

Obecnie technologie obróbki laserowej są szeroko stosowane zarówno w przemyśle jak i laboratoriach naukowych. Obok cięcia, stopowania i utwardzania warstwy wierzchniej, wykorzystujących wiązkę laserową jako źródło energii, spawanie laserowe jest dziedziną, która rozwija się najszybciej. W większości przypadków do spawania używany jest laser CO₂ o pracy ciągłej, którego wiązka jest ogniskowana na powierzchni spawanego materiału. W momencie, kiedy gęstość energii na powierzchni próbki przekracza 1MW/cm² mówimy o zjawisku głębokiego spawania. Proces ten polega na tym, że w wyniku oddziaływania wiązki z powierzchnią materiału powstaje długa wąska kapilara nazywana kanałem parowym [1,2]. Powstanie kanału parowego umożliwia wiązce laserowej dotarcie w głąb spawanego metalu, co jest podstawą głębokiego spawania. Kanał parowy otoczony jest jeziorkiem spawalniczym, a jego wnętrze wypełniają zjonizowane pary metalu. W trakcie spawania pary metalu wypływają z kanału parowego mieszając się z gazem osłonowym napływającym z przeciwnego kierunku. Tak powstała mieszanina tworzy nad wylotem kanału parowego obłok plazmowy.

Obłok plazmowy ma istotny wpływ na proces spawania. Plazma jako ośrodek o wysokiej temperaturze i dużej przewodności cieplnej pomaga w transporcie energii z wiązki laserowej do obrabianego materiału. Jednak z drugiej strony ten sam ośrodek silnie pochłania promieniowanie laserowe, a także rozogniskowuje wiązkę wskutek zjawiska refrakcji. Znaczna część pochłoniętego przez obłok plazmowy promieniowania laserowego jest wypromieniowana, co jest szeroko wykorzystywane w kontroli i monitoringu procesu spawania.

Dotychczas zagadnienie oddziaływania wiązki laserowej z plazmą powstającą przy obróbce laserowej metali było już kilkakrotnie poruszane w literaturze [1-4], jednak tylko kilka publikacji odnosi się do teoretycznego modelowania obłoku plazmowego powstającego podczas spawania za pomocą lasera CO₂ [5-7]. Badania roli obłoku w procesie spawania wykazują, że nie jest to prosty problem. Przykładem mogą być próby wyznaczenia gęstości elektronów i temperatury w plazmie, które są niezbędne do obliczenia absorpcji promieniowania laserowego. Wielkości te wyznaczone z pomiarów spektroskopowych wykazują dość znaczne różnice w zależności od metody pomiaru. Zakres uzyskiwanych temperatur zawiera się w przedziale od 8000 – 14000 K a gęstości elektronów $1 \div 10 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ [1-4]. Dodatkowo w każdym przypadku zarówno temperatura jak i gęstość elektronów są

uśrednione po przekroju poprzecznym plazmy. Otrzymywane na ich podstawie wielkości absorpcji wiązki laserowej w plazmie są na poziomie od kilku do dziesięciu procent mocy wiązki w przypadku, gdy gazem osłonowym jest argon i na poziomie poniżej dwu procent, gdy gazem osłonowym jest hel. Wartości te nie wyjaśniają różnicy w głębokości przetopienia, która przy użyciu helu jest o 25-30% większa niż w przypadku użycia argonu. Również uwzględnienie refrakcji nie przynosi zadowalającego wyjaśnienia. Eksperymenty nie dostarczają także odpowiedzi na to, w jakim stopniu plazma żelaza jest wymieszana z gazem osłonowym. Skład plazmy wpływa na parametry obłoku i dlatego jego znajomość jest niezmiernie ważna. Informacje na temat obłoku są niezbędne również dla wykorzystania jego promieniowania w kontroli procesu spawania.



Rys.1.1. Schemat procesu spawania laserowego

W związku z tym potrzebny jest model teoretyczny, który pomógłby wyznaczyć parametry obłoku plazmowego, a zwłaszcza jego skład, rozkłady przestrzenne temperatury i gęstości elektronów, a także wyjaśnić obserwowane przy spawaniu efekty. Jak wcześniej wspomniano, były już podejmowane próby modelowania plazmy powstającej podczas

spawania laserowego. Pierwsza próba modelowania dotyczy przypadku niestacjonarnego osiowosymetrycznego [7]. W modelu tym nie uwzględniono istnienia kanału parowego. Pary metalu powstają w wyniku gwałtownego odparowania wskutek oddziaływania wiązki laserowej z płaską powierzchnią próbki. Obliczenia wykonano zarówno dla argonu jak i helu, ale tylko dla pierwszych 5 mikrosekund.

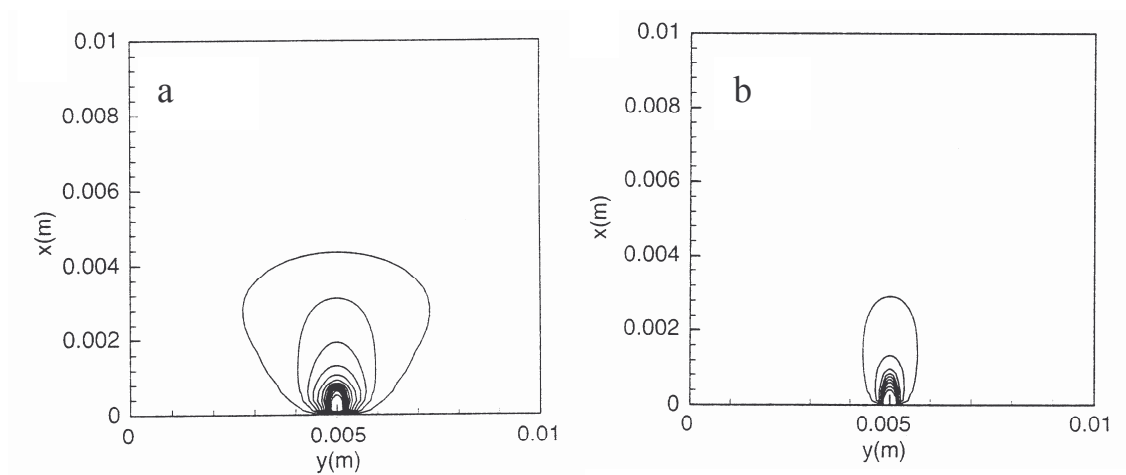
W symulacji nie uwzględniono strat promienistych, które mają istotny wpływ na bilans energii w plazmie. Również współczynnik absorpcji obliczony jest w sposób przybliżony, bowiem uwzględnia tylko absorpcję przez elektrony w polu jonów, przy czym uwzględniono tylko pierwszą jonizację. Takie przybliżenie zaniża znacząco wartość współczynnika absorpcji w wyższych temperaturach. Uzyskana plazma ma wymiary około 1 mm i temperaturę ~ 10 kK.

W przypadku stacjonarnym właściwości obłoku plazmowego zostały wyznaczone numerycznie przez Wanga i Chena [5-6]. Policzone tylko przypadek, gdy gazem osłonowym jest argon. Niestety również i w tym przypadku użyto przybliżonego wzoru na współczynnik absorpcji w plazmie, podobnie jak w pracy [7]. Także tutaj uwzględniono tylko pierwsze jony, co oznacza, że człon $n_e \sum z^2 n_z$ gdzie n_e i n_z oznacza gęstości elektronów i jonów o ładunku z , a sumowanie przebiega po wszystkich jonach został zastąpiony przez n_e^2 , co jest słuszne tylko w niskich temperaturach (poniżej 15 kK). Absorpcja promieniowania wskutek procesu fotojonizacji nie została w ogóle wzięta pod uwagę. W rezultacie współczynnik absorpcji w najgorętszym miejscu obłoku plazmowego (13-14 kK) obliczonego przez Wanga i Chena nie przekracza wartości $\sim 75 \text{ m}^{-1}$ (patrz rys.12 w [5]), podczas gdy dokładniejszy wzór daje w tych temperaturach wartości współczynnika dwa razy większe (patrz rozdział 4 niniejszej pracy). Dodajmy, że znajdujące się rozdziale czwartym wartości współczynnika absorpcji są podobne do przedstawionych w pracy [3], chociaż te ostatnie są o około 25% wyższe.

Wątpliwości budzi także sposób zamodelowania wiązki laserowej przez Wanga i Chena [5-6]. Przyjęta przez autorów niewielka rozbieżność wiązki równa 1.7 mrad powoduje, że użyta wiązka jest praktycznie równoległa – efekt ogniskowania jest pomijalny.

Wyniki pola temperatur i ułamka masowego żelaza uzyskane Wanga i Chena [5] są przedstawione na rysunku 1.2. W obliczeniach rozpatrywano sześcienny obszar o boku 0.01 m. Wyniki pokazują, że obłok plazmowy stanowi plazma żelaza rozcieńczona przez argon.

Wyniki te nie są zgodne z wynikami doświadczalnymi. Zdjęcia kolorowe plazmy [8] w połączeniu z analizą koloru plazmy [9] wykazują, że podczas spawania laserowego z użyciem argonu występują dwie plazmy: plazma argonu i plazma żelaza. Także wyniki badań spektroskopowych [4] potwierdzają ten fakt. W tej sytuacji należy sądzić, że poprawnie sformułowany model powinien pokazywać istnienie plazmy argonu w sytuacji gdy gazem osłonowym jest argon.



Rys. 1.2. Rozkłady temperatury (a) i ułamka masowego Y (b) w płaszczyźnie x - y i $z=5$ mm. Prędkość par na wylocie z kanału 100 m/s. Temperatura par na wylocie z kanału parowego 10000 K. Prędkość argonu na wylocie z dyszy 5 m/s, temperatura 300 K. Prędkość par na wylocie z kanału 100 m/s). Zewnętrzna izoterma $T=1000$ K, zewnętrzny kontur $Y=0.1$. Moc lasera 2600 W (wg [5])

Niniejsza praca przedstawia wyniki modelowania plazmy powstającej podczas spawania żelaza laserem CO_2 w warunkach gdy gazem osłonowym jest zarówno argon jak i hel. W wyniku użycia wiarygodnych funkcji materiałowych wyniki obliczeń są zgodne z rzeczywistością. Ponieważ straty promieniste plazmy odgrywają ważną rolę w bilansie energetycznym plazmy, poważną część pracy stanowi rozdział poświęcony obliczeniom strat promienistych. Dodatkowy rozdział poświęcony jest określaniu koloru plazmy na podstawie współczynników emisji. Na ich podstawie dokonano analizy kolorowych zdjęć obłoku plazmowego.

Główną część pracy stanowią wyniki dotyczące modelu stacjonarnego, który dostarcza uśrednionych informacji o obłoku i jego własnościach. Uwzględnienie niestabilności plazmy

jest trudnym zadaniem, przede wszystkim dlatego, że przyczyna oscylacji nie jest dobrze znana. Nie ma jednego zweryfikowanego i powszechnie uznanego modelu oscylacji, stąd jest kilka modeli, które reprezentują różne interpretacje zagadnienia [1]. Dodajmy, że obserwowane oscylacje plazmy mają charakter przypadkowy, chociaż daje się z nich wyodrębnić kilka częstości charakterystycznych [1].

W tej sytuacji wyniki modelu stacjonarnego mają dużą wartość, ponieważ parametry obłoku i tak oscylują wokół pewnych wartości średnich. Otrzymane wyniki pozwalają na analizę własności obłoku to znaczy wyznaczenie jego składu, rozkładów przestrzennych temperatury i gęstości elektronów w zależności od użytego gazu osłonowego, co pozwala na określenie jego roli w procesie spawania.

2. Model teoretyczny obłoku plazmowego

2.1 Program obliczeniowy

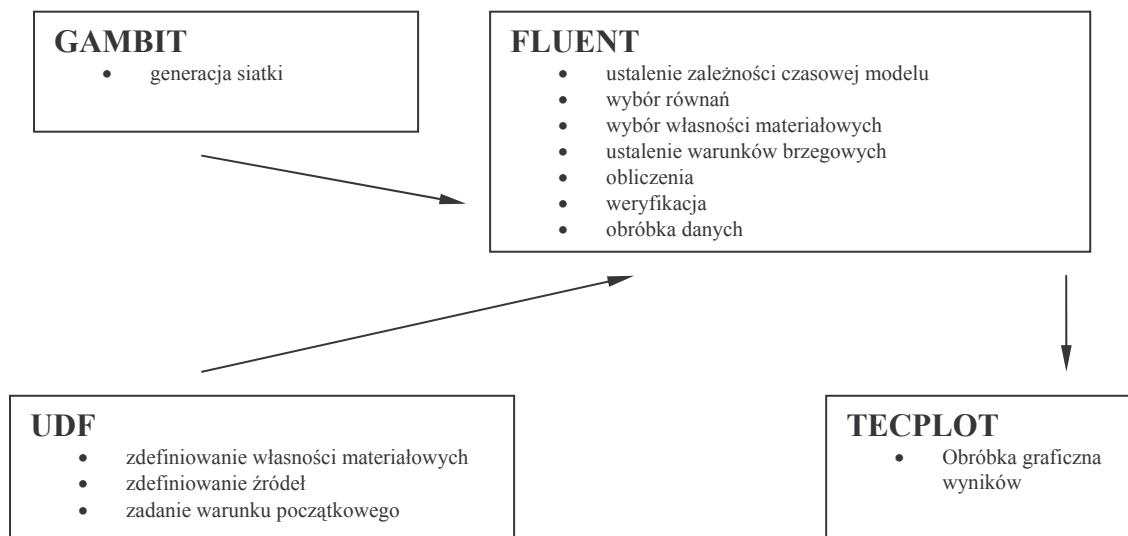
Model teoretyczny składa się z równań zachowania masy, pędu i energii oraz równania dyfuzji i rozwiązywany jest w symetrii osiowej z wykorzystaniem komercyjnego programu FLUENT 6.1 [1]

FLUENT jest programem umożliwiającym modelowanie różnego rodzaju przepływów, a także wymiany ciepła w złożonych geometriach. Możliwość operowania na różnorodnych siatkach zarówno 2-D jak i 3-D umożliwia uzyskanie dość dobrego odwzorowania rzeczywistego obszaru, co zwiększa dokładność obliczeń. Możliwość wyboru różnorodnych równań pozwala opisać problem teoretycznie niezależnie od tego czy sam proces jest zależny od czasu czy też nie. Ponadto symulacje można przeprowadzić zarówno dla mieszanin jak i pojedynczych czynników, których właściwości materiałowe są dostępne w bibliotekach FLUENT'a lub mogą być wprowadzone za pomocą funkcji zewnętrznych zdefiniowanych przez użytkownika (UDF - *user defined function*). Funkcje zewnętrzne umożliwiają również wprowadzenie źródeł masy jak i energii, które nie są dostępne w programie.

Sam program napisany jest w języku programowania C. Obliczenia wykonywane za pomocą FLUENT'a bazują na metodzie skończonych objętości. Wykorzystywana przez program metoda polega na scałkowaniu opisujących zagadnienie równań po każdym elemencie (objętości kontrolnej), w wyniku czego otrzymuje się równania dyskretne spełniające prawa zachowania w obrębie elementu. FLUENT może wykonać obliczenia w oparciu o dyskretyzację skonstruowaną z elementów trójkątnych i/lub czworokątnych (w 2D) oraz elementów czworościennych, sześciościennych i przyzmatycznych, lub ich kombinacji, w 3D. Ta różnorodność pozwala dostosować topologię siatki do rozwiązywanego zagadnienia.

Struktura programu jest dość prosta, co powoduje, że jego obsługa nie sprawia dodatkowych problemów. Proces modelowania przy użyciu programu FLUENT rozpoczyna się od zaprojektowania odpowiedniej siatki za pomocą programu zewnętrznego dostępnego w pakiecie (GAMBIT, TGRID). Siatka jest importowana do FLUENT'a, a następnie sprawdzana i jeżeli to konieczne przescalowywana. Kolejnym krokiem jest określenie rodzaju zależności czasowej modelu, a dalej geometrii; 2-D, 3-D lub osiowo symetrycznej. Następnie

należy określić równania, które będzie rozwiązywał program. Dostępne we FLUENT moduły pozwalają modelować przepływy laminarne lub turbulentne, a ponadto określić rodzaj wymiany ciepła. Ważną częścią programu jest moduł SPECIES pozwalający zdefiniować mieszanie się składników, a jeżeli to konieczne także zachodzące reakcje chemiczne. Następnie określa się własności materiałowe. FLUENT posiada dość duże biblioteki, lecz są one z reguły niewystarczające i należy wtedy wprowadzić potrzebne dane za pomocą UDF.



Po zdefiniowaniu własności materiałowych użytkownik przechodzi do warunków brzegowych. Zazwyczaj rodzaj warunków jest importowany wraz z siatką, co powoduje, że konieczne jest tylko wprowadzenie odpowiednich wartości brzegowych. Opisane powyżej operacje zgrupowane są w panelu DEFINE. Po zakończeniu etapu definiowania należy przejść do rozwiązywania problemu. Odpowiedzialny jest za to moduł SOLVE. Proces obliczeniowy rozpoczyna się od zainicjowania przepływu. Następnym krokiem w zależności od rodzaju problemu jest ustalenie maksymalnej liczby iteracji, a w przypadku niestacjonarnym dodatkowo dobór liczby i długości kroków czasowych. Obliczenia kończą się w momencie osiągnięcia zadanej wartości residuum dla każdego równania lub, w przypadku niestacjonarnym, przekroczenia zdefiniowanego czasu. Następnie wyniki zostają opracowane graficznie. Cały proces został przedstawiony skrótowo za pomocą schematu blokowego. Dokładne instrukcje znajdują się w [1].

2.2 Siatka

Ze względu na symetrię osiową modelu do obliczeń użyto siatki dwuwymiarowej (r,z) . Rozmiar siatki zarówno w kierunku radialnym jak i wzdłuż osi wynosi 0,02 m. Wielkość obszaru została dobrana tak, aby poza granicami obszaru siatki zmiany wielkości fizycznych (temperatura, udział masowy składników, ciśnienie) były niewielkie i nie wpływały na wyniki obliczeń. Zastosowana siatka jest nierównomierna. W skład jej wchodzi 5513 oczek w większości prostokątnych. Ze względu na konieczność uwzględnienia zjawiska absorpcji wiązki laserowej pierwsze 15 rzędów oczek (licząc od osi $r = 0$) ułożone jest wzdłuż przebiegu wiązki laserowej i odzwierciedla jej kształt. Największe zagęszczenie siatki występuje w miejscu gdzie przewidywane jest pojawienie się plazmy. Minimalna powierzchnia oczka siatki to $2.0e-10 \text{ m}^2$, natomiast maksymalna to $3.735e-05 \text{ m}^2$. W przypadku osiowosymetrycznym całkowita objętość, w której zostały przeprowadzane obliczenia wynosi $2.274e-05 \text{ m}^3$, podczas gdy minimalna objętość (najmniejsze oczko) $2.007e-09 \text{ m}^3$

Rozmiary dyszy zostały zadane według typowej dyszy służącej do spawania stali. Promień wylotu z dyszy wynosi 0.003 m. Promień wylotu z kanału parowego został przyjęty jako 0.0002 m tj. nieco większy niż promień wiązki laserowej równy 0.00015 m.

2.3 Układ równań

Rozwiązywany układ równań programu FLUENT składa się z równania zachowania masy, pędu, energii, a także równania dyfuzji:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\overline{\overline{\tau}}) + \rho \vec{g} + \vec{F}, \quad (2)$$

gdzie $\overline{\overline{\tau}}$ jest tensorem naprężeń lepkich,

$$\overline{\overline{\tau}} = \mu \left[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot \left(k \nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + \left(\overline{\tau_{eff}} \cdot \vec{v} \right) \right) + \kappa I_L - R, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} Y_i) = -\nabla \cdot \vec{J}_j \quad (5)$$

gdzie J_j – strumień dyfuzyjny j -ego składnika

$$\vec{J}_j = -\rho D_{i,m} \nabla Y_i \quad (6)$$

Człon energii E w równaniu energii jest opisany jako

$$E = h - \frac{p}{\rho} + 0.5v^2 \quad (7)$$

gdzie h stanowi całkowitą entalpię układu

$$h = \sum_j Y_j h_j \quad (8)$$

w której entalpia poszczególnych składników wyrażona jest jako

$$h_j = \int_{T_{ref}}^T c_{p,j} dT \quad (9)$$

ułamek masowy i -tego składnika Y_i w mieszaninie to

$$Y_i = \frac{M_i}{M_i + M_k} = \frac{\rho_i}{\rho_i + \rho_k} = \frac{m_i \sum_j n_{i,j}}{m_i \sum_j n_{i,j} + m_k \sum_j n_{k,j}} \quad (10)$$

gdzie sumowanie jest po wszystkich stopniach jonizacji.

Pozostałe wielkości występujące w równaniach to ρ - gęstość masowa, \vec{v} - wektor prędkości, p - ciśnienie, \vec{g} - grawitacja, μ - lepkość dynamiczna, k - współczynnik przewodnictwa cieplnego, T - temperatura, κ - współczynnik absorpcji promieniowania laserowego, I_L - natężenie wiązki laserowej, R - straty wynikające z promieniowania plazmy, $D_{i,m}$ - współczynnik dyfuzji, I - tensor jednostkowy, M_i masa i -tego składnika, m_i i n_i gęstość cząsteczek (atomów i jonów i -go składnika). Wszystkie funkcje materiałowe są funkcjami wyłącznie temperatury i składu.

Ze względu na to, że we współczynniku przewodnictwa cieplnego k w równaniu energii uwzględniony jest składnik reaktywny, człon związany z przepływem dyfuzyjnym $\sum_j h_j J_j$ zaniedbano podczas obliczeń. Również człon lepkościowy występujący w równaniu energii jest pomijalny. Ze względu na niewielkie liczby Macha powstające w rezultacie ruchu zmiany ciśnienia są na tyle małe, że człon ciśnieniowy w równaniu zachowania energii można

także zaniedbać jednak FLUENT nie pozwala na ich wyłączenie. W obliczeniach nie brano pod uwagę sił zewnętrznych a zatem $\vec{F}=0$ (grawitację można zaniedbać).

W rozpatrywanym procesie nie występują reakcje syntezy lub rozkładu powodujące powstanie nowego lub zanik któregoś z czynników. Dlatego też w równaniu dyfuzji zaniedbano człony źródłowe.

Do obliczeń przyjęto dodatkowo następujące założenia:

- a) Plazma powstająca podczas spawania laserowego znajduje się w lokalnej równowadze termodynamicznej. Założenie to można przyjąć ze względu na względnie wysoką temperaturę ($T > 10$ kK) i gęstość elektronów ($n_e > 10^{22} \text{ m}^{-3}$) występującą w plazmie. W stanie LRT każdy proces, z wyjątkiem procesu promieniowania, jest zrównoważony przez proces odwrotny. Wszystkie rozkłady energetyczne cząstek opisane są związkami równowagowymi, podobnie jak ma to miejsce w całkowitej równowadze termodynamicznej: rozkład elektronów opisany jest rozkładem Maxwella, rozkład atomów i jonów rozkładem Boltzmanna, a rozkład wzajemny atomów, jonów i elektronów równaniem Sahy [2]. Natomiast, inaczej niż w całkowitej równowadze termodynamicznej, rozkład promieniowania nie spełnia rozkładu Plancka.
- b) Proces spawania i plazma powstająca podczas spawania są osiowosymetryczne.
- c) Wpływ gazu osłonowego i par metali ma charakter laminarny.
- d) Materiałem spawanym jest żelazo a gaz osłonowy stanowi argon lub hel

Układ równań rozwiązano w symetrii osiowej z wykorzystaniem komercyjnego programu FLUENT 6.1. Człon źródłowy uwzględniający natężenie wiązki lasera, a także straty spowodowane promieniowaniem plazmy zostały wprowadzone za pomocą funkcji zewnętrznej.

2.4 Źródło energii

Podczas spawania laserowego źródłem energii jest energia absorbowana z wiązki laserowej w wyniku jej pochłaniania, które scharakteryzowane jest przez współczynnik pochłaniania κ . Źródło to opisane jest w równaniu energii przez wyrażenie $\kappa \cdot I_L$. Wiązka

promieniowania lasera CO₂ (o długości fali 10.6 μm) została zamodelowana jako zogniskowana wiązka gaussowska (mod TEM₀₀) o natężeniu I_L opisanym wzorem:

$$I_L = \frac{2P_L}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \times \exp\left(-\int \kappa ds\right) \quad (11)$$

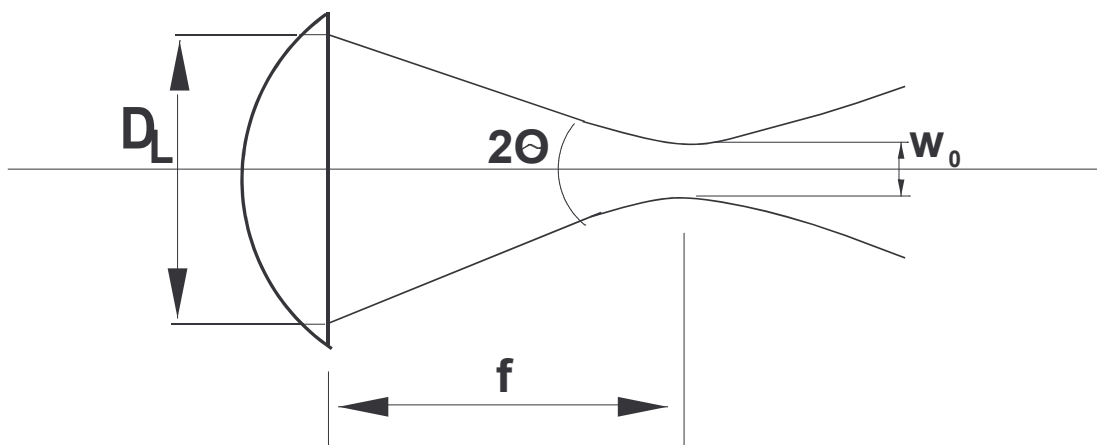
gdzie promień wiązki $w(z)$ dany jest wyrażeniem

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (12)$$

P_L oznacza moc lasera, a z_0 jest długością Rayleigha, na której pole przekroju wiązki rośnie dwukrotnie; r i z są współrzędnymi - odpowiednio radialną i osiową, opisującymi położenie wiązki, w_0 promieniem wiązki w ognisku. Oprócz średnicy ogniska istotnym parametrem określającym warunki spawania jest długość ogniska L_f . Wyznacza ona odległość, na której występuje zwiększenie wiązki o zadaną wartość. Zgodnie z wzorem (12) oddalenie się od ogniska o wartość $z = \pm z_0$ skutkuje dwukrotnym wzrostem przekroju wiązki i spadkiem jej natężenia do połowy. Długość ogniska może być określona zatem jako

$$L_f = 2z_0 = w_0 \frac{f}{D_L} \quad (13)$$

gdzie f jest ogniskową soczewki, a D_L średnicą wiązki na soczewce. Parametry te zostały przyjęte zgodnie z rzeczywistymi wartościami charakteryzującymi układ optyczny stosowany do spawania stali ($f = 0.127\text{m}$, $D_L = 0.018\text{m}$).

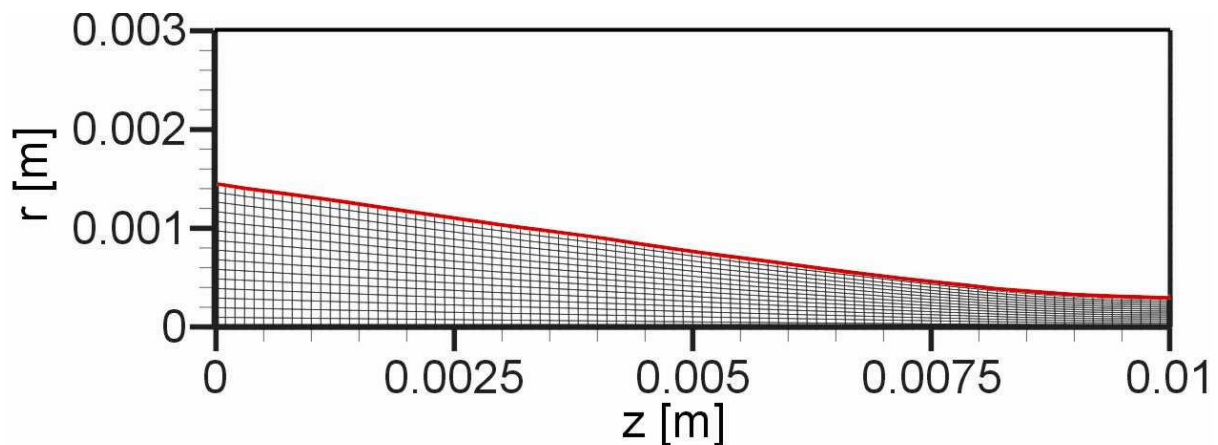


Rys.2.1. Ogniskowanie wiązki laserowej soczewką (wg [3])

W równaniu (11) opisującym zogniskowaną wiązkę gaussowską znajdujący się na końcu tego równania człon wykładniczy określa osłabienie wiązki na drodze ds do punktu o współrzędnych r i z . W celu poprawnego zamodelowania pochłaniania na drodze wiązki siatka jest dopasowana do kaustyki wiązki w ten sposób, że kolejne komórki używane do obliczeń biegną wzdłuż wiązki. Innymi słowy rzędy komórek usytuowane wzdłuż osi układają się jak wiązki (promienie) elementarne, na które można rozłożyć wiązkę. Moc lasera w funkcji zmiennej z można obliczyć z zależności

$$P(z) = 2\pi \int_0^R I(z,r) r dr \quad (14)$$

Jak łatwo sprawdzić funkcja $P_L(z)$ rośnie monotonicznie ze wzrostem R . Jako promień graniczny R przyjmuje się promień koła, wewnątrz którego, przy braku pochłaniania zawarta jest zadana część mocy całkowitej. Stosowana jest powszechnie w literaturze definicja promienia wiązki, jako promienia koła, w którym jest zawarte 86,5 % mocy. W przypadku wiązki gaussowskiej otrzymujemy $R(z) = w(z)$, gdzie $w(z)$ dane jest równaniem (12). Ze względu na dokładność wyznaczania mocy wiązki przyjęto do obliczeń większy obszar i promień graniczny przebiega wzdłuż krzywej $R(z) = 3 \times w(z)$,



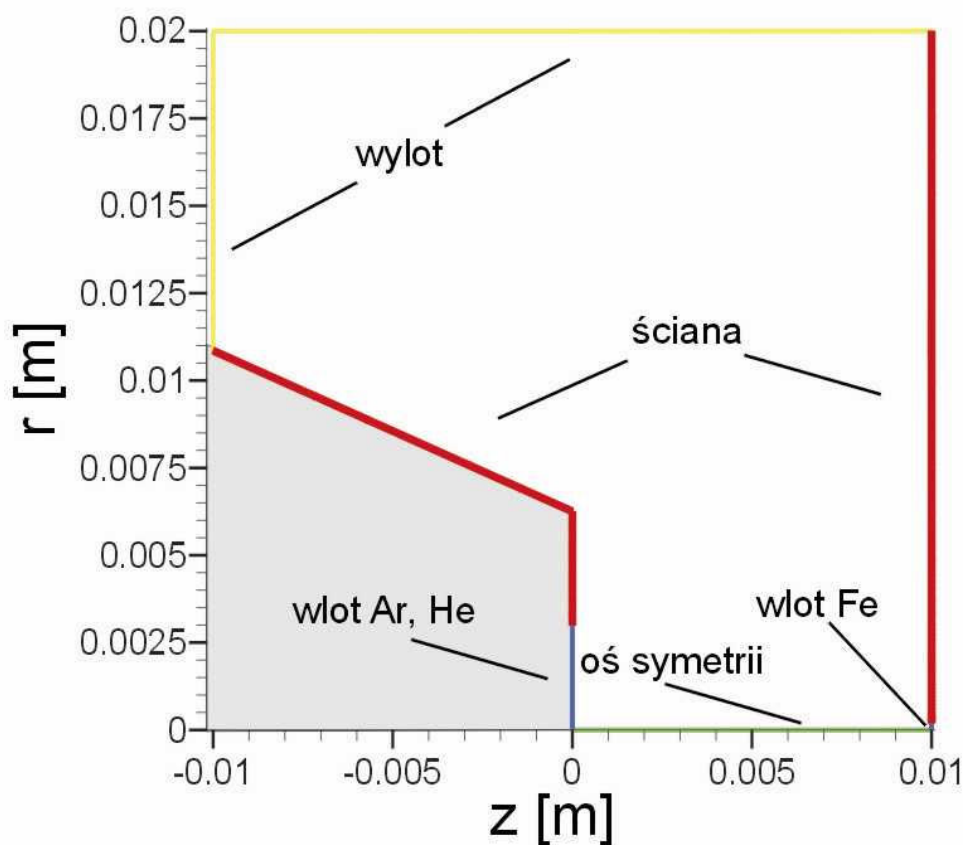
Rys 2.2. Siatka w obszarze wiązki lasera z charakterystycznym ułożeniem komórek w wiązki elementarne. Linia czerwona ogranicza obszar określony równaniem $R(z) = 3 \times w(z)$.

Źródło energii wprowadzane zostało do programu FLUENT jako funkcja zewnętrzna [1], ponieważ ten typ źródła nie występuje jako funkcja wewnętrzna. W obliczeniach przyjęto moc lasera $P_L = 1700$ W.

2.5 Warunki brzegowe

Warunki brzegowe użyte w obliczeniach są następujące (w nawiasach podano oznaczenia używane przez FLUENT):

- warunki na wlocie do obszaru obliczeniowego (*velocity inlet*)
- warunki na wylocie z obszaru obliczeniowego (*pressure-outlet* lub *outflow*)
- warunki na ścianie (*wall*)
- warunki na osi symetrii (*axis*)



Rys. 2.3 Obszar obliczeniowy z warunkami brzegowymi. Dysza gazu osłonowego zaznaczona przez zacieniony obszar

Przyjęto, że pary metalu wpływają do obszaru obliczeniowego z kanału parowego o promieniu $r = 0.0002$ m pionowo w górę, prostopadle do powierzchni próbki ze stałą

prędkością v_p ; $v_z(z=0.01\text{m}, r\leq 0.0002\text{ m}) = v_p$, natomiast prędkość w kierunku radialnym $v_r(z=0.01, r\leq 0.0002\text{ m}) = 0$. (Skądinąd wiadomo, że kierunek wypływu z kanału parowego zmienia się w wyniku zmian kształtu frontowej ściany kanału – patrz rozdział 6). Temperatura par metali na wylocie z kanału parowego T_p jest stała, a ułamek masowy $Y = 1$ (gdzie 1 oznacza 100% zawartość żelaza, a $Y = 0$ to 100% gazu osłonowego).

Gaz osłonowy wypływa prostopadle do powierzchni wylotu z dyszy o promieniu $r = 0.003\text{ m}$. Prędkość napływu gazu osłonowego skierowana jest pionowo w dół - przeciwnie do kierunku par metalu na wylocie z kanału parowego - i ma wartość stałą $v_z(z=0, r\leq 0.003\text{ m}) = v_{go}$. Prędkość gazu osłonowego w kierunku radialnym $v_r(z=0, r\leq 0.003\text{ m}) = 0$. Pozostałe parametry na wlocie gazu osłonowego to temperatura T_{go} o stałej wartości i ułamek masowy $Y = 0$.

Na wylocie można postawić dwa rodzaje warunków brzegowych:

- *pressure outlet* - warunek na ciśnienie
- *outflow* - warunek na prędkość

Warunek *pressure outlet* wymaga specyfikacji ciśnienia statycznego na wylocie. Wartość ciśnienia statycznego jest relatywna do ciśnienia otoczenia. Taki warunek można postawić tylko dla przypadku, kiedy przepływ jest poddźwiękowy. Wszystkie pozostałe parametry są ekstrapolowane z obszaru obliczeniowego.

Warunek *outflow* wprowadza na granicach zerowy gradient wszystkich zmiennych przepływu oprócz ciśnienia. Warunek ten mówi również o tym, że przepływ dyfuzyjny w granicznych komórkach siatki równa się zero dla wszystkich zmiennych przepływu. Przypadek ten był również rozpatrywany w obliczeniach, jednak ze względu na lepszą zbieżność procesu obliczeniowego przy zaniechywalnych różnicach w wynikach do dalszych obliczeń wybrano warunek *pressure outlet*.

Na wylocie zadano stałe ciśnienie statyczne równe ciśnieniu otoczenia $p_s = p_o = 101300\text{ Pa}$ (ciśnienie atmosferyczne). Kierunek wypływu jest ustalany na podstawie warunku przepływu w sąsiednich komórkach. Temperatura na wylocie jest stała i wynosi 300 K .

Zarówno powierzchnia spawanej próbki jak i dysza zostały przyjęte jako nieprzenikliwe ściany $v_r(\text{ściana}) = v_z(\text{ściana}) = 0$. Temperatura ścian jest stała i wynosi $T_{\text{śc}} = 300\text{ K}$.

Oś z stanowi jednocześnie oś symetrii i jest linią środkową geometrii osiowo symetrycznej. Dla $r = 0$ (oś symetrii) warunek symetrii wymaga, aby radialna składowa prędkości $v_r(r=0) = 0$ i $\partial T / \partial r|_{r=0} = 0$. Gradienty innych wielkości takich jak ciśnienie, ułamek masowy w kierunku radialnym również równe są zero.

3. Promieniowanie plazmy

3.1 Współczynnik emisji netto

Straty promieniste wyznaczono poprzez obliczenie tzw. współczynnika emisji netto (Net Emission Coefficient) [1]. Współczynnik emisji netto ε_N jest zdefiniowany jako różnica między emitowaną i zaabsorbowaną mocą promieniowania na jednostkę objętości i jednostkę kąta bryłowego [1,2] i umożliwia uwzględnienie samo-absorpcji promieniowania w plazmie. Dla jednorodnej, izotermicznej plazmy ε_N dany jest wyrażeniem [1,2]

$$\varepsilon_N = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) \kappa'(\lambda) \exp\{-\kappa'(\lambda) \cdot L\} d\lambda, \quad (3.1)$$

gdzie

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot [\exp(hc / \lambda kT) - 1]^{-1} \quad (3.2)$$

jest natężeniem ciała doskonale czarnego, (gdzie T jest temperaturą, h - stałą Plancka, c - prędkością światła), $\kappa'(\lambda)$ współczynnikiem pochłaniania zależnym od długości fali λ , a L wymiarem charakterystycznym plazmy (np. grubością warstwy w rozważanym kierunku promieniowania). Współczynnik pochłaniania dany jest wyrażeniem [2]

$$\kappa'(\lambda) = \kappa(\lambda) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-hc}{\lambda k_B T}\right) \right) \quad (3.3)$$

przy czym $\kappa(\lambda)$ jest całkowitym współczynnikiem pochłaniania uwzględniającym promieniowanie linii widmowych oraz promieniowanie ciągłe tzn. promieniowanie hamowania i promieniowanie rekombinacyjne

$$\kappa(\lambda) = \kappa_{\text{linii}} + \kappa_{\text{hamowanie}} + \kappa_{\text{rekombinacja}} \quad (3.4)$$

a $\kappa'(\lambda)$ dodatkowo uwzględnia emisję wymuszoną.

Podobną zależność na współczynnik emisji netto uzyskujemy dla jednorodnej, izotermicznej plazmy o symetrii sferycznej i średnicy D [3]

$$\varepsilon_N = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) \kappa'(\lambda) f(\alpha) d\lambda \quad (3.5)$$

gdzie $\alpha = \kappa'(\lambda)D$, a funkcja f dana jest wyrażeniem [3]

$$f(\alpha) = \left((1 + \alpha) \exp(-\alpha) - 1 + 0.5\alpha^2 \right) 3\alpha^{-3} . \quad (3.6)$$

Dla $\alpha \rightarrow 0$ należy użyć rozwinięcia $f(\alpha) = 1 - \alpha/3 + \dots$ [3].

3.2 Promieniowanie linii

Wzór na współczynnik emisji promieniowania linii ma następującą postać [2]:

$$\varepsilon_{\lambda,L} = \frac{hc}{4\pi\lambda} A_{ki} g_k \frac{n}{U} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \cdot P_{\lambda} \quad (3.7)$$

$$\varepsilon_L = \int_{\text{profil linii}} \varepsilon_{\lambda,L} d\lambda = \frac{hc}{4\pi\lambda} A_{ki} g_k \frac{n}{U} \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right) \quad (3.7a)$$

gdzie $\varepsilon_{\lambda,L}$ jest współczynnikiem emisji na jednostkę długości fali, a ε_L całkowitym współczynnikiem emisji linii. A_{ki} jest prawdopodobieństwem emisji spontanicznej, n gęstością atomów (lub jonów), hc/λ – energią kwantu, g_k – wagą statystyczną górnego poziomu linii, U – sumą statystyczną atomów (lub jonów), E_k – energią górnego poziomu linii a P_{λ} profilem linii unormowanym do jedności. Zależność (3.7) nie uwzględnia samoabsorpcji linii widmowych.

Korzystając z prawa Kirchoffa wiążącego współczynnik emisji ε_{λ} z współczynnikiem absorpcji κ' [2] $\kappa' = \varepsilon_{\lambda} / B_{\lambda}(T)$ otrzymujemy wyrażenie na współczynnik absorpcji linii widmowej

$$\kappa'_{linii}(\lambda) = \frac{\lambda^4 A_{ki} n \cdot g_k}{8\pi \cdot c U} \cdot P_{\lambda} \cdot [\exp(hc / \lambda kT) - 1] \cdot \exp(-E_k / kT) \quad (3.8)$$

Użycie tego współczynnika we wzorze (3.1) pozwala na obliczenie promieniowania linii z uwzględnieniem ich samo-absorpcji w plazmie.

Obliczenia całkowitego promieniowania linii wykonuje się sumując wkłady od wszystkich linii spektralnych atomów i jonów mających dostateczne gęstości w interesującym nas zakresie temperatur.

3.2.1 Profil linii

Przyjęto, że profile linii wynikają wyłącznie z rozszerzenia starkowskiego. Zważywszy małą dokładność parametrów rozszerzenia starkowskiego uwzględnianie rozszerzenia dopplerowskiego uznano za zbyteczne. Ma ono zresztą znaczenie tylko w niskich temperaturach. Przy rozszerzeniu starkowskim profil linii jest profilem dyspersyjnym opisywanym wzorem

$$P_{\lambda} = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{(\lambda - \lambda_0 - d_0)^2 + \Delta\lambda_{1/2}^2}; \quad (3.9)$$

gdzie λ_0 jest długością fali w centrum linii, d_0 przesunięciem linii widmowej względem położenia niezaburzonego występującym dodatkowo w zjawisku Starka (w tym przypadku przyjęto $d_0=0$), $\Delta\lambda_{1/2}$ połową szerokości połówkowej (szerokości w połowie maksimum profilu).

3.2.2 Wyniki obliczeń

Obliczenia promieniowania linii żelaza, argonu i helu zostały wykonane dla wymiaru charakterystycznego plazmy $L = 0$ (brak pochłaniania) i $L = 1$ mm (charakterystyczny wymiar plazmy powstającej przy spawaniu laserowym). Skład plazmy został wyznaczony przy założeniu lokalnej równowagi termodynamicznej przy ciśnieniu 0.1 MPa za pomocą programu Mix opracowanego przez dr J.Kurzynę z Zakładu Fizyki i Mechaniki Płynów IPPT PAN. Wyniki obliczeń współczynnika emisji netto wykonane dla żelaza przedstawiono na rysunku 3.1. Sumy statystyczne żelaza wzięto z [6] a argonu i helu z [7].

Obliczenia promieniowania żelaza zostały wykonane w przedziale widmowym 800-25000 Å z użyciem danych pochodzących z dwóch źródeł: danych pochodzących z eksperymentu (biblioteki National Institute of Standards and Technology [8]) i teoretycznych danych Nahar i Batisty [9,10], które są także dostępne w wersji elektronicznej. Rezultaty

obliczeń wykazują dość dobrą zgodność wyników uzyskanych na podstawie obydwu zbiorów danych. Dla przykładu dla temperatury poniżej 15 kK całkowita moc wypromieniowana obliczona na podstawie danych Nahar jest większa tylko o 20-25 % niż ta otrzymana z danych NIST-u. Różnica wynika stąd, że dane teoretyczne zawierają wszystkie przejścia; w sumie 42934 przejść dla żelaza, w tym 15096 dla Fe I, 18448 dla Fe II i 9390 dla Fe III.. W wyższych temperaturach różnice są dość znaczne ze względu na to, że biblioteka NIST posiada zbyt małą liczbę danych dla linii żelaza; zawiera tylko najsilniejsze linie w tym 2059 linii Fe I, 1008 linii Fe II, 93 linie Fe III.

W przypadku linii nierezonansowych Fe I, Fe II, Fe III szerokości połówkowe linii obliczono korzystając z zależności przedstawionej w pracy [4]

$$w\sqrt{T} = 1.215 \times 10^{15} \frac{n_e}{10^{17}} \left(\frac{Z_c}{\chi} \right)^2 \quad (3.10)$$

gdzie w jest szerokością połówkową w jednostkach częstości kołowej

$$w = \Delta\lambda_{1/2} \frac{4\pi c}{\lambda^2} . \quad (3.11)$$

Wyrażenie $\frac{n_e}{10^{17}}$ zostało wprowadzone w celu uzależnienia wielkości w od gęstości elektronów (w pracy [4] przyjęto stałą wartość $n_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$). W wzorze (3.10) χ oznacza potencjał jonizacji górnego poziomu linii, Z_c ładunek układu, z którym oddziałuje elektron (odpowiednio $Z_c=1$ dla atomów $Z_c=2$ dla pierwszych jonów, $Z_c=3$ dla drugich jonów itd.). Dla linii rezonansowych, których energia dolnego poziomu nie przekracza 0.12 eV wyprowadzono [5] kolejną zależność

$$w = A\chi^{-b} \quad (3.12)$$

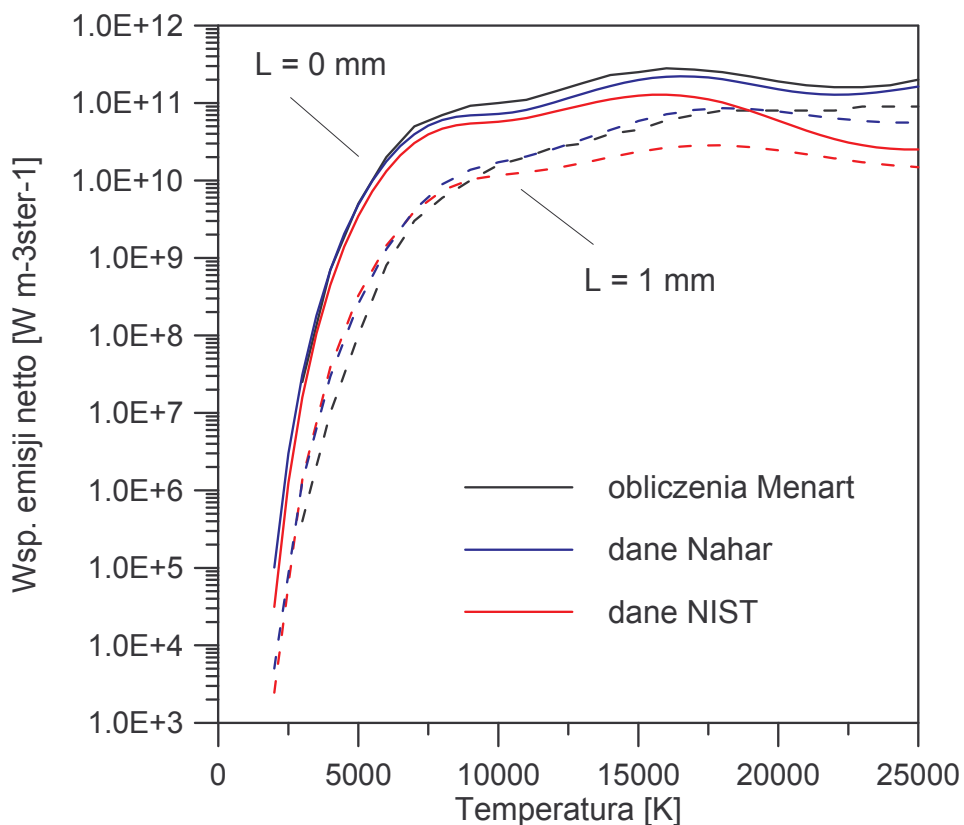
pozwalającą oszacować niezbędną do obliczenia szerokość połówkową. W zależności od temperatury współczynniki A i b są współczynnikami zależnymi od temperatury [5], które zostały aproksymowane funkcją liniową.

Jak pokazały obliczenia udział sumaryczny współczynników emisji promieniowania ciągłego hamowania i rekombinacyjnego nie przekracza 1% co powoduje, że można je zaniedbać w obliczeniach. Współczynniki te omówione zostaną w rozdziale 3.3.

Uzyskane wyniki zostały następnie porównane z danymi przedstawionymi w pracy Menarta [11]. Przeprowadzone tam obliczenia różnią się źródłem danych dotyczących linii widmowych i ich prawdopodobieństw przejść (Kurucz w pracy [11]).

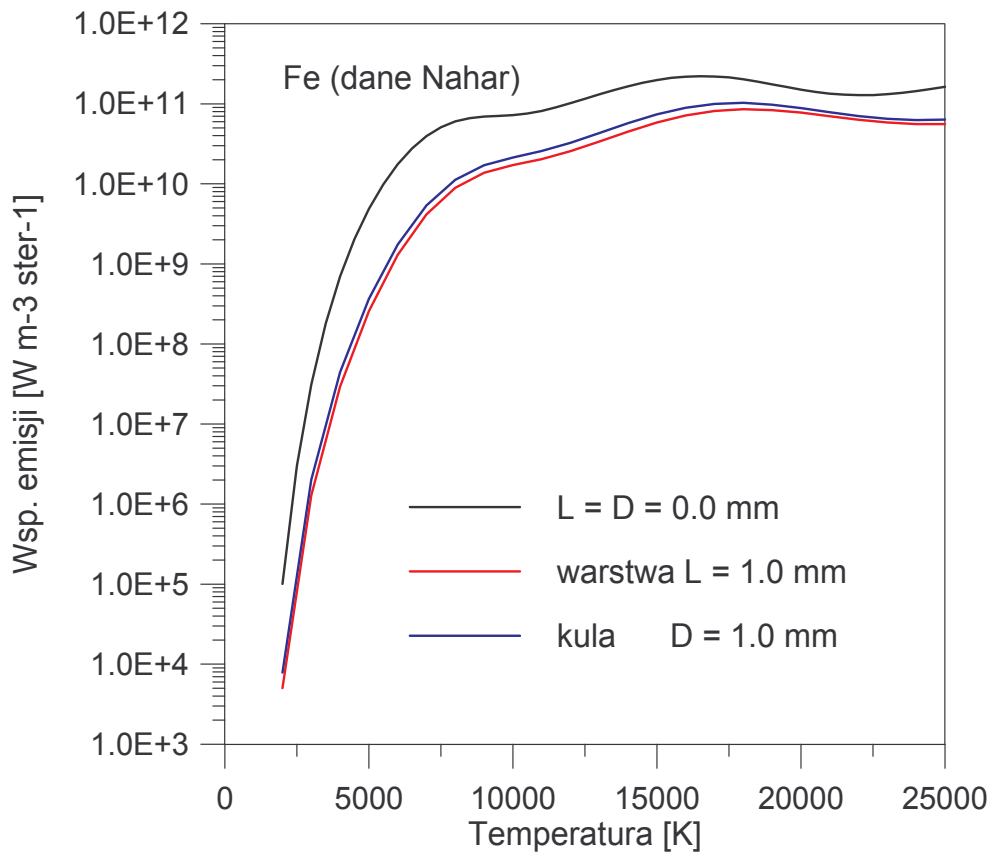
Tabela 3.1. Porównanie liczby linii widmowych żelaza użytych w obliczeniach

Źródło	Fe I	Fe II	Fe III	Suma
Prezentowana praca	15096	18448	9390	42934
Menart	15521	41644	22243	90916
NIST	2059	1008	93	3160



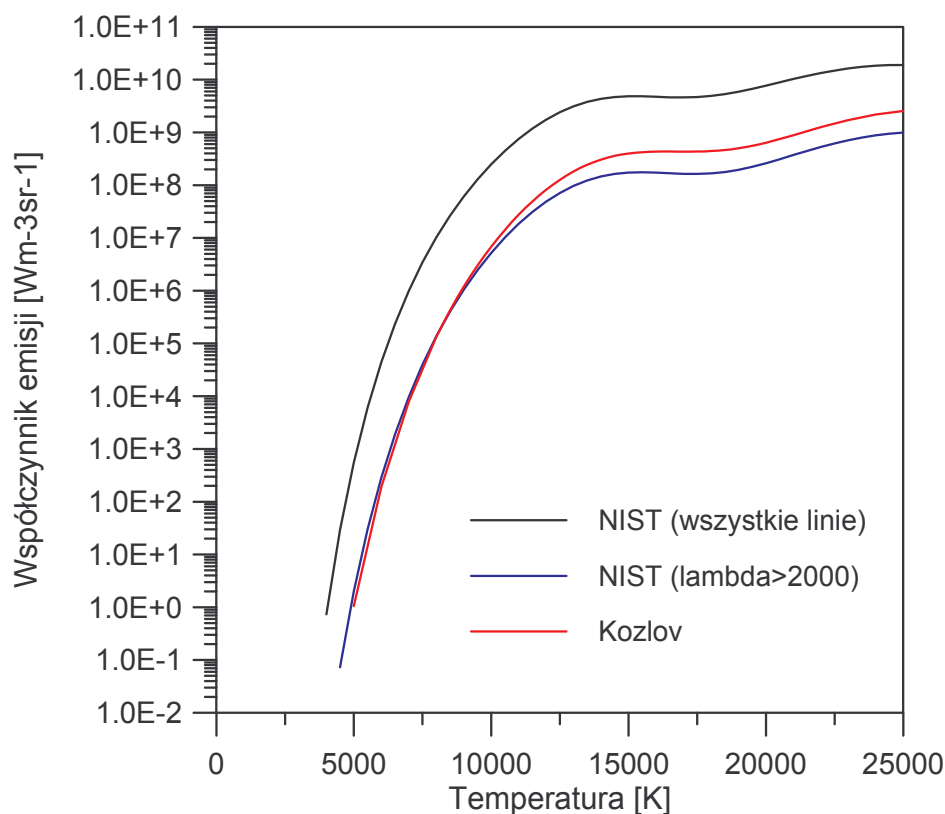
Rys 3.1. Współczynnik emisji netto dla plazmy żelaza przy ciśnieniu 0.1 MPa [3]

Na rysunku 3.2 porównano wyniki uzyskane w przypadku płaskiej warstwy L i kuli o średnicy D . Jak widać dla wymiaru 1 mm różnice są niewielkie.



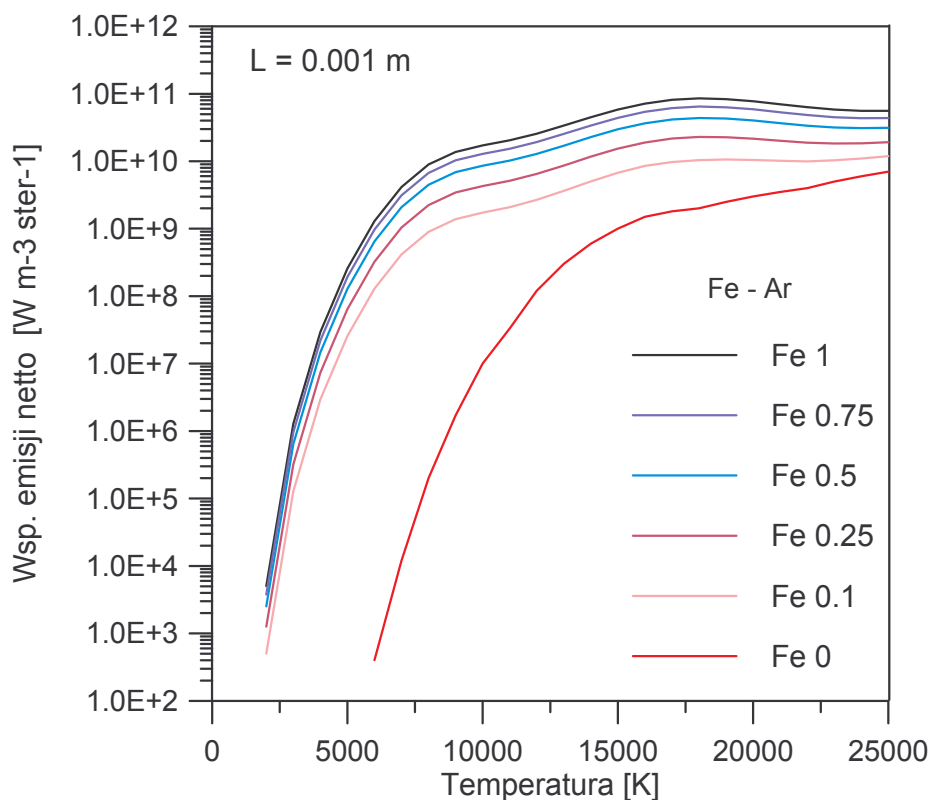
Rys.3.2 Współczynnik emisji netto dla plazmy żelaza przy ciśnieniu 0.1 MPa w przypadku płaskiej warstwy L i kuli o średnicy D [3].

Podobne obliczenia wykonano dla argonu. W przypadku argonu przy ciśnieniu atmosferycznym pochłanianie są tylko linie rezonansowe leżące poniżej 1100 Å. Straty promieniste, można więc uwzględnić pomijając promieniowanie tych linii. Pozwala to na wykonanie obliczeń bezpośrednio sumując całkowite współczynniki emisji linii ϵ_L co nie wymaga wprowadzania szerokości połówkowej linii występującej w profilu linii i znacznie ułatwia i przyspiesza obliczenia. Pozostałe dane niezbędne do obliczeń wzięto z bazy danych NISTu. Wyniki przedstawione są na rysunku 3.3. Również w tym przypadku promieniowanie ciągłe nie przekracza kilku procent udziału w całkowitym promieniowaniu. Na rysunku naniesiono także straty promieniste obliczone z modelu Kozłowa.



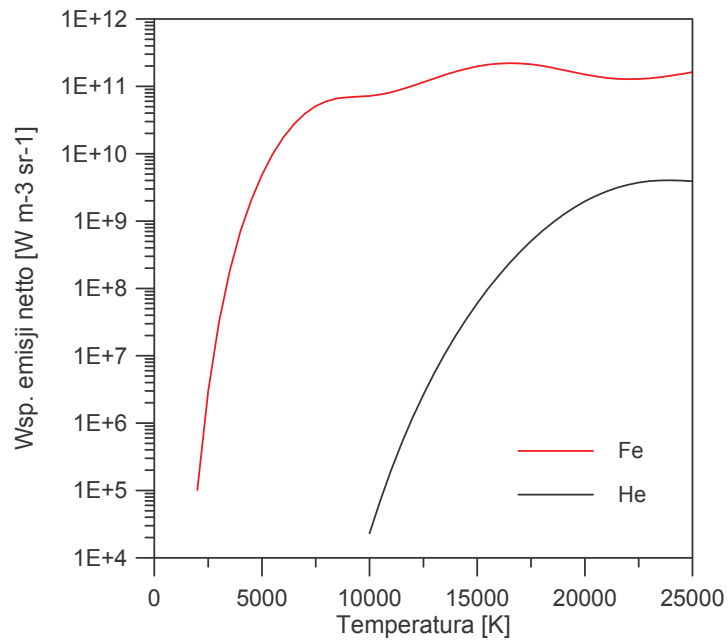
Rys 3.3 Promieniowanie argonu w zależności od temperatury przy ciśnieniu 0.1 MPa, porównanie z rozkładem Kozłowa [12]

Na rysunku 3.4 przedstawione są dane użyte w obliczeniach strat promienistych obłoku plazmowego powstającego przy spawaniu żelaza. Dla ułamka masowego zawartości żelaza w mieszaninie wynoszącego 0.1 użyto danych z pracy [11]. (W pracy [11] obliczenia wykonano dla ułamka molowego, ale przejście na ułamek masowy jest bardzo proste). Ponieważ dla innych wartości ułamka masowego danych w pracy [11] brak, a obliczenia są uciążliwe, pozostałe współczynniki emisji mieszaniny żelazo-argon obliczono stosując ekstrapolację liniową.

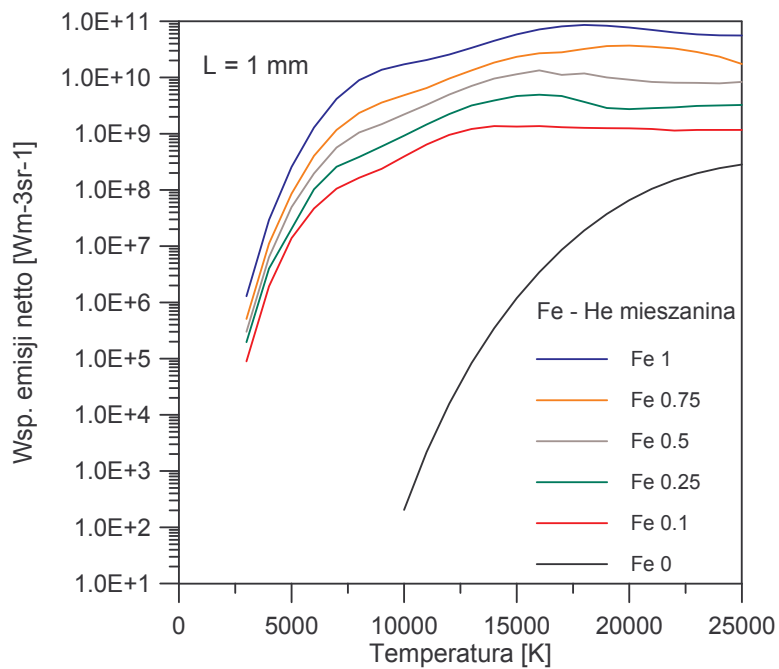


Rys 3.4. Współczynnik emisji netto dla mieszaniny żelaza i argonu przy ciśnieniu 0.1 MPa dla różnych wartości ułamka masowego żelaza. Obliczenia dla charakterystycznego wymiaru plazmy $L = 1$ mm.

Wyniki dla mieszaniny He-Fe przedstawiono na rysunkach 3.5 i 3.6. Prawdopodobieństwa przejść dla neutralnych linii helu uzyskano z NIST, natomiast poszerzenia starkowskie z [13]. Wpływ promieniowania helu na całkowite promieniowanie mieszaniny He-Fe jest zanedbywane mały w temperaturach poniżej 20 kK i wynosi tylko około 5% przy ułamku masowym żelaza 0.1 i temperaturze 20 kK. W obliczeniach obłoku plazmowego użyto wyników dla $L = 1$ mm.



Rys 3.5. Współczynnik emisji netto dla żelaza i helu przy ciśnieniu 0.1 MPa. Obliczenia dla charakterystycznego wymiaru plazmy $L = 0$ mm (bez absorpcji).



Rys 3.6. Współczynnik emisji netto dla mieszaniny żelaza i helu przy ciśnieniu 0.1 MPa dla różnych wartości ułamka masowego żelaza.. Obliczenia dla charakterystycznego wymiaru plazmy $L = 1$ mm.

3.3 Promieniowanie ciągłe

Dla obliczenia energii traconej podczas spawania laserowego konieczne jest rozpatrzenie, oprócz promieniowania linii, także promieniowania ciągłego plazmy. W skład tego rodzaju promieniowania wchodzi: promieniowanie rekombinacyjne i promieniowanie hamowania (Bremsstrahlung).

Promieniowanie rekombinacyjne powstaje w momencie przejmania przez jony swobodnie poruszających się, wolnych elektronów. Kwant energii zostaje wtedy wypromieniowany w postaci fotonu.



Współczynnik emisji można dla tego przypadku obliczyć przez odpowiednie scałkowanie po $d\lambda$ równania (3.13) [2]

$$\varepsilon_\lambda = \frac{16\pi e_0^6}{3c^3 (6\pi m_0^3 k)^{\frac{1}{2}}} n_e n(z) \frac{g(z,1)}{U(z)} z^2 T^{-\frac{1}{2}} \frac{c}{\lambda^2} (1 - \exp(-\frac{hc}{\lambda kT})) \xi(T, \lambda) \quad (3.13)$$

gdzie e_0 jest ładunkiem elementarnym, m_0 - masą elektronu, k - stałą Boltzmanna, n_e - gęstością elektronów, $n(z)$ - gęstością cząstek o ładunku z ($z=1$ dla atomów jednokrotnie zjonizowanych) a $\xi(T, \lambda)$ jest czynnikiem Bibermana (bliskim 1 dla gazów szlachetnych, nie określonym dla Fe).

Promieniowanie Bremsstrahlung jest emitowane lub absorbowane, kiedy tory wolnych elektronów są zaburzane przez dodatnie (lub ujemne) jony lub atomy.



Promieniowanie generowane, gdy elektrony oddziałują z atomami jest dużo mniejsze niż promieniowanie generowane kiedy elektrony mijają jony. Wynika to z różnych przekrojów czynnych obu tych cząstek. Natężenie promieniowania hamowania występujące w przypadku jonów ($z = 1, 2$) jest określona wzorem:

$$P_B^z = 1.42 \times 10^{-41} z^2 T^{\frac{1}{2}} n_e n(z), \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (3.15)$$

dla gęstości cząsteczek wyrażonej w $[1/\text{m}^3]$ i temperaturze w [K].

Powyższe równanie można uzyskać przez odpowiednie scałkowanie współczynnika emisji ε_ν (na jednostkę częstości) po wszystkich częstościach i podstawieniu odpowiednich stałych fizycznych w układzie SI [2].

$$\varepsilon_\nu = \varepsilon_\lambda \frac{\lambda^2}{c} = \frac{16\pi e_0^6}{3c^3 (6\pi m_0^3 k)^{\frac{1}{2}}} z^2 \frac{n_e n_z}{T^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (3.16)$$

Aby obliczyć promieniowanie Bremsstrahlung dla atomów można wykorzystać wzór [14] :

$$P_B^a(\lambda) = c_2 n_a n_e T^{\frac{3}{2}} Q(T) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (\lambda^{-2} [1 + (1 + \frac{hc}{\lambda kT})^2] \exp(-\frac{hc}{\lambda kT})) d\lambda \quad (3.17)$$

gdzie:

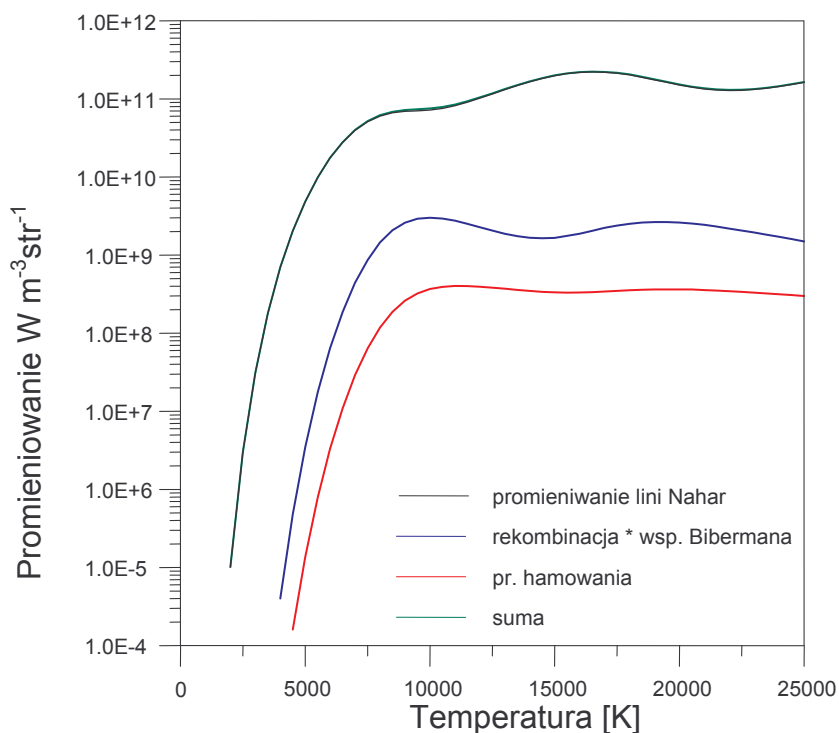
$$c_2 = \frac{32e^2}{3c^2 4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{k}{2\pi m_e}\right)^{\frac{3}{2}} = 1,026 \times 10^{-34} \quad [Jm^2 K^{-\frac{3}{2}} s^{-1} sr^{-1}]$$

$$Q(T) = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_h}{\frac{3}{2}kT}}$$

a $E_h = 21,79 \cdot 10^{-19}$ [J]. Dla atomów żelaza $\sigma_0 = 4,25 \cdot 10^{-19}$ m² [15]. Wartości dla argonu można znaleźć w [16].

Całkowite promieniowanie hamowania to suma po wszystkich rodzajach cząsteczek występujących w obłoku plazmowym powstającym podczas spawania:

$$P_{Btot} = \sum_{z=1}^2 P_B^z + P_B^a \quad (3.18)$$



Rys.3.7 Udział różnych rodzajów promieniowania w wartości współczynnika emisji.

Jak pokazują wyniki obliczeń przedstawionych na rys.3.7 promieniowanie ciągłe stanowi tylko około 1% całkowitego promieniowania. Można więc uznać, że tylko w znikomy sposób wpływa na całość wypromieniowanej energii.

W przypadku promieniowania rekombinacyjnego, zastosowano obliczony teoretycznie czynnik Bibermana, co umożliwiło dokładne wyliczenie udziału tego promieniowania w promieniowaniu całkowitym.

3.3.1 Czynnik Bibermana

Czynniki Bibermana są niezbędne dla policzenia współczynników emisji promieniowania rekombinacyjnego. Poza tym współczynnik emisji promieniowania ciągłego zależy od gęstości elektronów i temperatury i dzięki temu jest często używany w diagnostyce plazmy.

W równowadze termodynamicznej współczynnik emisji ε_λ związany jest ze współczynnikiem absorpcji κ_λ prawem Kirchoffa [2]:

$$\varepsilon_\lambda = \kappa'_\lambda B_\lambda(T) \quad (3.19)$$

gdzie $B_\lambda(T)$ jest natężeniem promieniowania ciała doskonale czarnego. Ponieważ promieniowanie rekombinacyjne jest związane ze współczynnikiem pochłaniania w procesie fotojonizacji, czynnik Bibermanna wyliczany jest ze współczynnika pochłaniania.

Procesem fotojonizacji nazywamy proces, w którym elektron związany w atomie lub jonie przechodzi do stanu swobodnego

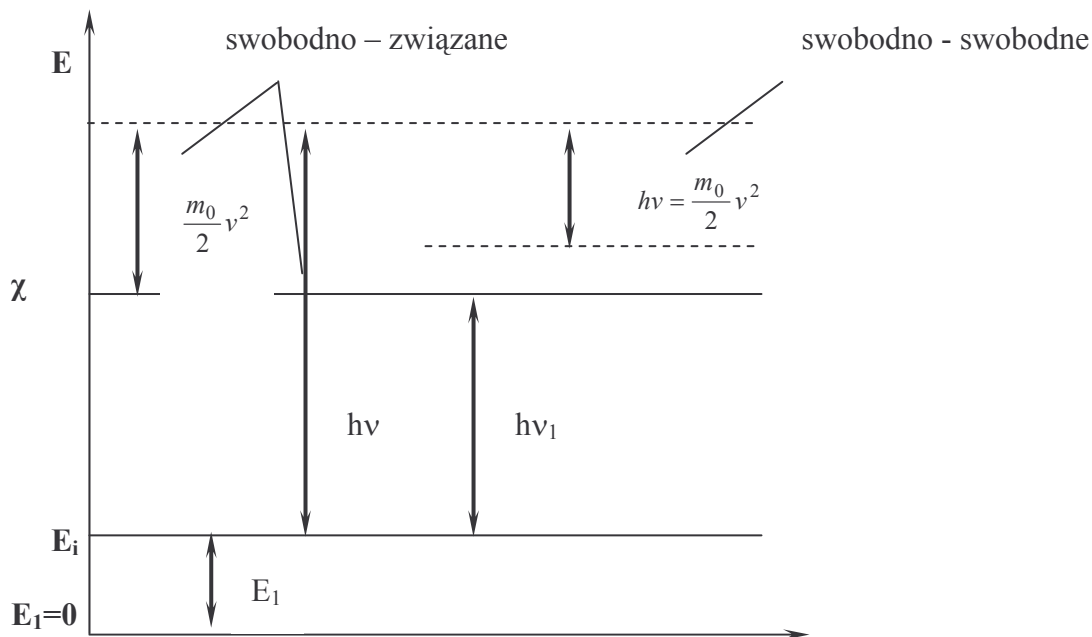


gdzie A_k oznacza atom w stanie k , A^+ – jednokrotnie naładowany jon, e – elektron a $h\nu$ – foton. Promieniowanie rekombinacyjne opisuje proces zachodzący w przeciwnym kierunku (tzw. przejście swobodno-związane).

Z zasady zachowania energii uzyskujemy następującą zależność (rys. 3.8)

$$h\nu = 0,5m_0v^2 + \chi_{z-1} - E_i = 0,5m_0v^2 + h\nu_i \quad (3.21)$$

gdzie v – prędkość wolnego elektronu, m_0 - masa elektronu, E_i - energia poziomu i względem poziomu podstawowego $E_1=0$, χ_{z-1} – poziom odpowiadający energii jonizacji, $h\nu_i$ –kwant energii potrzebny do przejścia między poziomem i , a poziomem jonizacji.



Rys 3.8 Przejścia swobodno-swobodne (promieniowanie hamowania) i swobodno-związane (promieniowanie rekombinacyjne).

Dla przejść swobodno-związanych całkowity współczynnik pochłaniania ma postać [2]

$$\kappa(\nu) = \sum_i n_{z-1,i} \sigma_{z-1,i}(\nu) \quad (3.22)$$

gdzie $n_{z-1,i}$ oznacza gęstość atomów o ładunku $z-1$ w stanie i , $\sigma_{z-1,i}(\nu)$ jest przekrojem czynnym na fotojonizację, a sumowanie jest przeprowadzane po wszystkich poziomach których energia jonizacji jest mniejsza od energii kwantu ($E_{j,i} < h\nu$).

Korzystając z prawa Boltzmana [2] otrzymujemy wyrażenie

$$\kappa(\nu) = \frac{n_{z-1}}{U_{z-1}} \sum g_{z-1,i} \sigma_{z-1,i}(\nu) \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (3.23)$$

gdzie n_{z-1} jest całkowitą gęstością cząstek o ładunku $z-1$ (we wszystkich stanach kwantowych), a $g_{z-1,i}$ wagą statystyczną poziomów.

Dla poziomów atomów wodoropodobnych leżących powyżej pewnej liczby kwantowej n' powyższy wzór można przekształcić po przez zastąpienie sumy całką. W ten sposób otrzymujemy dla małych częstotliwości promieniowania wyrażenie [2]

$$\kappa(\nu) = \frac{16\pi^2 k}{3\sqrt{3}c_0 h^4} \left(\frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3 n_{z-1} \frac{2g_{z-1}}{U_{z-1}} \frac{z^2 T_e}{\nu^3} \exp\left\{-\frac{E_j}{kT_e}\right\} \left(\exp\left\{\frac{h\nu}{kT_e}\right\} - 1\right) \quad (3.24)$$

Dla atomów o bardziej skomplikowanej strukturze poziomów przyjęto za Bibermanem [2] przedstawianie współczynnika absorpcji i współczynnika emisji dla przejść swobodno-związanych w podobnej postaci

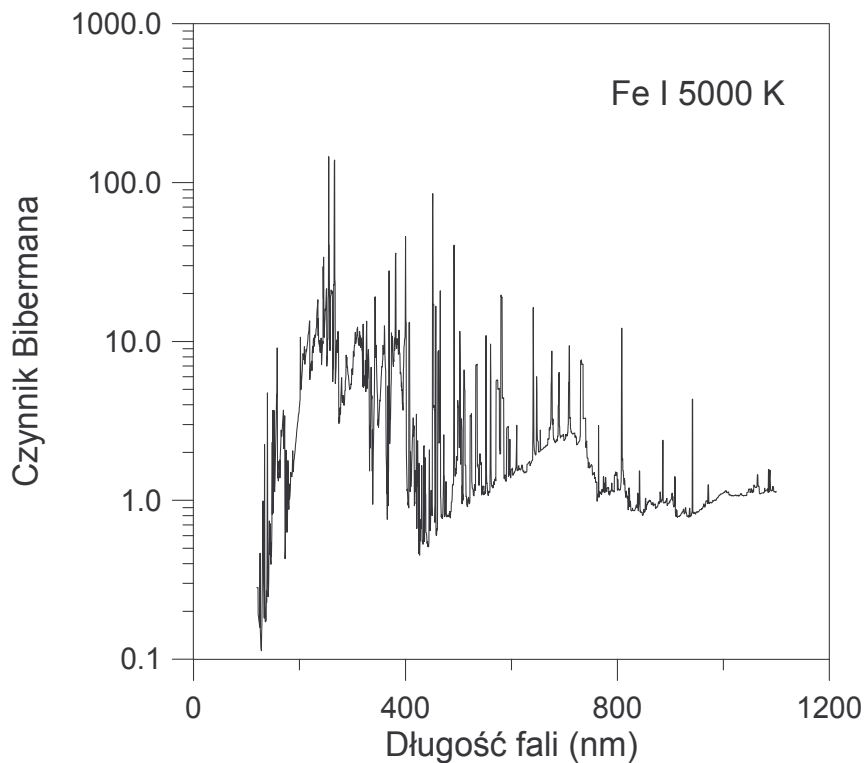
$$\kappa(\nu) = \frac{16\pi^2 k}{3\sqrt{3}c_0 h^4} \left(\frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3 n_{z-1} \frac{2g_{z-1}}{U_{z-1}} \frac{z^2 T_e}{\nu^3} \exp\left\{-\frac{E_j}{kT_e}\right\} \left(\exp\left\{\frac{h\nu}{kT_e}\right\} - 1\right) \xi(T_e, \nu) \quad (3.25)$$

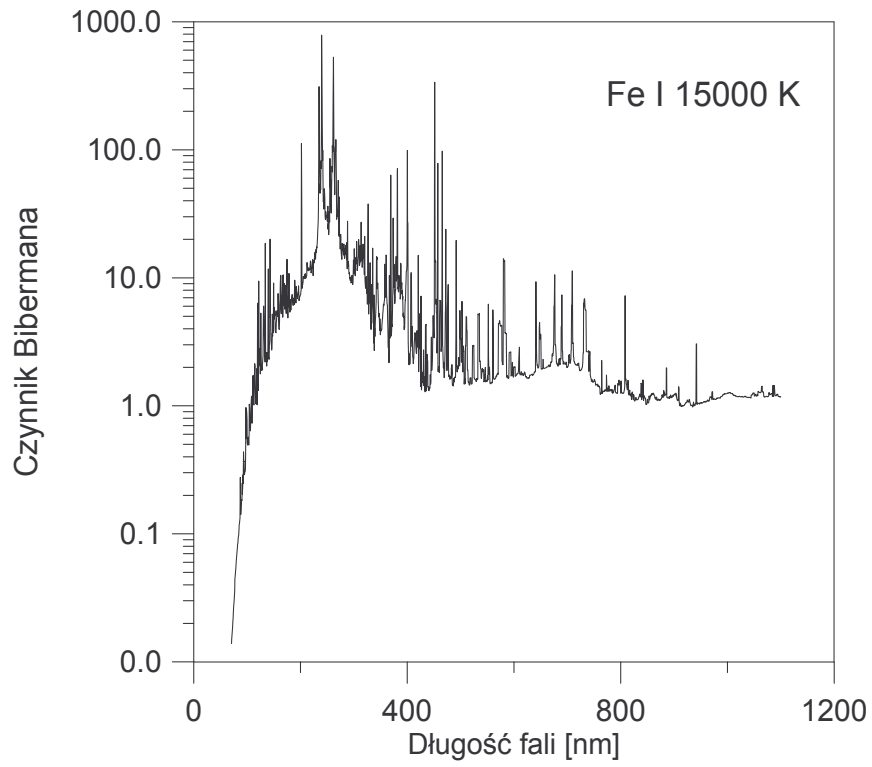
$$\varepsilon_\lambda = \frac{16\pi}{3c_0^3 (6\pi m_0^3 k)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{e_0^2}{4\pi\varepsilon_0} \right) n_e n_z \frac{g_{z,1}}{U_z} z^2 T^{-\frac{1}{2}} \frac{c_0}{\lambda^2} \left(1 - \exp\left\{ -\frac{hc}{\lambda kT} \right\} \right) \xi(T_e, \lambda) \quad (3.26)$$

gdzie tzw. czynnik Bibermana $\xi(T_e, \nu)$ (lub $\xi(T_e, \lambda)$) jest poprawką wprowadzającą rzeczywistą strukturę poziomów. Z definicji

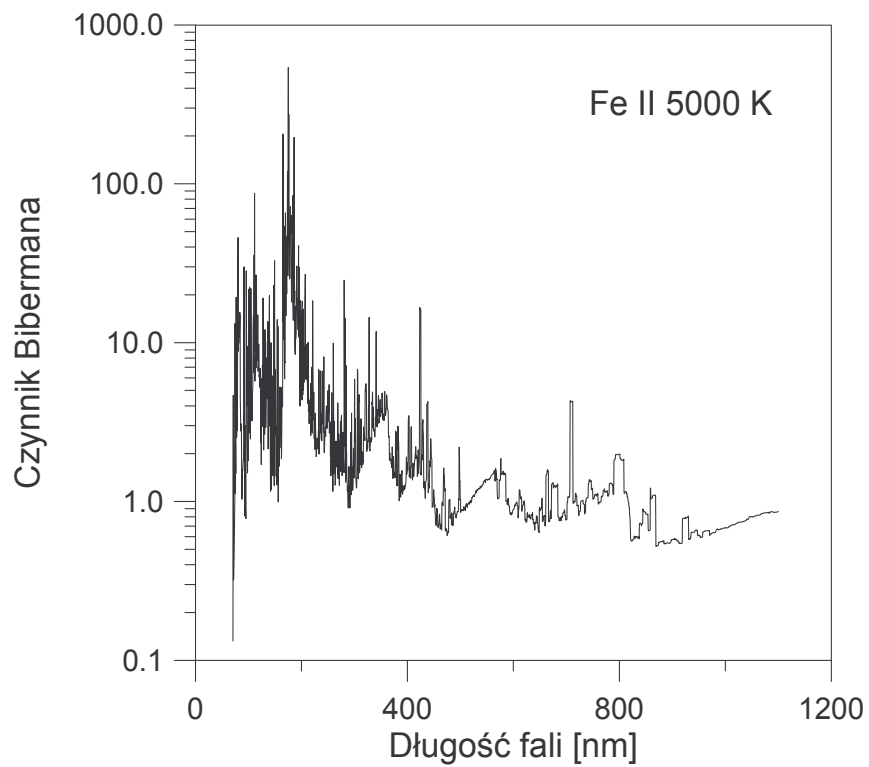
$$\xi(T, \nu) = \text{równanie 3.25/równanie 3.23}$$

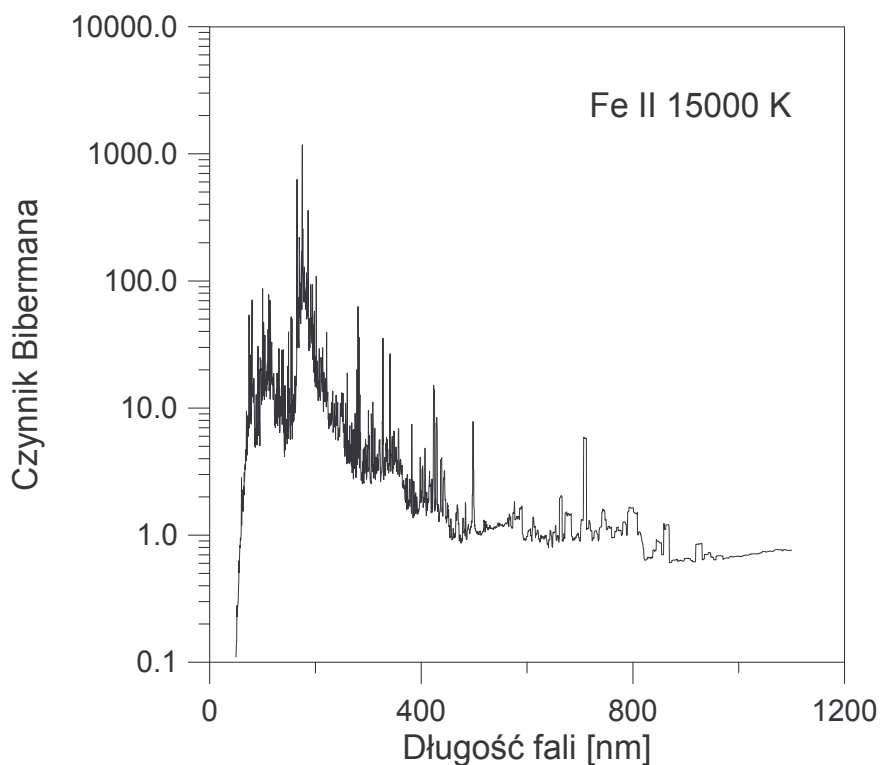
W przypadku żelaza czynnik Bibermana obliczono używając przekrojów czynnych na fotojonizację [9,10] dostępnych także w wersji elektronicznej. Wyniki dla Fe I i Fe II zamieszczone są poniżej. Jak widać różnice wartości czynnika ξ dla temperatur 5000 i 15000 K nie są duże.





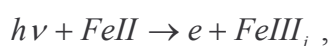
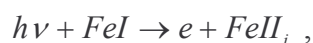
Rys.3.9. Czynnik Bibermana ξ dla Fe I (patrz także [3]).





Rys.3.10. Czynnik Bibermiana ξ dla Fe II (patrz także [3])

Widoczne na rysunkach piki są wynikiem fotojonizacji z jednoczesnym wzbudzeniem powstającego jonu;



gdzie indeks i oznacza stany wzbudzone oraz przejść rezonansowych do stanów autojonizowanych [9,10]. W atomach wodoropodobnych przejścia takie nie występują - przynajmniej nie dla promieniowania w zakresie 200-1200 nm.

Przeprowadzone dotychczas obliczenia dotyczące czynnika Bibermiana dla jonów wodoropodobnych (np.: argon [2]) ukazują tendencje stabilizowania się czynnika w okolicach wartości równej jeden wraz z rosnącą długością fali (powyżej $1 \mu\text{m}$).

4. Funkcje materiałowe przy ciśnieniu 0.1 MPa

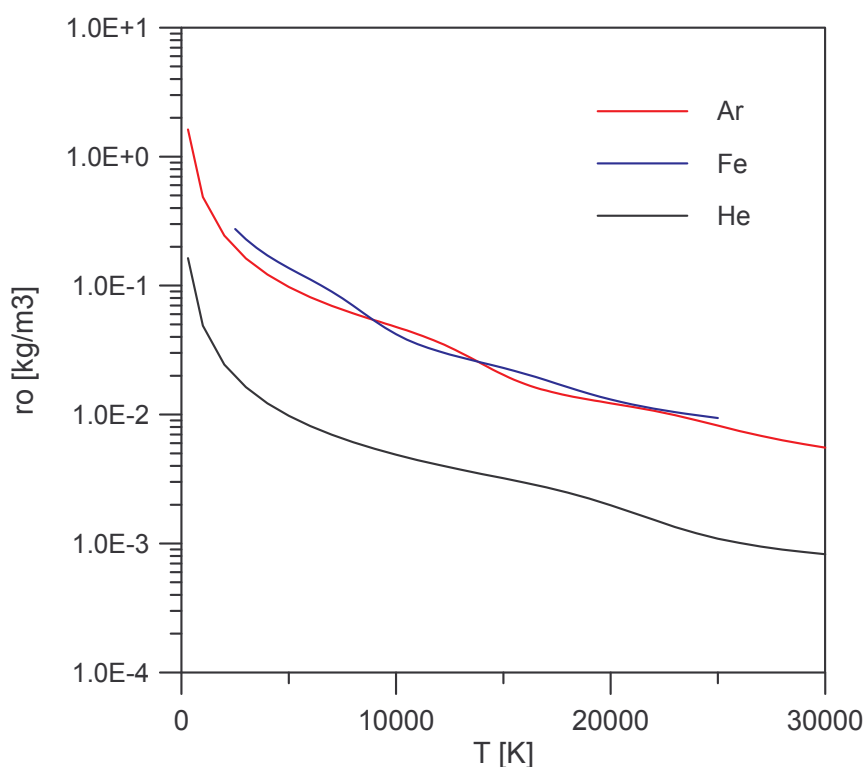
4.1 Gęstość

Gęstości masowe argonu, helu i par żelaza zostały obliczone przy założeniu lokalnej równowagi termodynamicznej z zależności

$$\rho(T) = (n_a(T) + n_j(T) + n_{j_2}(T)) \cdot M_w \quad (4.1)$$

gdzie n_a , n_j , n_{j_2} oznaczają gęstości odpowiednio atomów, jonów pierwszych, jonów drugich, a M_w masę atomową argonu, helu lub par metalu. Gęstości dla argonu i żelaza zostały policzone programem Mix. Gęstość helu wzięto z [1].

Obliczone wartości gęstości masowej składników obłoku plazmowego przedstawione są na rys.4.1 i w tabeli 4.1 zamieszczonej na końcu rozdziału.



Rys.4.1. Gęstości składników obłoku plazmowego przy ciśnieniu 0.1 MPa.

Wartości gęstości czystych składników wprowadzane są do programu FLUENT za pomocą funkcji zewnętrznej *DEFINE_PROPERTY* (gęstość). Gęstość mieszaniny była obliczona przez program FLUENT 6.1. Program korzysta z formuły dla przepływów ściśliwych

$$\rho = \frac{p_{op} + p}{RT \sum_i \frac{Y_i}{M_{w,i}}} \quad (4.1)$$

gdzie p - lokalne ciśnienie, p_{op} - ciśnienie otoczenia, R - uniwersalna stała gazowa, Y_i - udział masowy i -tego składnika, $M_{w,i}$ - masa molekularna i -tego składnika. Sprawdzono, że tak uzyskane wyniki dla mieszaniny są zgodne z dokładnymi obliczeniami programem Mix.

4.2 Ciepło właściwe

Ciepło właściwe argonu zostało wzięte z [2], ciepło właściwe helu z [1] a ciepło właściwe par żelaza zostało obliczone według metody przedstawionej w [2] korzystając z sum statystycznych żelaza podanych w [3].

Suma statystyczna dla mieszaniny dana jest wzorem [2]

$$Q = \prod_{i=1} \frac{(U_i)^{N_i}}{N_i} e^{-N_i \varepsilon_i / kT} \quad (4.2)$$

gdzie N_i oznacza liczbę cząstek składnika i , mieszaniny, ε_i - energię jonizacji liczoną od poziomu podstawowego atomu (np. w przypadku drugich jonów jest to suma jonizacji atomu i pierwszego jonu), U_i - sumę statystyczną i -tego składnika. Dla masy m_t jednostkowej (1 kg) objętość wynosi

$$V = \frac{m_t}{\rho} \quad (4.3)$$

Konsekwentnie liczba cząstek składnika i w mieszaninie jest dana przez

$$N_i = n_i V \quad (4.4)$$

Zależności na potencjały Helmholtza i Gibbsa obliczane są z definicji

$$F = -kT \ln Q \quad (4.5)$$

$$G = F + pV \quad (4.6)$$

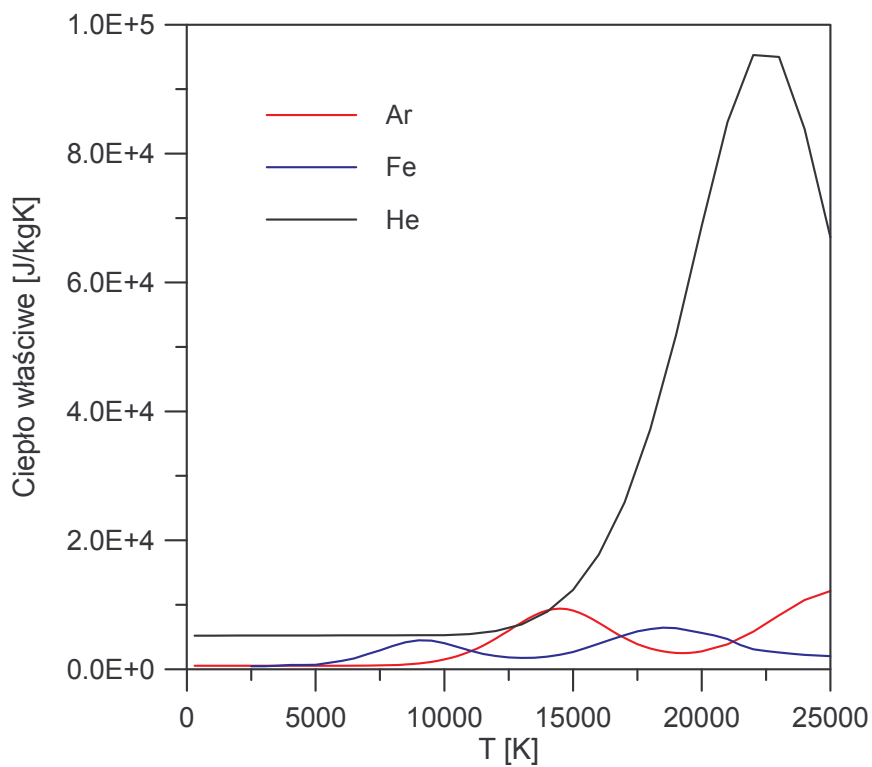
Entropia układu obliczana jest na podstawie wyrażenia

$$s = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p \quad (4.7)$$

Mając entropię można obliczyć ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu

$$c_p = T\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_p \quad (4.8)$$

Wyniki obliczeń ciepła właściwego żelaza pokazane są na rysunku 4.2 i zawarte w tabeli 4.2 (zamieszczonej na końcu rozdziału) wraz z wartościami ciepła właściwego argonu i helu.



Rys.4.2. Ciepło właściwe Fe, Ar i He przy ciśnieniu 0.1 MPa.

Ciepło właściwe mieszaniny było obliczane przez program FLUENT 6.1 na podstawie formuły

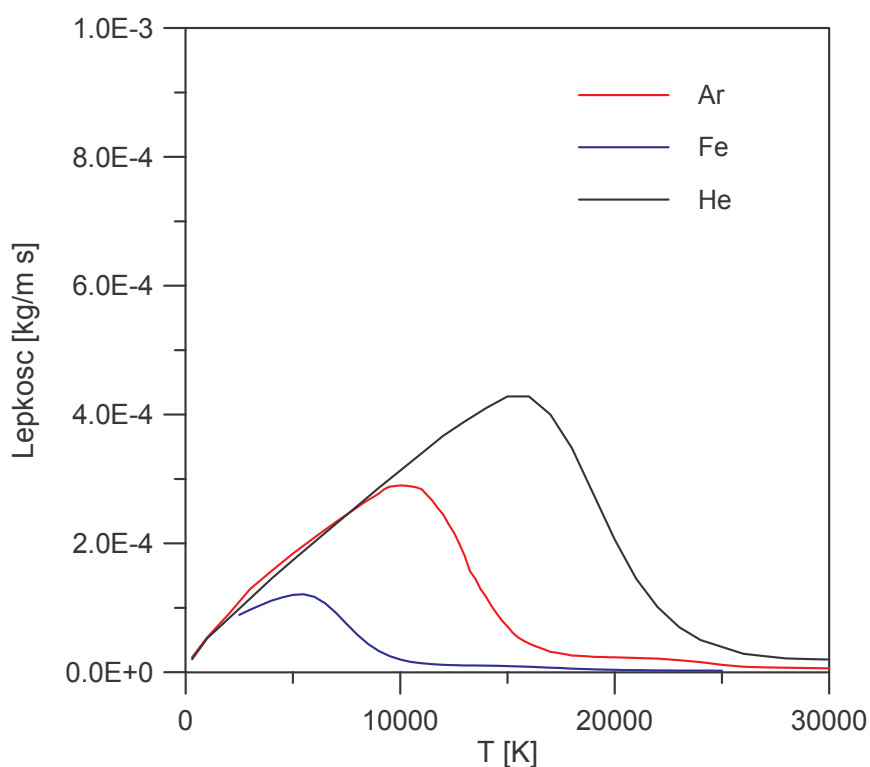
$$c_p = \sum_i Y_i c_{p,i} \quad (4.9)$$

gdzie $c_{p,i}$ i Y_i są odpowiednio ciepłem właściwym i ułamkiem masowym i -tego składnika.

Wyniki obliczeń FLUENT'a porównano z bardziej rygorystycznymi obliczeniami dla mieszaniny argonu i żelaza [4] stwierdzając dobrą zgodność między obliczeniami.

4.3 Lepkość

Dane dotyczące lepkości w funkcji temperatury dla czystych składników zostały wzięte odpowiednio z [5] dla argonu, [6] dla par żelaza i [7] dla helu. Wartości te zostały pokazane na rysunku 4.3 i zamieszczone w tabeli 4.3 (na końcu rozdziału).



Rys.4.3 Lepkość Fe, Ar i He przy ciśnieniu 0.1 MPa

Wartości lepkości czystych składników wprowadzane są do programu Fluent za pomocą funkcji zewnętrznej *DEFINE_PROPERTY* (*lepkość*). Lepkość mieszaniny, którą wyznacza program FLUENT 6.1, jest oparta o teorię kinetyczną gazów z wykorzystaniem metody Wilke'go [8]

$$\mu = \sum_i \frac{X_i \mu_i}{\sum_j X_j \Phi_{ij}} \quad (4.10)$$

gdzie

$$\Phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{w,j}}{M_{w,i}} \right)^{1/4} \right]^2}{\left[8 \left(1 + \frac{M_{w,i}}{M_{w,j}} \right) \right]^{1/2}} \quad (4.11)$$

X_i jest ułamkiem molowym, μ_i lepkością zaś $M_{w,i}$ masą molekularną i -tego składnika.

Metoda Wilkego daje często niedokładne wyniki w przypadku plazmy i jej używanie w takich przypadkach bywa kwestionowane. W naszym przypadku wyniki obliczeń FLUENTA dla mieszaniny argonu i żelaza porównano z bardziej rygorystycznymi obliczeniami [4] stwierdzając zadowalającą zgodność między wynikami.

4.4 Przewodnictwo cieplne

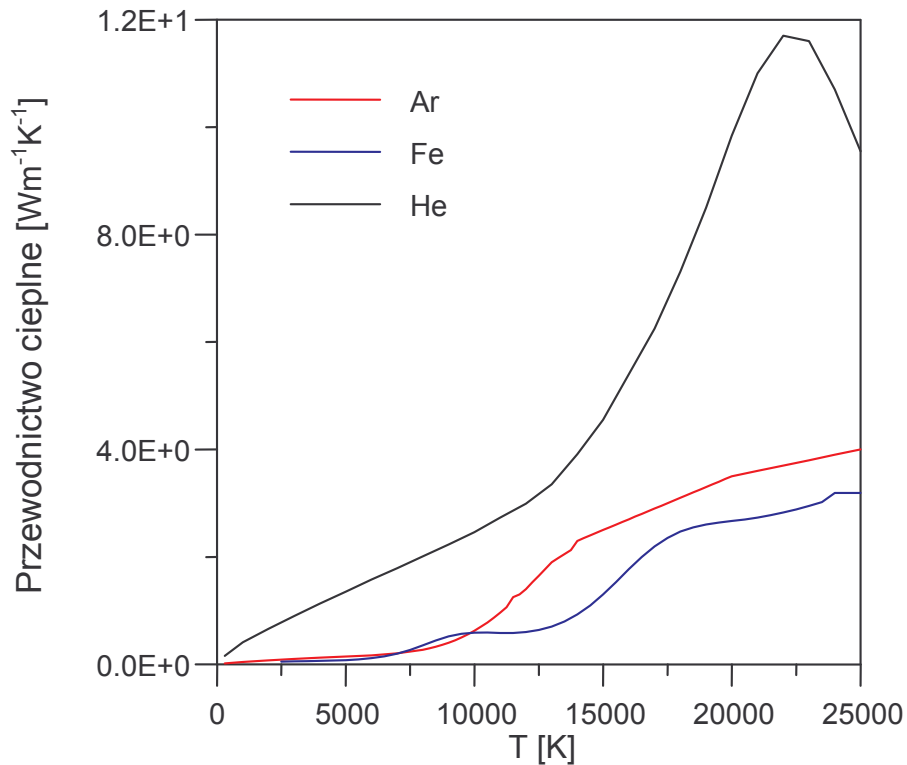
Dane dotyczące przewodnictwa cieplnego w funkcji temperatury dla czystych składników wzięto odpowiednio z [5] dla argonu, [6] dla par żelaza i [7] dla helu. Wartości te zostały umieszczone w tabeli 4.4 (zamieszczonej na końcu rozdziału) i pokazane na rysunku 4.4. Wszystkie wartości przewodnictwa cieplnego są w jednostkach $Wm^{-1}K^{-1}$ i zawierają przewodnictwo reaktywne.

Wartości przewodnictwa cieplnego czystych składników wprowadzane są do programu Fluent za pomocą funkcji zewnętrznej *DEFINE_PROPERTY* (*przew_ciep*).

Przewodnictwo cieplne mieszaniny, które wyznacza program FLUENT 6.1 jest oparte o teorię kinetyczną gazów z wykorzystaniem metody Wilke'go [8]

$$k = \sum_i \frac{X_i k_i}{\sum_j X_j \Phi_{ij}} \quad (4.12)$$

gdzie k_i jest przewodnictwem składnika i , natomiast Φ_{ij} dane jest wzorem (4.11).



Rys.4.4 Przewodnictwo cieplne argonu, helu i par żelaza przy ciśnieniu 0.1 MPa.

4.5 Współczynnik dyfuzji

Współczynnik dyfuzji został obliczony na podstawie formuły Chapmana -Enskog [9]

$$w_{12} = \frac{0.00263}{pd_{12}^2 \Omega_D} \sqrt{\frac{T^3 (M_1 + M_2)}{2M_1 M_2}} \quad (4.12)$$

Ze względu na stałą występującą w zależności wyniki są w jednostkach cgs (cm^2/s). p oznacza ciśnienie otoczenia w atmosferach, M_1 , M_2 - masy atomowe składników, T - temperaturę w kelwinach, Ω_D - dyfuzyjną całkę zderzeń (przy założeniu, że cząsteczki traktujemy jako sztywne kule równą 1), d_{12} - efektywną średnicę molekuly dla mieszanin binarnych w angstromach

$$d_{12} = \frac{d_1 + d_2}{2} \quad (4.13)$$

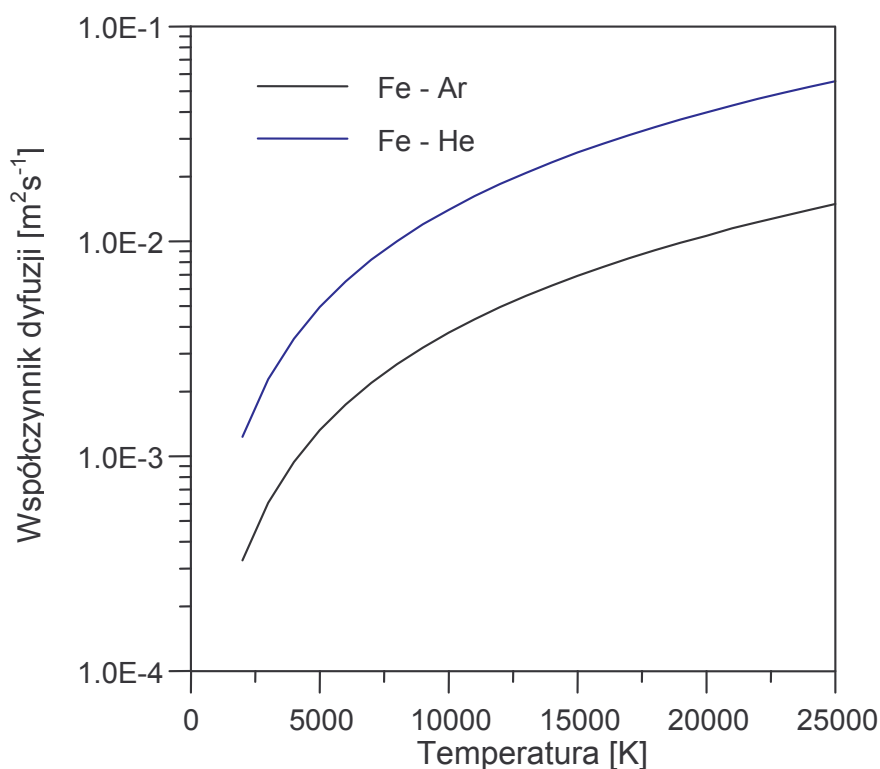
gdzie d_1, d_2 średnice atomów poszczególnych składników. Średnicę dla atomu żelaza wzięto z [9] i wynosi ona 3.4 \AA , a dla argonu i helu obliczono na podstawie zależności [10]

$$d = d_{\infty} \sqrt{1 + \frac{c}{T}} \quad (4.14)$$

gdzie d_{∞}, c – parametry wynoszące odpowiednio dla helu 1.82 \AA i 173 , a dla argonu 2.99 \AA i 142 .

Wartości współczynnika dyfuzji podano w tabeli 4.5 (zamieszczonej na końcu rozdziału) i na rysunku 4.5 (w jednostkach m^2s^{-1}). Ze względu na brak danych zderzenia atom – jon nie zostały uwzględnione w obliczeniach.

Wartości współczynnika dyfuzji wprowadzane są do programu FLUENT za pomocą funkcji zewnętrznej *DEFINE_PROPERTY (cell_w_dyf)*.



Rys.4.5. Współczynnik dyfuzji żelaza w argonie i helu przy ciśnieniu 0.1 MPa.

4.6 Współczynnik pochłaniania

Współczynnik pochłaniania dla długości fali 10 μm został obliczony przy uwzględnieniu zarówno absorpcji zachodzącej w procesie odwrotnym do promieniowania hamowania (inverse Bremsstrahlung) jak i foto-jonizacji [11].

Pochłanianie promieniowania laserowego o długości fali 10.6 μm zachodzi głównie przez przyśpieszenie swobodnego elektronu w polu jonu lub atomu. Emisją promieniowania hamowania nazywamy proces, w którym swobodny elektron poruszający się ruchem niejednostajnym w polu elektrostatycznym, wytwarzanym przez jądro i elektrony, emituje promieniowanie [12]. Promieniując elektron traci część swojej energii kinetycznej, dlatego promieniowanie takie nazywa się promieniowaniem hamowania. W procesie odwrotnym swobodny elektron jest przyśpieszany – absorbuje promieniowanie w polu jonów lub atomów przechodząc do stanu o wyższej energii [11]

$$e(E_{kin}^1) + h\nu + A^+ \Rightarrow e(E_{kin}^2) + A^+, \quad E_{kin}^2 = E_{kin}^1 + h\nu \quad (4.15)$$

$$e(E_{kin}^1) + h\nu + A \Rightarrow e(E_{kin}^2) + A, \quad E_{kin}^2 = E_{kin}^1 + h\nu \quad (4.15a)$$

gdzie symbol e oznacza elektron, $h\nu$ - foton, A – atom, A^+ – jon zaś E_{kin}^1 , E_{kin}^2 oznaczają energię kinetyczną elektronu przed i po zderzeniu z fotonem.

Procesem fotojonizacji nazywamy proces, w którym elektron związany w atomie (lub jonie) przechodzi do stanu swobodnego wskutek absorpcji energii fotonu przez atom (jon) w stanie k

$$A_k + h\nu \Rightarrow A^+ + e \quad . \quad (4.16)$$

Symbol A_k oznacza atom w stanie k .

Dla promieniowania pochłaniania o długości fali λ współczynnik pochłaniania dany jest wyrażeniem [11,12]

$$\kappa' = \left\{ C \cdot \lambda^3 n_e T^{-1/2} \sum_z z^2 n_z \left[\left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right) \frac{g_{z,1}}{U_z(T)} G_{fb} + G_{ff} \right] + \kappa_{ea} \right\} \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \right] \quad (4.17)$$

gdzie $C=1.3774 \times 10^{-27}$ w jednostkach SI. Prim oznacza, że emisja wymuszona jest uwzględniona. Pierwszy nawias opisuje absorpcję w wyniku fotojonizacji i przyspieszania elektronu w polu jonu a wyraz κ_{ea} absorpcję promieniowania przez swobodne elektrony w polu atomów. Ostatni wyraz zawiera wkład od emisji wymuszonej. n_e i n_z są gęstościami elektronów i jonów (w m^{-3}), T temperaturą w kelwinach, k stałą Boltzmanna, z oznacza ładunek jonu oddziałującego z elektronem swobodnym, $U_z(T)$ sumę statystyczną, $g_{z,l}$ jest wagą statystyczną poziomu podstawowego jonu. Czynniki Gaunta są bliskie jedności; dla $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ $G_{fb} \approx 1$ a $G_{ff} = 1.2 \sim 1.3$ [11].

Współczynniki absorpcji dla mieszaniny argon-żelazo i hel-żelazo dla różnych zawartości żelaza w mieszaninie zostały policzone przy użyciu programu Mix. Wyniki przy ciśnieniu 0.1 MPa dla różnych wartości ułamka masowego pokazane są na rys. 4.6, 4.7 i zawarte w tabelach 4.6, 4.7 zamieszczonych na końcu rozdziału.

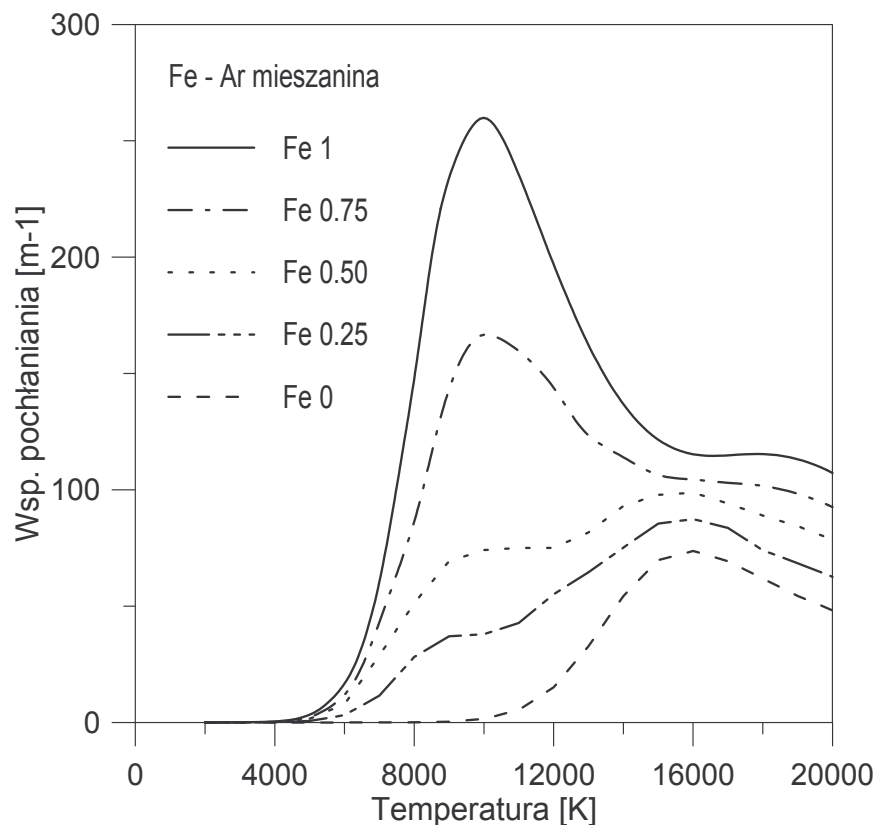
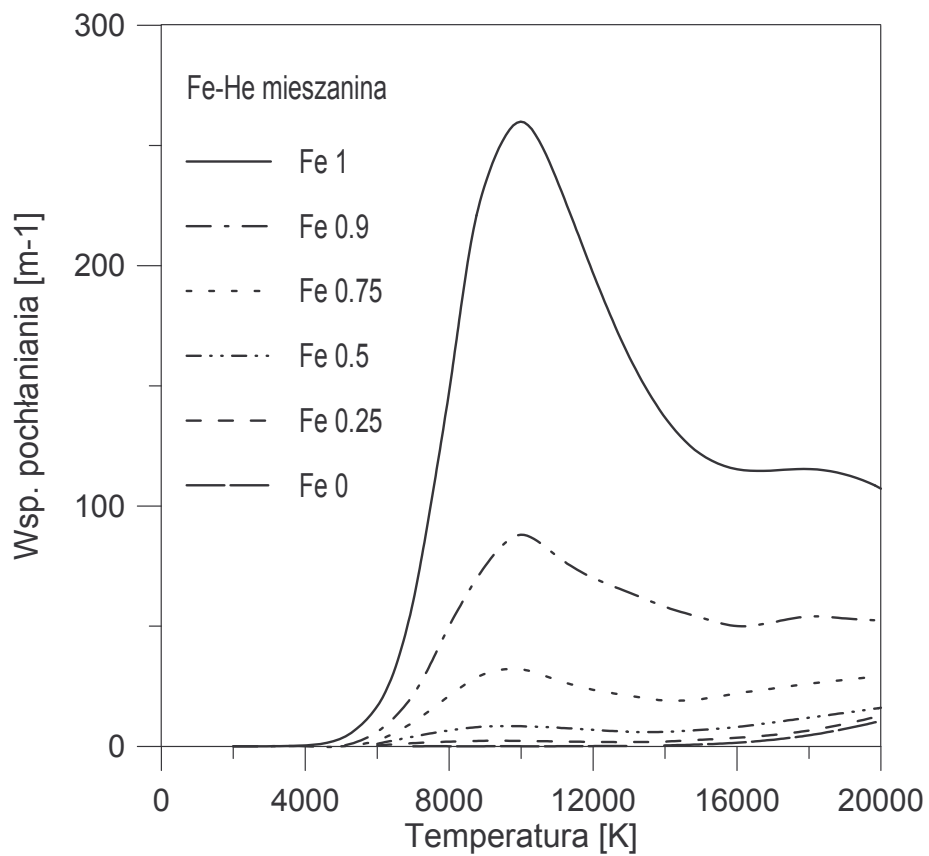


Tabela 4.6. Współczynniki absorpcji dla mieszaniny argon-żelazo przy ciśnieniu 0.1 MPa dla różnych wartości ułamka masowego Fe.



Rys. 4.7. Współczynniki absorpcji dla mieszaniny hel–żelazo przy ciśnieniu 0.1 MPa dla różnych wartości ułamka masowego Fe.

4.7 Tabele

Tabela 4.1 Gęstości He, Ar i Fe przy ciśnieniu 0.1 MPa (w kg/m^3)

T[K]	He	Ar	Fe
300	1.63E-01	1.6230E+00	-
1000	4.88E-02	4.8600E-01	-
2000	2.44E-02	2.4360E-01	-
3000	1.63E-02	1.6240E-01	2.2850E-01
4000	1.22E-02	1.2180E-01	1.7132E-01
5000	9.76E-03	9.7450E-02	1.365E-01
6000	8.13E-03	8.1210E-02	1.1139E-01
7000	6.97E-03	6.9590E-02	8.977E-02
8000	6.10E-03	6.0810E-02	6.976E-02
9000	5.42E-03	5.3780E-02	5.3196E-02
10000	4.88E-03	4.7720E-02	4.1978E-02
11000	4.43E-03	4.2000E-02	3.518E-02
12000	4.06E-03	3.6180E-02	3.0865E-02
13000	3.74E-03	3.0250E-02	2.7771E-02
14000	3.46E-03	2.4710E-02	2.5257E-02
15000	3.21E-03	2.0290E-02	2.2964E-02
16000	2.96E-03	1.7260E-02	2.069E-02
17000	2.72E-03	1.5320E-02	1.8418E-02
18000	2.48E-03	1.4010E-02	1.6296E-02
19000	2.23E-03	1.3040E-02	1.4491E-02
20000	1.98E-03	1.2230E-02	1.3065E-02
21000	1.74E-03	1.1470E-02	1.1973E-02
22000	1.53E-03	1.0700E-02	1.1132E-02
23000	1.34E-03	9.8860E-03	1.0449E-02
24000	1.20E-03	9.0320E-03	9.8796E-03
25000	1.09E-03	8.2000E-03	9.3942E-03

Tabela 4.2. Ciepło właściwe Fe, Ar i He przy ciśnieniu 0.1 MPa [J kg⁻¹K⁻¹]

T [K]	He	Ar	Fe
300	5.19E+03	5.18E+02	-
1000	5.20E+03	5.19E+02	-
2000	5.21E+03	5.20E+02	-
3000	5.22E+03	5.20E+02	4.41E+02
4000	5.22E+03	5.20E+02	6.50E+02
5000	5.23E+03	5.19E+02	6.79E+02
6000	5.24E+03	5.19E+02	1.27E+03
7000	5.25E+03	5.35E+02	2.31E+03
8000	5.25E+03	6.19E+02	3.60E+03
9000	5.26E+03	8.79E+02	4.48E+03
10000	5.27E+03	1.50E+03	4.03E+03
11000	5.45E+03	2.73E+03	2.87E+03
12000	5.92E+03	4.75E+03	2.05E+03
13000	6.95E+03	7.24E+03	1.75E+03
14000	8.91E+03	9.12E+03	1.94E+03
15000	1.23E+04	9.09E+03	2.67E+03
16000	1.78E+04	7.19E+03	3.95E+03
17000	2.59E+04	4.83E+03	5.27E+03
18000	3.72E+04	3.21E+03	6.23E+03
19000	5.18E+04	2.53E+03	6.37E+03
20000	6.88E+04	2.75E+03	5.62E+03
21000	8.49E+04	3.87E+03	4.67E+03
22000	9.53E+04	5.82E+03	3.09E+03
23000	9.50E+04	8.34E+03	2.58E+03
24000	8.38E+04	1.07E+04	2.23E+03
25000	6.70E+04	1.21E+04	2.01E+03

Tabela 4.3 Lepkość Fe, Ar i He przy ciśnieniu 0.1 MPa [$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$]

T [K]	He	Ar	Fe
300	1.99E-05	2.30E-05	-
1000	5.25E-05	5.40E-05	-
2000	8.33E-05	9.00E-05	-
3000	1.14E-04	1.29E-04	9.67E-05
4000	1.45E-04	1.57E-04	1.11E-04
5000	1.74E-04	1.84E-04	1.20E-04
6000	2.02E-04	2.09E-04	1.17E-04
7000	2.30E-04	2.33E-04	9.23E-05
8000	2.58E-04	2.56E-04	5.83E-05
9000	2.86E-04	2.77E-04	3.30E-05
10000	3.13E-04	2.90E-04	1.96E-05
11000	3.40E-04	2.84E-04	1.37E-05
12000	3.67E-04	2.45E-04	1.13E-05
13000	3.89E-04	1.81E-04	1.05E-05
14000	4.10E-04	1.17E-04	1.01E-05
15000	4.28E-04	7.11E-05	9.47E-06
16000	4.28E-04	4.46E-05	8.34E-06
17000	4.00E-04	3.15E-05	6.90E-06
18000	3.48E-04	2.57E-05	5.48E-06
19000	2.77E-04	2.38E-05	4.35E-06
20000	2.06E-04	2.30E-05	3.54E-06
21000	1.45E-04	2.21E-05	3.03E-06
22000	1.01E-04	2.10E-05	2.71E-06
23000	7.00E-05	1.86E-05	2.49E-06
24000	4.98E-05	1.56E-05	2.38E-06
25000	3.91E-05	1.15E-05	2.31E-06

Tabela 4.4. Przewodnictwo cieplne argonu, helu i żelaza przy ciśnieniu 0.1 MPa [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]

T [K]	He	Ar	Fe
300	1.56E-01	1.77E-02	-
1000	4.10E-01	4.56E-02	-
2000	6.60E-01	7.48E-02	-
3000	9.00E-01	1.00E-01	5.38E-02
4000	1.13E+00	1.23E-01	6.25E-02
5000	1.35E+00	1.44E-01	7.70E-02
6000	1.58E+00	1.66E-01	1.12E-01
7000	1.79E+00	2.03E-01	1.96E-01
8000	2.01E+00	2.71E-01	3.53E-01
9000	2.23E+00	4.01E-01	5.17E-01
10000	2.46E+00	6.24E-01	5.87E-01
11000	2.73E+00	9.60E-01	5.82E-01
12000	2.99E+00	1.40E+00	5.98E-01
13000	3.35E+00	1.90E+00	7.02E-01
14000	3.91E+00	2.30E+00	9.27E-01
15000	4.55E+00	2.50E+00	1.30E+00
16000	5.40E+00	2.70E+00	1.77E+00
17000	6.25E+00	2.90E+00	2.20E+00
18000	7.31E+00	3.10E+00	2.47E+00
19000	8.50E+00	3.30E+00	2.60E+00
20000	9.84E+00	3.50E+00	2.67E+00
21000	1.10E+01	3.60E+00	2.73E+00
22000	1.17E+01	3.70E+00	2.83E+00
23000	1.16E+01	3.80E+00	2.95E+00
24000	1.07E+01	3.90E+00	3.19E+00
25000	9.55E+00	4.00E+00	3.19E+00

Tabela 4.5. Współczynnik dyfuzji żelaza w argonie i helu [m^2s^{-1}] przy ciśnieniu 0.1 MPa

T [K]	Fe-Ar	Fe-He
2000	3.27E-04	1.23E-03
3000	6.07E-04	2.28E-03
4000	9.39E-04	3.52E-03
5000	1.32E-03	4.94E-03
6000	1.74E-03	6.50E-03
7000	2.19E-03	8.21E-03
8000	2.68E-03	1.00E-02
9000	3.20E-03	1.20E-02
10000	3.75E-03	1.40E-02
11000	4.33E-03	1.62E-02
12000	4.94E-03	1.85E-02
13000	5.57E-03	2.08E-02
14000	6.22E-03	2.33E-02
15000	6.90E-03	2.59E-02
16000	7.61E-03	2.85E-02
17000	8.33E-03	3.12E-02
18000	9.08E-03	3.40E-02
19000	9.85E-03	3.69E-02
20000	1.06E-02	3.98E-02
21000	1.15E-02	4.29E-02
22000	1.23E-02	4.60E-02
23000	1.31E-02	4.92E-02
24000	1.40E-02	5.24E-02
25000	1.49E-02	5.57E-02

Tabela 4.6. Współczynniki absorpcji dla mieszaniny argon-żelazo przy ciśnieniu 0.1 MPa [m⁻¹] dla różnych wartości ułamka masowego Fe.

T[K]	Fe100%	Ar100%	Fe25%	Fe50%	Fe75%	Fe 10%
3000	9.43E-03	7.39E-11	1.89E-03	4.71E-03	7.07E-03	9.43E-04
4000	3.58E-01	2.33E-07	7.16E-02	1.79E-01	2.68E-01	3.58E-02
5000	3.27	3.16E-05	6.53E-01	1.63	2.45	3.27E-01
6000	16.67	0.00	3.34	8.34	12.51	1.67
7000	60.47	0.01	12.10	30.24	45.35	6.06
8000	147.81	0.07	29.62	54.00	90.88	14.85
9000	234.16	0.37	39.00	73.00	150.71	18.75
10000	259.99	1.55	40.00	78.00	175.38	22.39
11000	235.57	5.39	45.00	79.00	168.02	25.00
12000	196.90	15.07	58.00	79.00	151.44	33.25
13000	162.23	32.75	68.00	86.00	129.86	45.70
14000	136.79	54.32	79.06	98.00	120.00	62.57
15000	121.46	69.78	90.00	103.00	112.00	79.95
16000	115.21	73.69	92.00	104.00	109.83	82.84
17000	114.75	69.30	88.00	99.00	108.39	76.84
18000	115.32	61.84	77.89	93.58	106.95	69.19
19000	113.13	54.37	72.00	88.75	103.44	60.25
20000	107.21	48.17	65.88	82.69	97.45	54.08
21000	98.66	43.75	60.23	76.21	89.93	49.24
22000	89.07	41.33	55.65	70.20	82.13	46.10
23000	79.76	40.77	52.47	65.27	75.01	44.67
24000	71.17	41.48	50.38	61.32	68.75	44.44
25000	63.45	42.44	48.75	57.00	63.00	44.55

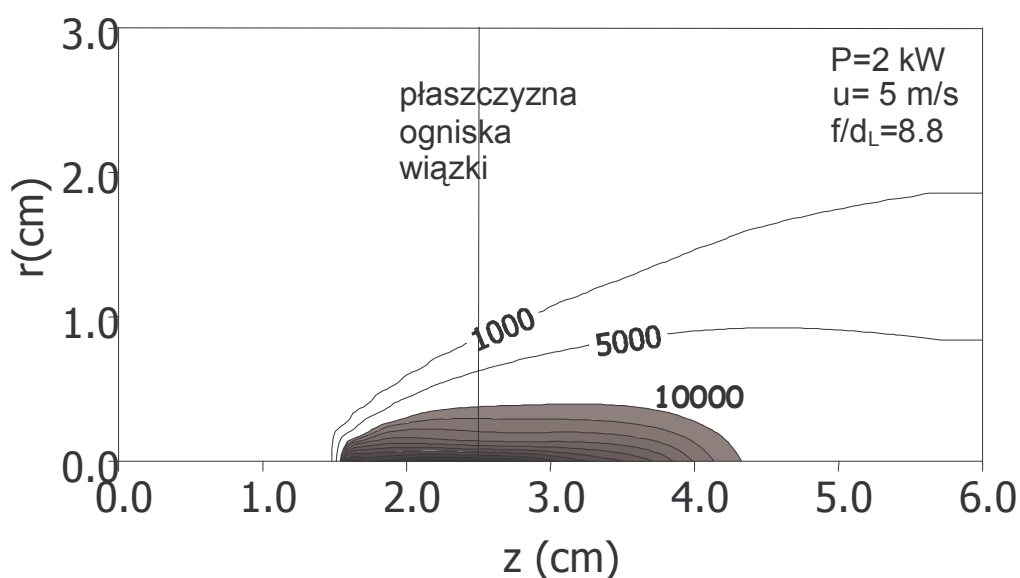
Tabela 4.7. Współczynniki absorpcji dla mieszaniny hel–żelazo [m^{-1}] dla różnych wartości ułamka masowego Fe.

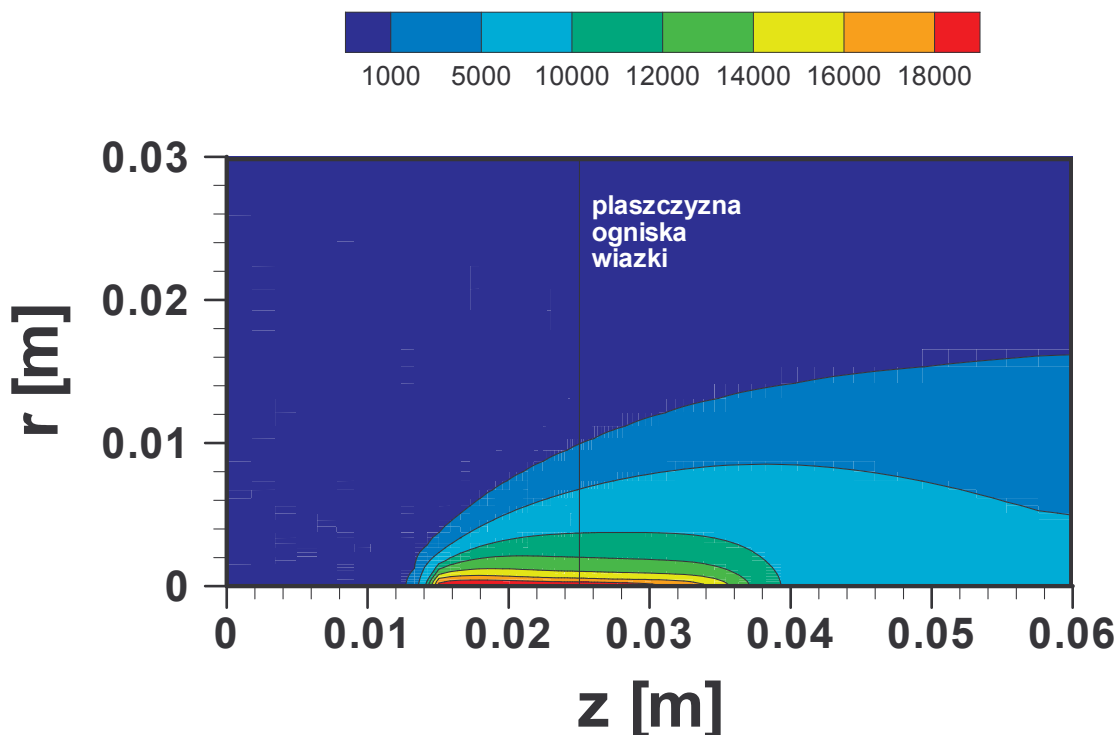
T[K]	Fe	90%Fe	75%Fe	50%Fe	25%Fe	10%Fe	He
6.00E+03	6.00E+03	1.67E+01	6.00E+00	2.48E+00	1.00E+00	7.00E-01	3.00E-01
7.00E+03	7.00E+03	6.05E+01	2.14E+01	1.00E+01	4.00E+00	1.30E+00	5.00E-01
8.00E+03	8.00E+03	1.48E+02	5.00E+01	2.10E+01	6.60E+00	1.90E+00	6.00E-01
9.00E+03	9.00E+03	2.34E+02	7.50E+01	3.02E+01	8.20E+00	2.24E+00	6.00E-01
1.00E+04	1.00E+04	2.60E+02	8.80E+01	3.20E+01	8.33E+00	2.20E+00	6.05E-01
1.10E+04	1.10E+04	2.36E+02	7.90E+01	2.75E+01	7.70E+00	2.00E+00	6.10E-01
1.20E+04	1.20E+04	1.97E+02	7.00E+01	2.35E+01	6.80E+00	1.80E+00	6.15E-01
1.30E+04	1.30E+04	1.62E+02	6.40E+01	2.10E+01	6.00E+00	1.73E+00	6.20E-01
1.40E+04	1.40E+04	1.37E+02	5.80E+01	1.90E+01	6.00E+00	1.98E+00	7.00E-01
1.50E+04	1.50E+04	1.21E+02	5.35E+01	1.96E+01	6.80E+00	2.70E+00	1.25E+00
1.60E+04	1.60E+04	1.15E+02	5.00E+01	2.20E+01	8.00E+00	3.55E+00	2.00E+00
1.70E+04	1.70E+04	1.15E+02	5.16E+01	2.40E+01	9.90E+00	4.70E+00	3.20E+00
1.80E+04	1.80E+04	1.15E+02	5.40E+01	2.60E+01	1.19E+01	6.58E+00	5.10E+00
1.90E+04	1.90E+04	1.13E+02	5.32E+01	2.76E+01	1.39E+01	9.30E+00	7.90E+00
2.00E+04	2.00E+04	1.07E+02	5.22E+01	2.93E+01	1.60E+01	1.27E+01	1.00E+01
2.10E+04	2.10E+04	9.87E+01	5.12E+01	3.06E+01	2.00E+01	1.58E+01	1.47E+01
2.20E+04	2.20E+04	8.91E+01	4.95E+01	3.14E+01	2.20E+01	1.88E+01	1.65E+01
2.30E+04	2.30E+04	7.98E+01	4.80E+01	3.16E+01	2.39E+01	2.10E+01	1.90E+01
2.40E+04	2.40E+04	7.12E+01	4.50E+01	3.05E+01	2.37E+01	2.16E+01	2.00E+01
2.50E+04	2.50E+04	6.35E+01	4.00E+01	2.90E+01	2.30E+01	2.13E+01	2.03E+01

5. Wyniki obliczeń i analiza

5.1. Weryfikacja programu - plazma podtrzymywana promieniowaniem lasera

Weryfikacja programu miała na celu sprawdzenie poprawności działania programu przy implementacji źródła energii w postaci wiązki gaussowskiej oraz strat promienistych i funkcji materiałowych. W tym celu wykonane zostały obliczenia dla plazmy argonowej podtrzymywanej promieniowaniem lasera w swobodnej przestrzeni, która została opisana w [1]. Omówiony tam przypadek opisuje sposób modelowania plazmy palącej się w argonie, przy czym źródłem energii jest wiązka laserowa zamodelowana na zasadzie śledzenia promieni elementarnych. Zarówno równania jak i warunki brzegowe zostały dobrane jednakowo dla obydwu przypadków. Rozważono przypadek, w którym moc lasera wynosi 2 kW, a argon napływa z prędkością 5 m/s. Własności materiałowe argonu pochodzą z tego samego źródła, co w [1]. Takie same były również parametry wiązki takie jak położenie ogniska i rozbieżność wiązki. Analizie został poddany obszar o wymiarach 0.03 m (promień r) na 0.06 m (długość z). W celu sprawdzenia poprawności obliczeń porównano rozkłady pól temperatur uzyskane dla obydwu przypadków (rysunek 5.1).





Rys.5.1. Pole temperatury w plazmie argonowej podtrzymywanej promieniowaniem lasera. a) wg [1], b) obliczenia przy użyciu programu FLUENT. Moc lasera 2 kW, prędkość strumienia gazu na wylocie z dyszy 5 m/s ($u_0=5$ m/s dla $r \leq 3$ mm i $u_0 = 0$ dla $r > 3$ mm). Kierunek wiązki laserowej i przepływu z lewa na prawo. Kierunek osi z zgodny z kierunkiem grawitacji. Położenie ogniska wiązki laserowej $r = 0$, $z = 2.5$ cm. Odległość między izotermami w zacienionym obszarze 1000 K.

Różnice widoczne na obydwu rysunkach są niewielkie. Zarówno kształt i wielkość plazmy są porównywalne. W obydwu przypadkach obszar, w którym temperatura przekracza 10 kK tuż przy osi ma długość około 0.035 m. Przesunięcie plazmy w kierunku dyszy, a także większa maksymalna temperatura mogą być spowodowane różnicami w gęstości siatki w pobliżu osi. Jednak różnice w położeniu czoła plazmy (~ 2 mm) w stosunku do wielkości plazmy nie przekraczają 6% i są zanedbywalne, można więc uznać, że użyty w niniejszej pracy model jest skonstruowany poprawnie.

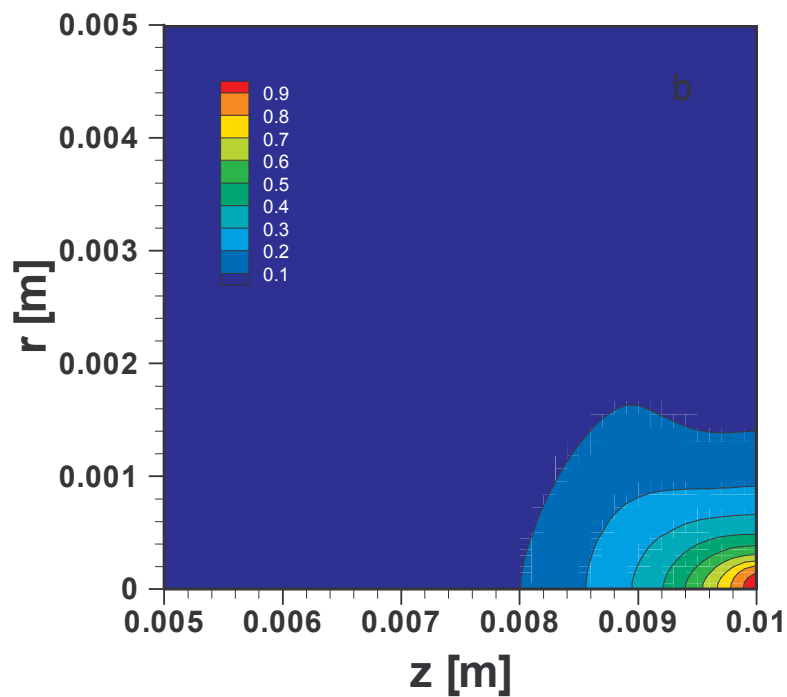
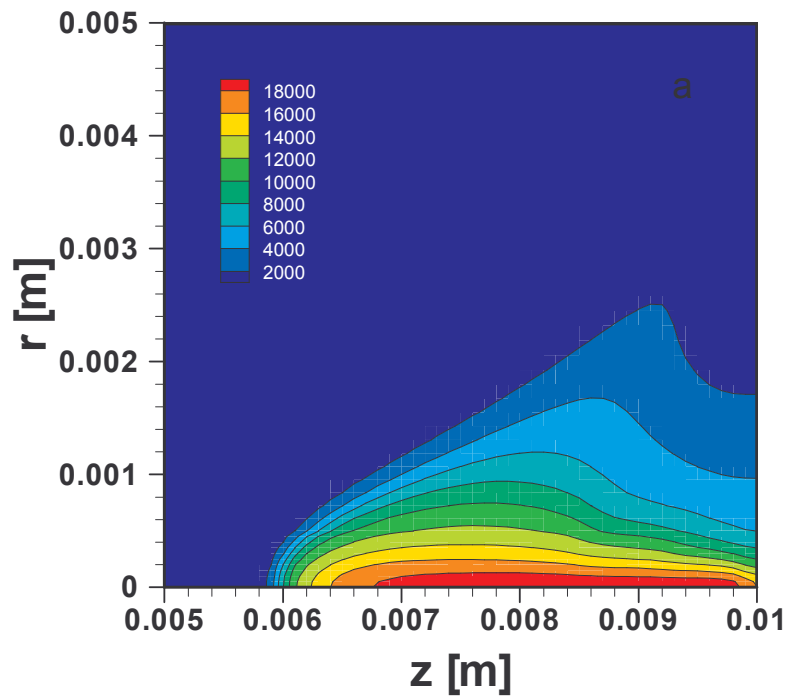
5.2 Obłok plazmowy powstający przy spawaniu laserowym z nadmuchem argonu

Obliczenia obłoku wykonano w następujących warunkach: wiązka laserowa jest zogniskowana na powierzchni próbki, średnica wiązki laserowej w ognisku wynosi 0.3 mm, prędkość argonu na wylocie z dyszy 25 m/s, temperatura argonu 300 K. Pary żelaza wypływają z kanału parowego o średnicy 0.4 mm z prędkością 100 m/s [2] i mają temperaturę 10 kK na wylocie z kanału parowego [1]. Moc lasera wynosi 1700 W. Stosunek ogniskowej soczewki f do średnicy wiązki laserowej na soczewce D_L ma wartość 7.

Wyniki przedstawiające pole temperatur i rozkład ułamka masowego żelaza w mieszaninie żelazo – argon pokazane są na rysunku 5.2.

Wyniki pokazują, że w przypadku, gdy gazem osłonowym jest argon występują dwie plazmy. Górna połowa plazmy usytuowana pomiędzy $z = 0.006$ m a $z = 0.008$ m znajduje się w obszarze, w którym argon jest gazem dominującym (zawartość żelaza nie przekracza 10%). Temperatura maksymalna w tym obszarze osiąga około 19 kK. W porównaniu z wynikami Chen'a i Wang'a [3,4] jest to uderzająca różnica, ponieważ ich rezultaty pokazują jedną plazmę, palącą się w parach metalu wymieszanych z argonem. Pojawienie się plazmy argonu dość znacznie zwiększa rozmiary całkowitej plazmy. Wielkość gorącego jądra par metalu obliczonego teoretycznie odpowiada wartościom uzyskanym w eksperymencie [1,5] i wynosi około 2 mm.

Gorąca plazma argonu sięga wyżej, do około 3.8 mm ponad powierzchnię próbki, co jest wartością większą niż w eksperymencie. Należy jednak pamiętać, że rozważany teoretycznie przypadek jest stacjonarny, a rzeczywista plazma jest zależna od czasu i jej rozbłyski nie trwają dłużej niż kilkaset mikrosekund. Jak zostało pokazane w [6], stacjonarna plazma podtrzymywana laserem jest większa niż w przypadku niestacjonarnym.

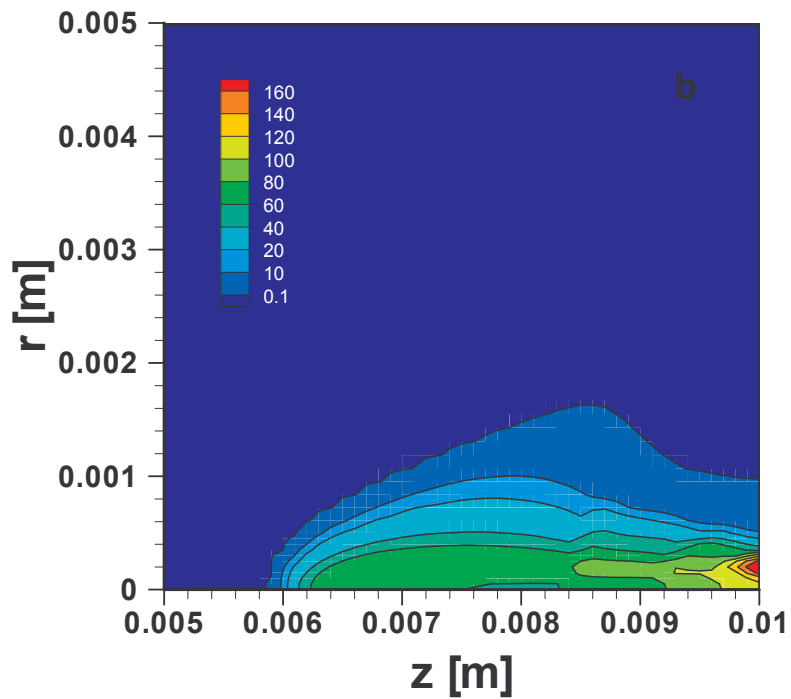
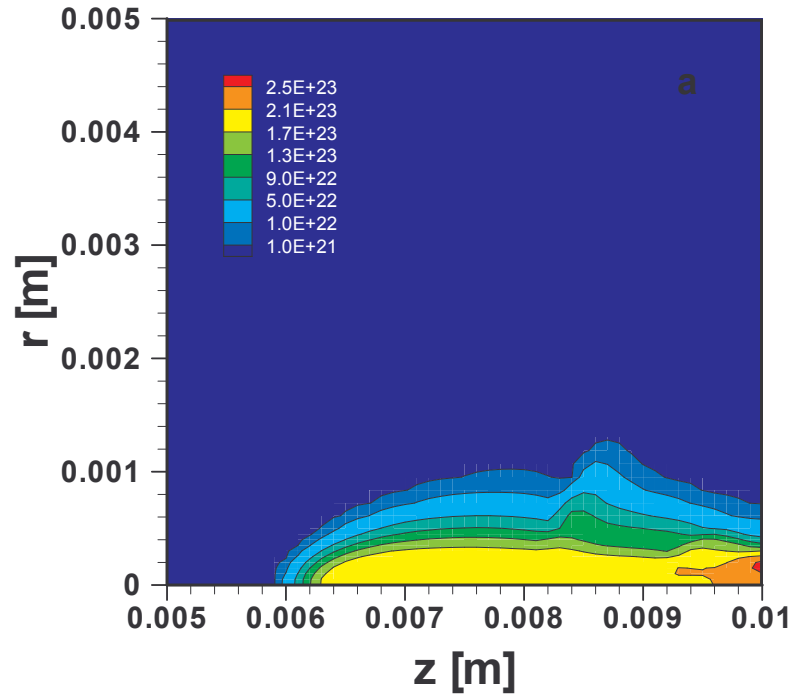


Rys.5 2. Pole temperatur (a) i ułamek masowy par żelaza (b) w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera

1700 W. Powierzchnia metalu i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01$ m.

Bardzo ważnymi parametrami decydującymi o właściwościach plazmy, a co za tym idzie uwzględnianymi w analizie obłoku są gęstość elektronów i współczynnik absorpcji. Te dwa parametry zostały przedstawione na rysunku 5.3. Maksymalna wartość gęstości elektronów występuje w obszarze znajdującym się przy powierzchni metalu, gdzie przeważają zjonizowane pary metalu. Jej wartość wynosi tam około $2.7 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Przy oddalaniu się od powierzchni próbki wartość gęstości elektronów tuż przy osi utrzymuje się na poziomie $2.1 \div 1.7 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. W miejscu, gdzie kończy się gorący obszar (odległość około 3.6 mm od powierzchni próbki) gęstość elektronów gwałtownie spada. Współczynnik absorpcji osiąga maksymalne wartości, podobnie jak gęstość elektronów tuż przy powierzchni próbki. Jego wartość zawiera się w przedziale $120\text{-}140 \text{ m}^{-1}$. W odległości około 3 mm wartość współczynnika absorpcji spada do 70 m^{-1} . Należy dodać, że promień wiązki laserowej w odległości $z = 5$ mm ma wartość 0.39 mm i 0.15 mm w $z = 0.01$ m, a co za tym idzie maksimum współczynnika absorpcji znajduje się poza obszarem wiązki laserowej. Spowodowane jest to tym, że maksymalna wartość współczynnika absorpcji dla żelaza występuje w temperaturze ~ 10 kK.

Maksymalna temperatura plazmy ~ 19 kK, jest o kilka tysięcy kelwinów wyższa niż zmierzona w eksperymencie (15 kK w przypadku argonu i 7-14 kK w przypadku plazmy żelaza [1,5]). Jednakże gorące centrum obliczonej plazmy o temperaturze 15-19 kK istnieje tylko w obszarze o promieniu $r \leq 0.3$ mm i ze względu na małe rozmiary prawdopodobnie nie zostało zmierzone eksperymentalnie. Ponadto w obliczeniach nie uwzględniono zjawiska refrakcji wiązki laserowej. Refrakcja może rozogniskować wiązkę i spowodować obniżenie maksymalnej temperatury plazmy. W przypadku, kiedy gazem osłonowym jest argon całkowita absorpcja promieniowania laserowego wynosi około 450 W, co stanowi około 26.5 % całkowitej mocy lasera, przy czym sama plazma argonu pochłania 11.7 % mocy wiązki, natomiast moc wypromieniowana przez plazmę sięga 352 W. Obliczona absorpcja jest wyższa, niż szacowana z wyników eksperymentalnych, co prawdopodobnie może być wynikiem tego, że zamodelowany obłok jest większy niż zbadany eksperymentalnie. Z drugiej strony eksperymentalna wartość absorpcji jest szacowana z uśrednionych po przekrojach plazmy gęstości elektronów i temperatur i nie jest bardzo dokładna.

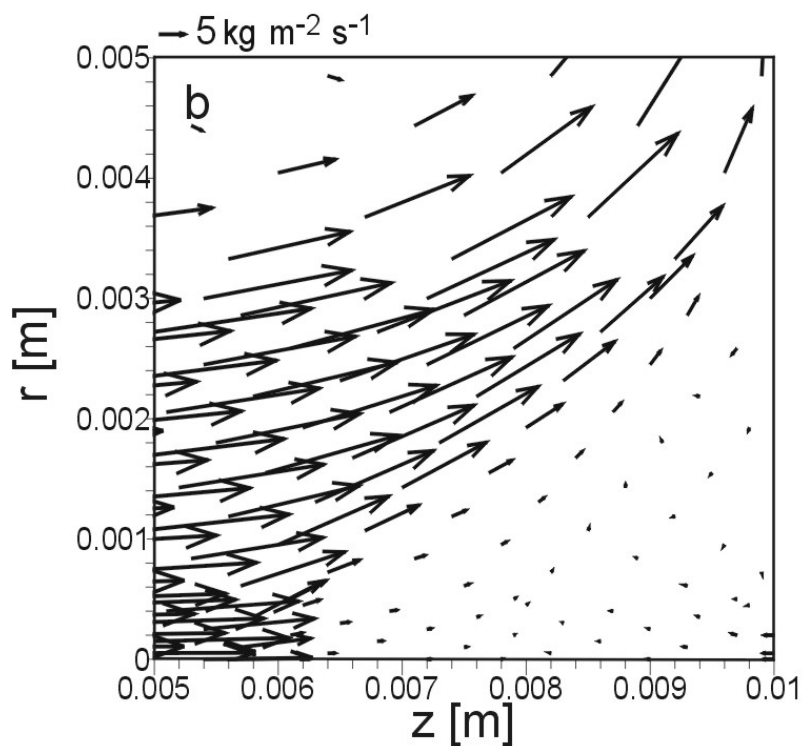
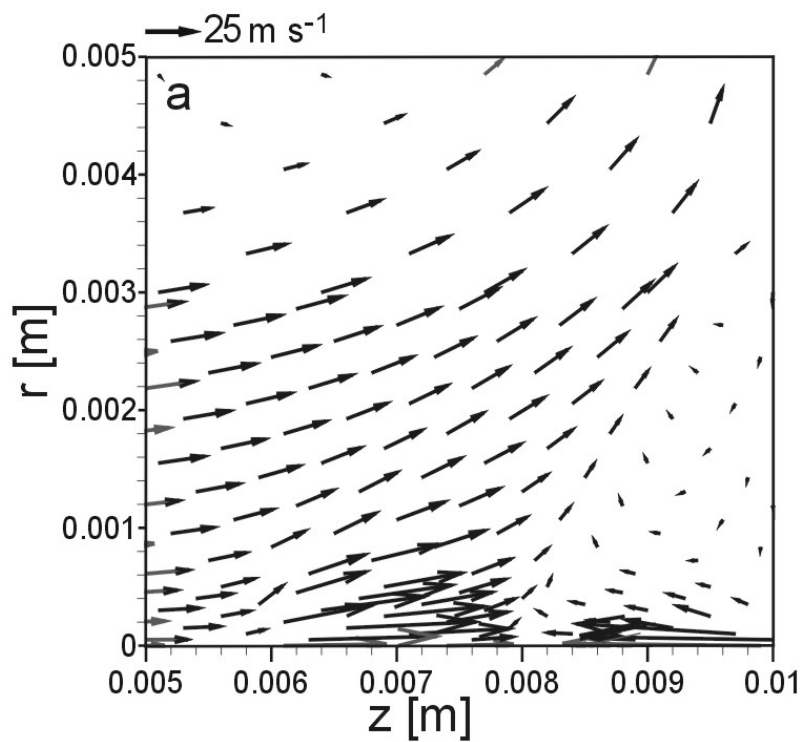


Rys.5.3 Rozkład gęstości elektronów (a) i współczynnika absorpcji (b) (jednostki SI odpowiednio m^{-3} i m^{-1}) w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Powierzchnia metalu i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01$ m.

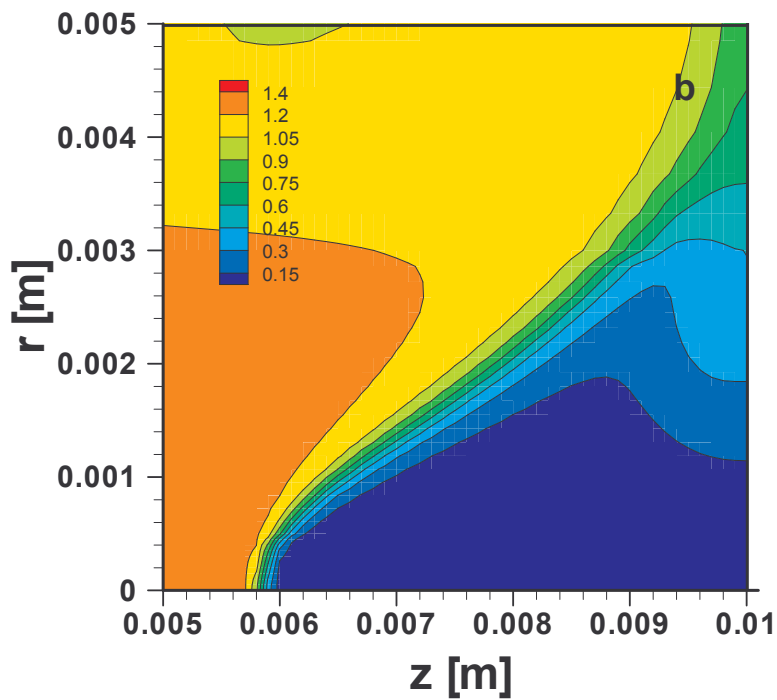
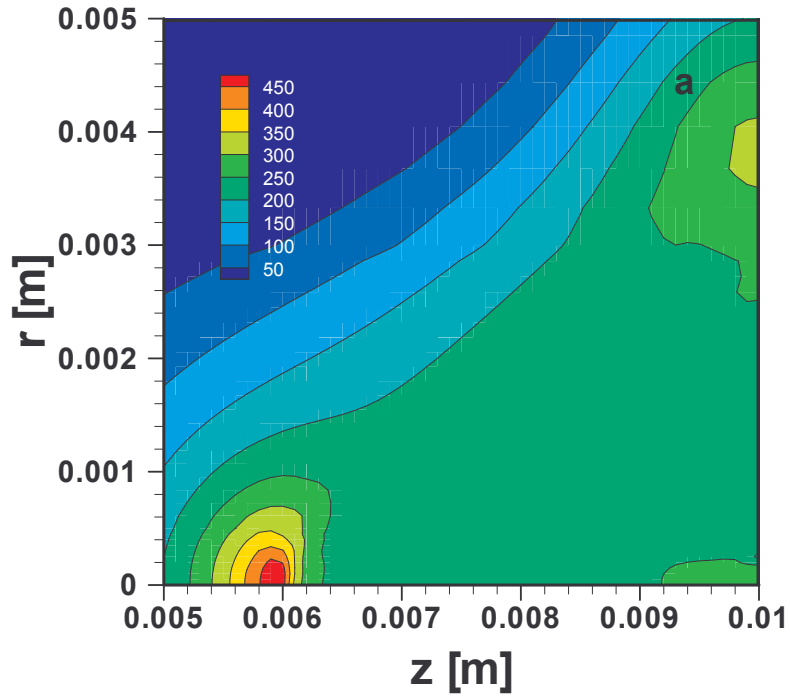
Na rysunkach 5.4a i 5.4b zostały przedstawione wektory prędkości i strumienia masy. Prędkość argonu i par metalu spada w miejscu zderzenia się dwu przeciwnie skierowanych strumieni. Granica rozdziału ustala się przy $z = 0.008$ m, to jest około 2 mm nad powierzchnią próbki (dla $r = 0$). W miejscu tym zaczyna się obszar z zawartością par metalu. W momencie, gdy proces spawania jest niestabilny należy oczekiwać, że front będzie przesuwał się w górę i w dół, powodując w pewnych momentach (słaby wypływ par) palenie się tylko plazmy argonowej nad wylotem z kanału parowego. Z drugiej strony podczas silnych rozbłysków par metalu granica ta może przesunąć się w górę powodując zgaśnięcie plazmy argonu w wyniku mniejszego natężenia wiązki laserowej w większej odległości od próbki.

W gorącym obszarze prędkość argonu znacząco wzrasta – od 25 do 70 m/s, podczas gdy par metalu zaledwie od 100 do 110 m/s. W odróżnieniu od prędkości wartość strumienia masy spada w momencie, kiedy gaz dociera do gorącego obszaru, którego granica w przypadku argonu znajduje się 4 mm nad powierzchnią próbki.

Różnice ciśnień dla omawianego przypadku nie są zbyt duże. Jak widać na rysunku 5.5a przedstawiającym rozkład ciśnień względem do ciśnienia otoczenia maksymalna różnica występuje na froncie plazmy, czyli około 4 mm nad powierzchnią próbki i wynosi około 450 Pa. Jak można było się spodziewać w obszarze występowania plazmy spada gwałtownie gęstość (rysunek 5.5b). Wiąże się to z występującą tam wysoką temperaturą.



Rysunek 5.4. Wektory prędkości (a) i strumienia masy (b) w obłoku plazmowym. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W . Powierzchnia próbki i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01 \text{ m}$.

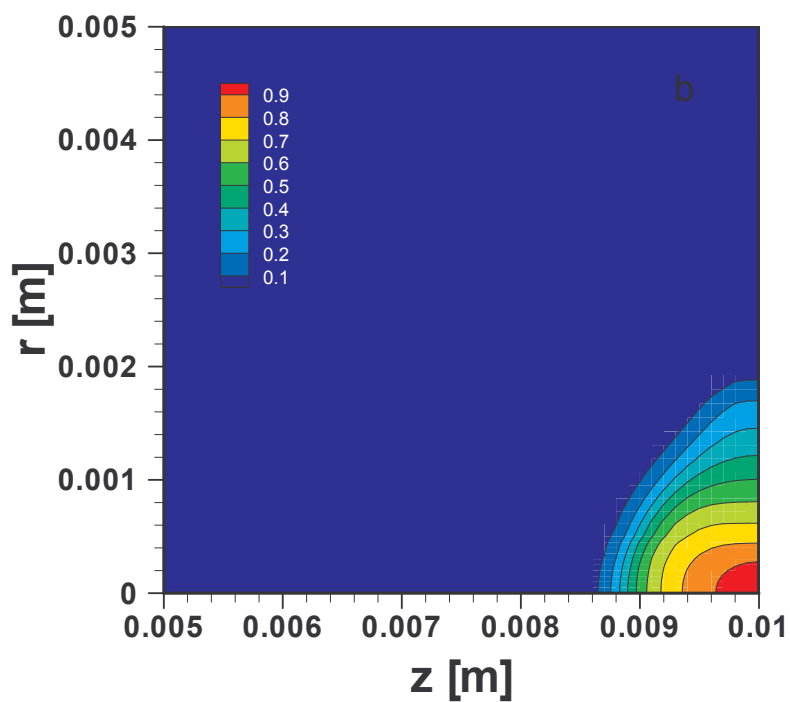
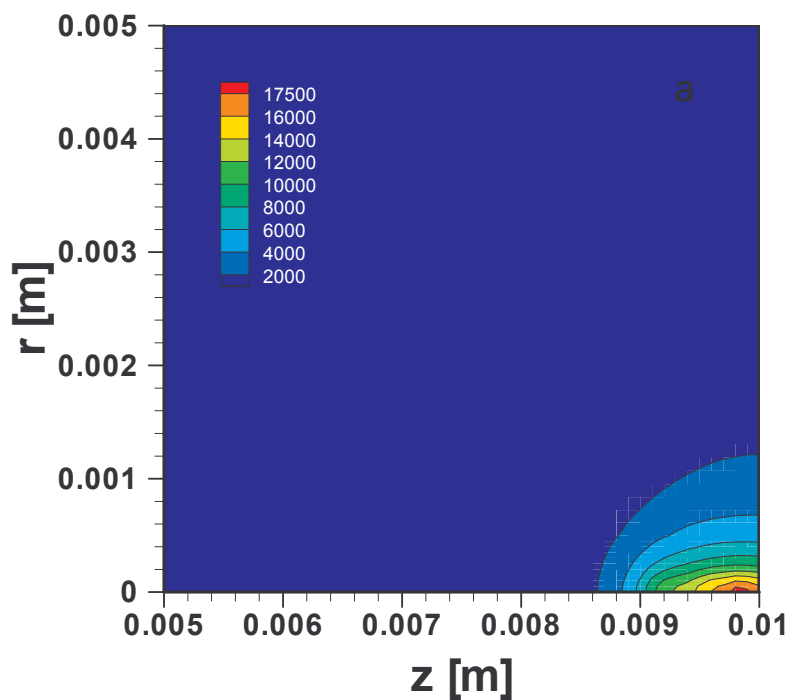


Rys.5.5. Rozkład ciśnień w stosunku do ciśnienia otoczenia (a) i gęstość mieszanki Ar-Fe. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Powierzchnia metalu i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01$ m.

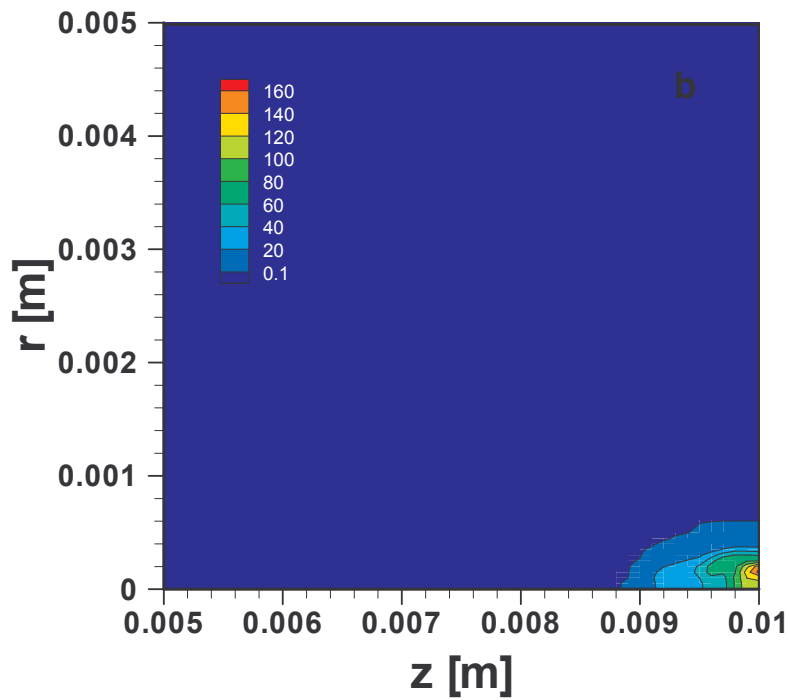
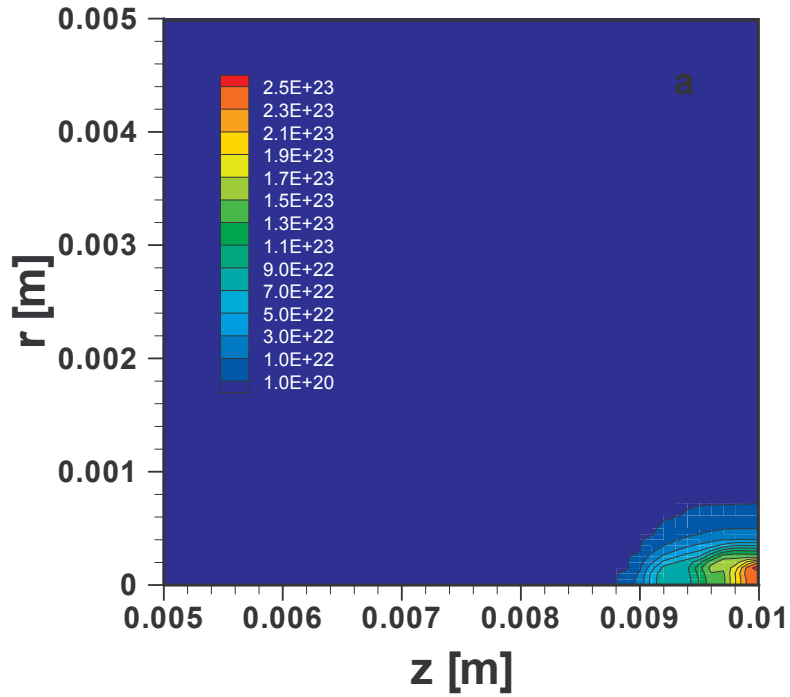
5.3 Obłok plazmowy powstający przy spawaniu laserowym z nadmuchem helu

Gdy gazem osłonowym jest hel obłok plazmowy jest znacząco mniejszy od obłoku plazmowego powstającego podczas spawania z użyciem argonu. Dzieje się tak ze względu na wysoki potencjał jonizacji helu oraz większą skuteczność chłodzenia przez hel. W tym przypadku plazma pali się wyłącznie w parach metalu rozcieńczonych helem (rysunek 5.6). Tak powstała plazma ma tylko nieco powyżej 1mm wysokości, co zgodne jest z wynikami eksperymentalnymi [1,5]. W miejscu, gdzie hel jest składnikiem o przeważającym udziale procentowym temperatura jest niższa niż 8000 K. Taka plazma helu praktycznie nie absorbuje promieniowania lasera. W mieszaninie żelazowo - helowej maksymalna temperatura wynosi około 19 kK, jednak promień obszaru, w którym występuje temperatura powyżej 15 kK nie przekracza 0.15 mm. W przypadku kiedy hel jest gazem osłonowym całkowita absorpcja promieniowania laserowego wynosi około 86 W, co stanowi około 5% całkowitej mocy lasera, natomiast moc wypromieniowana przez plazmę sięga 53 W.

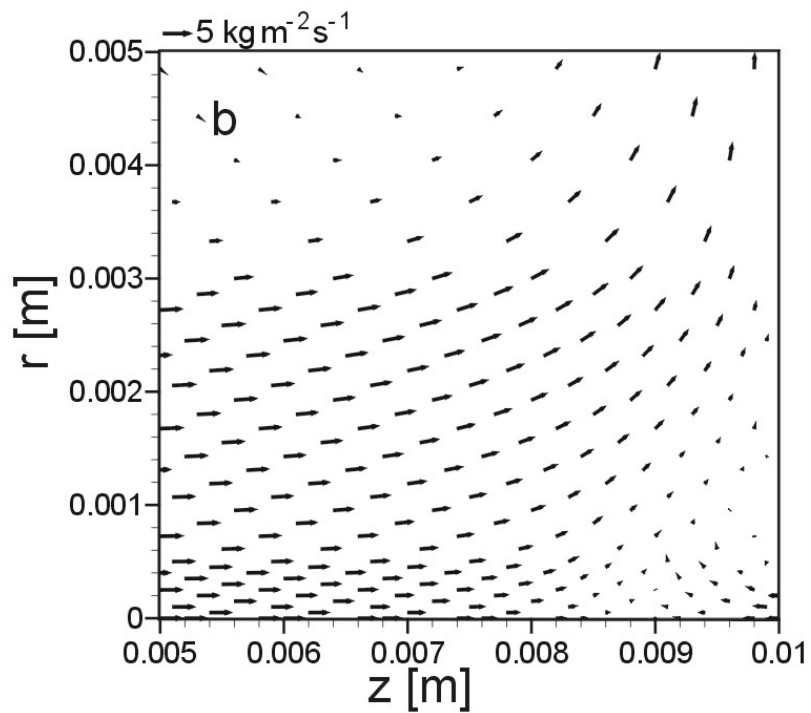
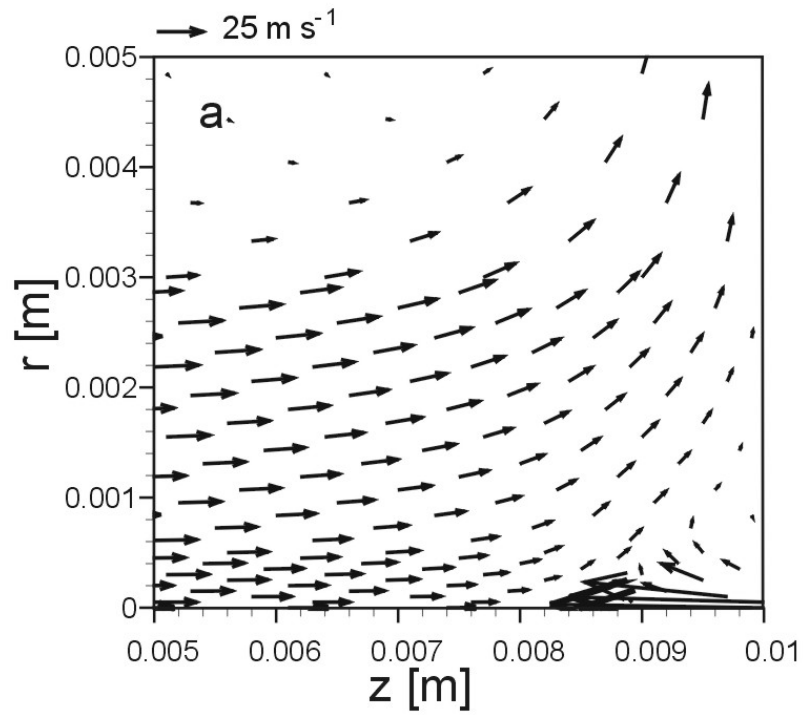
Jak należy się spodziewać największa gęstość elektronów występuje w odległości do 0.1 mm od powierzchni próbki (rysunek 5.7a). Obszar ten to obszar o najwyższej temperaturze, a jednocześnie najwyższej koncentracji par metalu (ponad 90%). Gęstość elektronów w tym miejscu przekracza $2.5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i spada wraz z wzrostem zawartości gazu osłonowego w mieszaninie Fe-He. W przypadku współczynnika absorpcji (rysunek 5.7b) maksymalną wartość 160 m^{-1} można zaobserwować tuż nad wylotem z kanału parowego lecz obszar ten jest przesunięty w bok od osi symetrii. Dzieje się tak ze względu na to, że maksimum współczynnika absorpcji żelaza jest przy 10 kK a obszar o tej temperaturze usytuowany jest poza osią. Powyżej tej temperatury wartość współczynnika absorpcji gwałtownie spada. Z kolei natężenie wiązki laserowej jest najwyższe na osi (i przy powierzchni próbki), tak więc maksimum współczynnika absorpcji znajduje się poza miejscem największego natężenia wiązki laserowej.



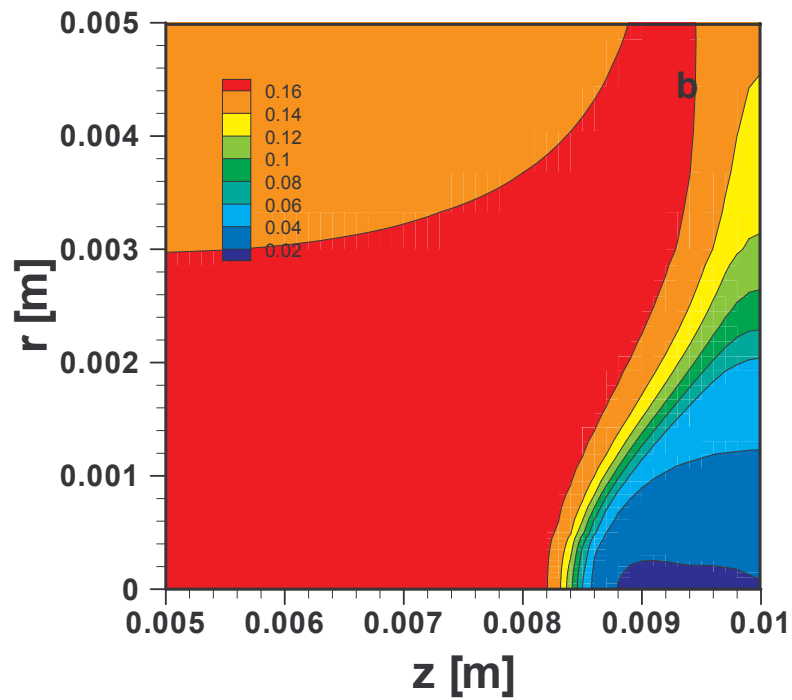
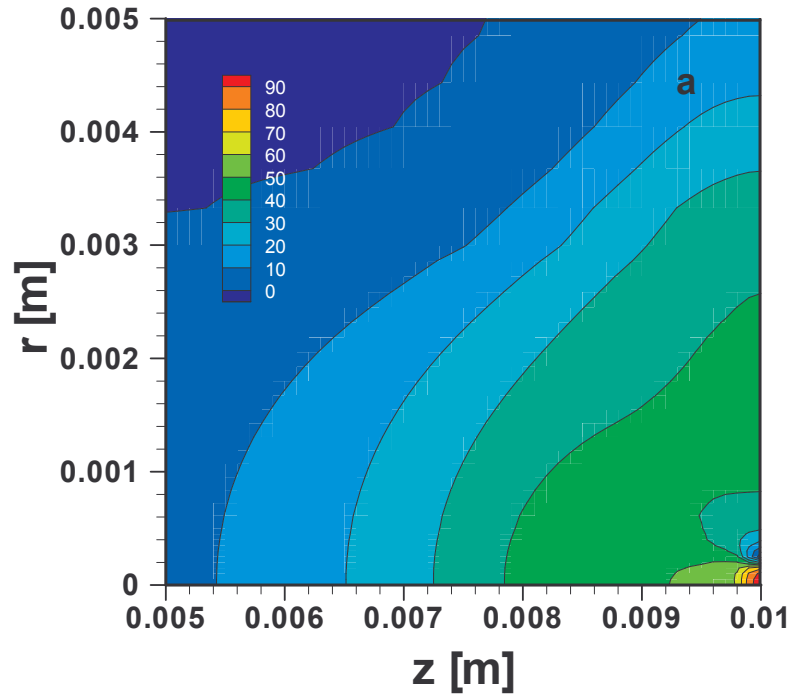
Rys.5.6. Pole temperatur (a) i udział masowy par żelaza (b) w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy hel o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Zewnętrzna izoterma 2000 K. Odstęp izoterm 2000 K. Powierzchnia próbki i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01$ m.



Rys.5.7 Rozkład gęstości elektronów (a) i współczynnika absorpcji (b) (jednostki SI) w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy hel o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Zewnętrzna izoterma 2000K. Powierzchnia metalu i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01$ m.



Rys.5.8. Wektory prędkości (a) i strumienia masy (b) w obłoku plazmowym. Gaz osłonowy hel o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Powierzchnia próbki i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01$ m.



Rys.5.9. Rozkład ciśnień w stosunku do ciśnienia otoczenia (a) i gęstość mieszaniny He-Fe (b). Gaz osłonowy hel o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700. Powierzchnia metalu i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01$ m.

Na rysunkach 5.8a i 5.8b zostały przedstawione wektory prędkości i strumienia masy. Prędkość helu i par metalu spada w miejscu zderzenia się dwu przeciwnie skierowanych strumieni. Granica rozdziału w przypadku helu ustala się przy $z \sim 0.009$ m to jest około 1mm nad powierzchnią próbki (dla $r = 0$). W miejscu tym zaczyna się gorący obszar z przewagą par metalu. W momencie, gdy proces spawania jest niestabilny należy oczekiwać, że front będzie przesuwiał się w górę i w dół, powodując w pewnych momentach, że nie będzie widoczna paląca się plazma lub będzie ona bardzo mała i umiejscowiona tuż nad wylotem z kanału parowego. Podobnie jak w przypadku argonu w gorącym obszarze prędkość par metalu wzrasta od 100 do 110 m/s. W odróżnieniu od prędkości wartość strumienia masy spada w momencie, kiedy gaz dociera do gorącego regionu, którego granica w przypadku helu znajduje się około 1mm nad powierzchnią próbki.

W przypadku, gdy gazem osłonowym jest hel można zaobserwować tylko nieznaczne różnice ciśnień (rysunek 5.9a). Wartość ciśnienia względem ciśnienia otoczenia nie przekracza 90 Pa tuż przy wylocie z kanału parowego i można uznać, że jest zaniedbywanie mała.

Jak można było się spodziewać w obszarze występowania plazmy spada gwałtownie gęstość (rysunek 5.9b). Wiąże się to z występującą tam wysoką temperaturą.

5.4 Wpływ zmiany warunków brzegowych na wyniki modelowania

5.4.1 Wpływ temperatury par metalu

W celu przeprowadzenia analizy dotyczącej wpływu zmiany temperatury par metalu na wylocie z kanału parowego na zachowanie się plazmy obliczenia obłoku plazmowego wykonano dodatkowo dla temperatury par wynoszącej 5000 K i 20000 K. Pozostałe warunki jak moc lasera, parametry gazu osłonowego i wiązki laserowej nie uległy zmianie.

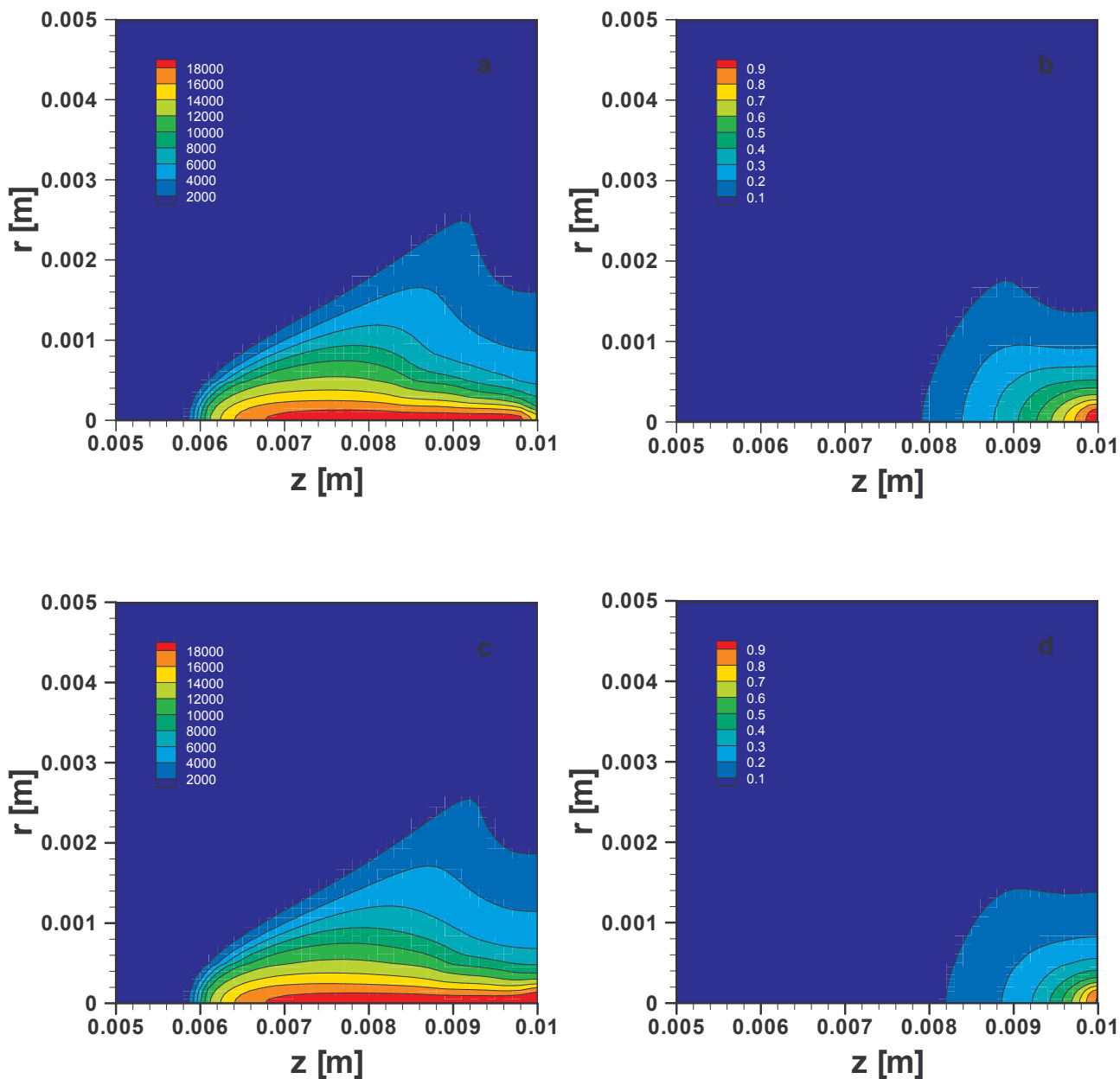
Obliczenia przeprowadzono przy mocy lasera równej 1700W. Parametry wiązki zostały ustalone tak jak w przypadku omówionym w rozdziale 5.2, czyli wiązka zogniskowana jest na powierzchni próbki, a jej promień w ognisku wynosi 0.00015 m. Stosunek ogniskowej soczewki f do średnicy wiązki na soczewce D_L ma wartość 7.

Wpływ zmiany temperatury par metalu najłatwiej prześledzić na rysunkach przedstawiających pola temperatur. Ze względu na wielkość plazmy rysunki ograniczono do

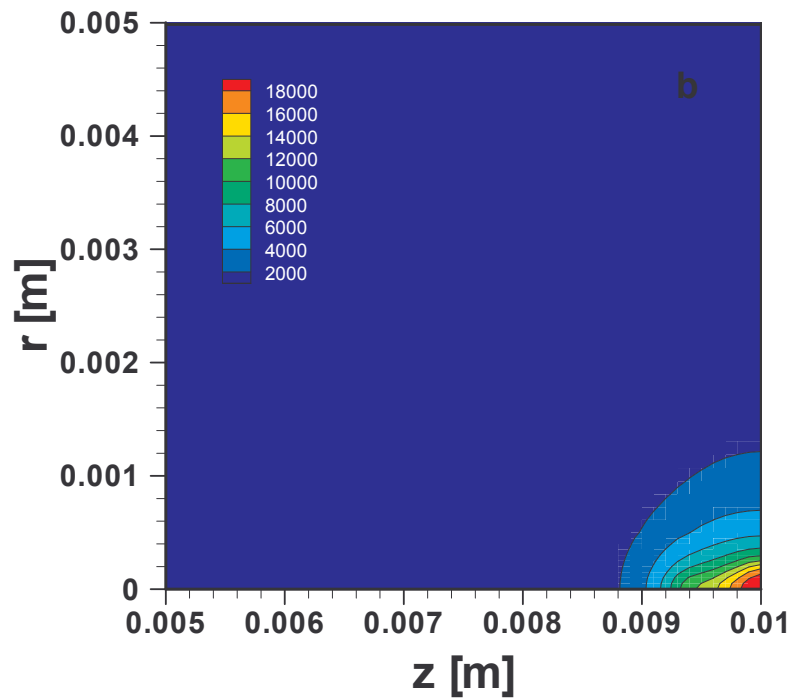
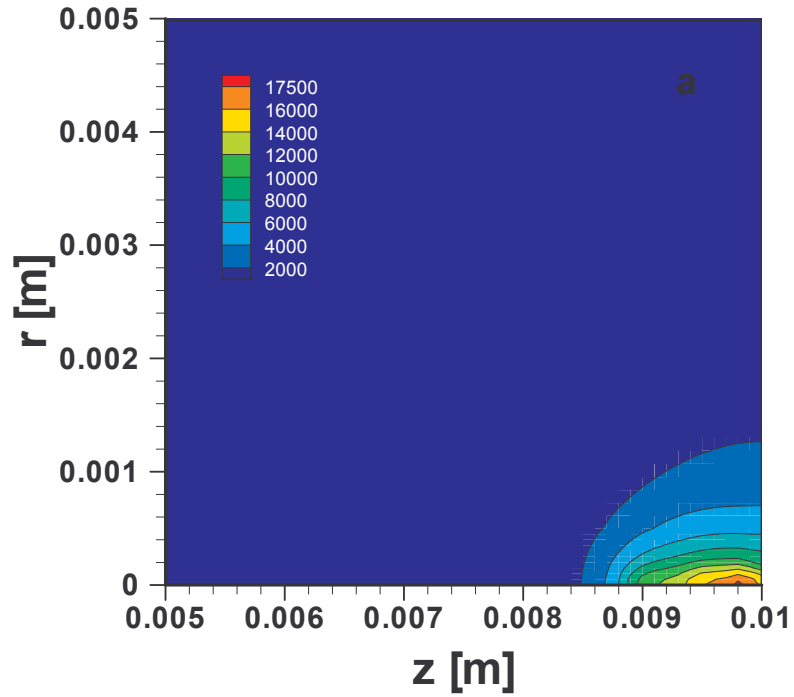
obszaru 0.005×0.005 m. Zewnętrzna izoterma określa temperaturę 2000 K, kolejne izotermy są co 2000 K. W przypadku mieszaniny Fe-Ar kształt i wymiary plazmy praktycznie nie ulegają zmianie, to znaczy początek gorącego obszaru plazmy argonu ustala się w odległości ~ 3.8 mm od próbki. Również maksymalna temperatura wewnątrz plazmy wynosi około 19500 K niezależnie od temperatury wlotowej par metalu. Zmienia się natomiast obszar z zawartością żelaza – zajmuje on nieco większy obszar w przypadku niższej temperatury par.

Efekt ten jest spowodowany zmniejszaniem się gęstości par żelaza, a co za tym idzie strumienia masy wraz z temperaturą. Większy strumień masy przebywa dłuższą drogę zanim zostanie zatrzymany przez napływający z przeciwnego kierunku strumień argonu.

Podobnie sprawa przedstawia się dla mieszaniny Fe-He (rysunek 5.11). Tutaj plazma helowa nie występuje i obserwujemy zwiększanie się całego obłoku w momencie, gdy zmniejszona została temperatura wylotu par metalu. Dla przykładu, kiedy temperatura par metalu zostanie zwiększona z 5 kK do 20 kK plazma maleje o 0.3 mm. Oprócz zmiany wielkości plazmy można zaobserwować również zmianę maksymalnej temperatury wewnątrz plazmy. Przy temperaturze par na wylocie z kanału wynoszącej 5 kK maksymalna temperatura ustala się na około 17.9 kK, podczas gdy przy 20 kK temperatura maksymalna wynosi ponad 20 kK.



Rys.5.10. Pole temperatur i ułamek masowy żelaza w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 5 kK (a,b), 20 kK (c,d), na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W.



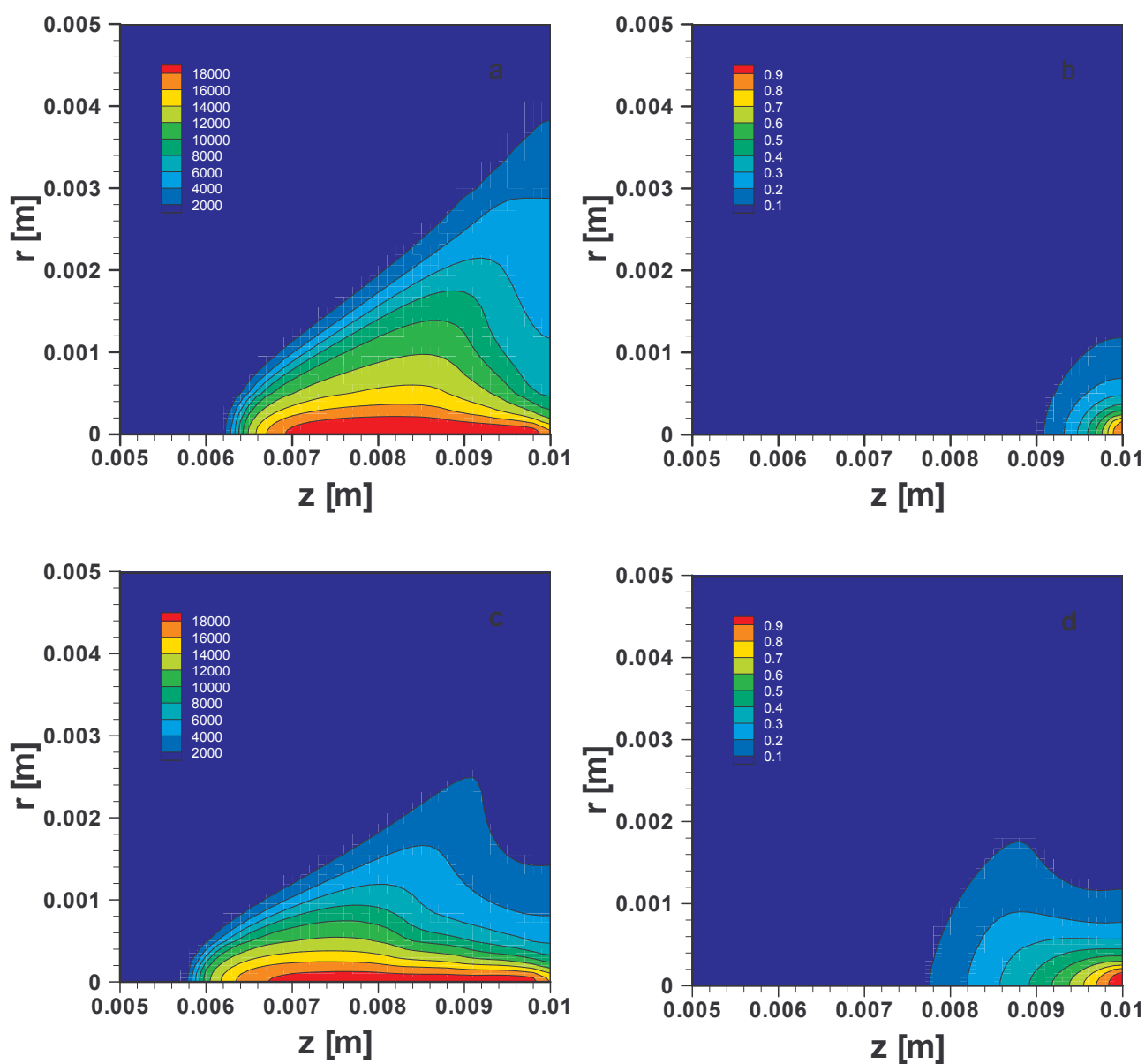
Rys.5.11. Pole temperatur w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy hel o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 5 kK (a), 20 kK (b), na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W.

5.4.2 Wpływ prędkości par metalu na wylocie z kanału parowego

Drugim charakterystycznym parametrem, który można przeanalizować w przypadku par metalu jest ich prędkość wylotowa z kanału parowego. Analizie zostały poddane dwa przypadki 50 m/s i 150 m/s. Podobnie jak w rozdziale 5.4.1 wszystkie pozostałe parametry zostały niezmienione, natomiast temperatura na wylocie z kanału parowego została ustalona na 10 kK.

Wyniki pokazują, że wraz ze wzrostem prędkości obserwujemy wydłużenie się plazmy. Przyczyna jest taka sama jak w przypadku zmniejszania temperatury par na wylocie z kanału – zwiększenie gęstości strumienia par żelaza. Podobny efekt zaobserwowali Wang i Chen w pracy [3]. Dla przykładu przedstawiono rozkłady temperatur dla mieszaniny Ar-Fe (rysunek 5.12 a,c). Dwukrotne zmniejszenie prędkości napływu par metalu (ze 100 m/s do 50 m/s) powoduje zmniejszenie się plazmy o około 0.2 mm, a co za tym idzie zmniejszenie absorpcji do 18.5 % (z 26.5 % przy 100 m/s). Natomiast gdy prędkość napływu wynosi 150 m/s obserwujemy nieznaczne wydłużenie się plazmy i zwiększenie absorpcji do 27.5 %.

Zmianę wielkości zaabsorbowanej mocy można natomiast tłumaczyć głównie tym, że przy większej prędkości napływu par zwiększa się obszar z przewagą par metalu (rysunek 5.12 b,d), które mają znacznie większy współczynnik absorpcji od argonu. Długość obszaru, w którym pary żelaza stanowią ponad 50 % w przypadku prędkości napływu 50 m/s wynosi około 0.3 mm, podczas gdy dla 150 m/s jest to około 0.8 mm. Na wielkość zaabsorbowanej mocy ma również wpływ zmiana rozkładu temperatury. W przypadku mniejszej prędkości obszar o wysokiej temperaturze (powyżej 18 kK) jest większy, a jak już wcześniej wspomniano współczynnik pochłaniania mieszaniny Ar-Fe znacznie maleje wraz ze wzrostem temperatury.



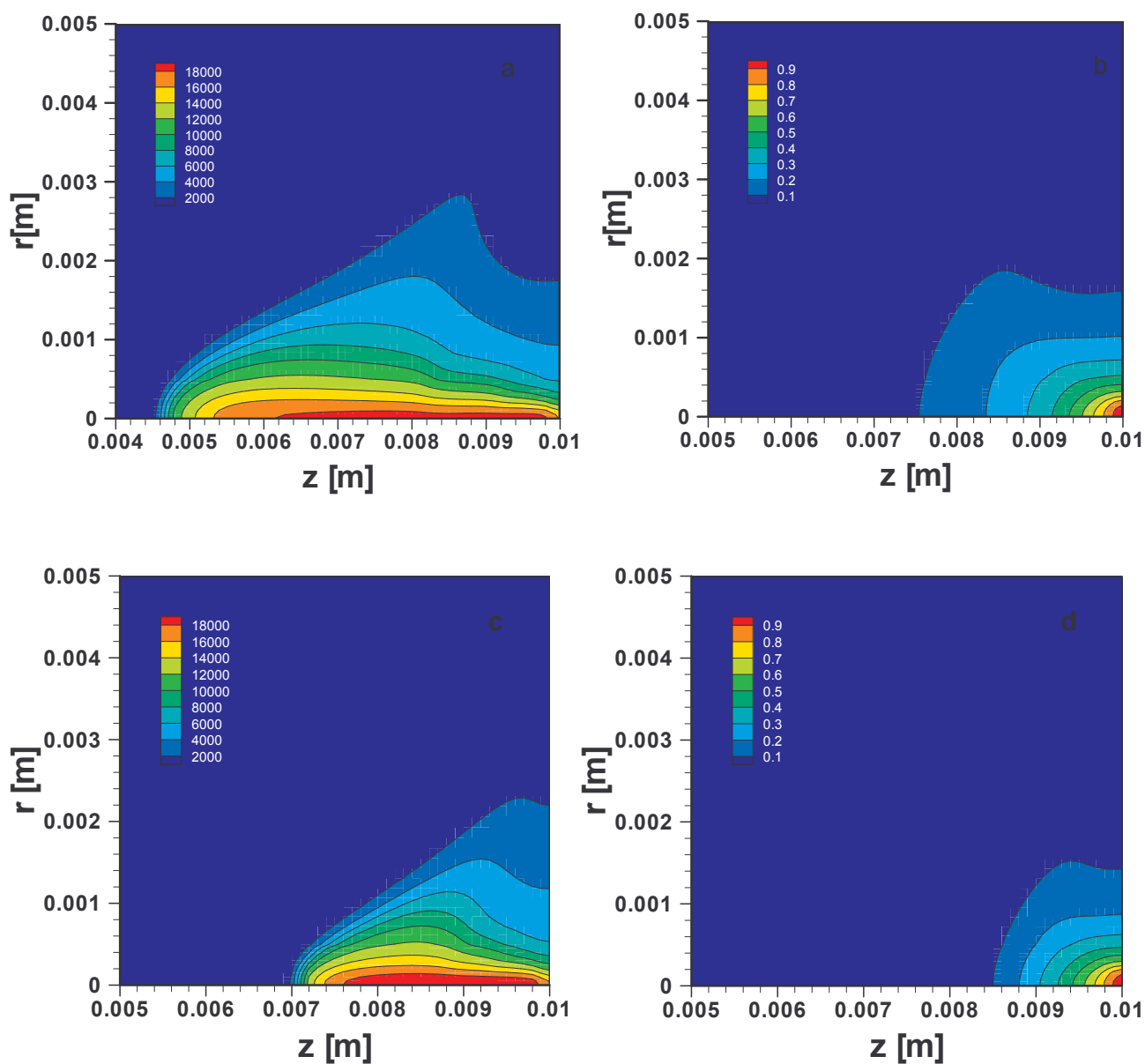
Rys.5.12. Pole temperatur (a, c) i ułamka masowego żelaza (b,d) w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 10 kK i 50 m/s (a,b), 150 m/s (c,d), na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W.

5.4.3 Wpływ prędkości gazu osłonowego na wylocie z dyszy

Wartość prędkości gazu osłonowego ma bardzo duży wpływ na jakość spawania laserowego. Podczas obliczeń uwzględniono prędkości 15 m/s, 25 m/s i 40 m/s w celu zbadania zależności pomiędzy prędkością wylotową gazu osłonowego a zachowaniem się plazmy.

Jak wynika z rysunku 5.13, zmniejszenie prędkości napływu gazu osłonowego powoduje zwiększenie się plazmy. Warto zauważyć, że przy małej prędkości napływu argonu rośnie obszar z zawartością par metalu jednak nie tak znacząco jak cały obłok plazmowy. Tak więc zmiana prędkości napływu gazu osłonowego wpływa nie tylko na zwiększenie rozmiarów plazmy żelaza ale i na wielkość plazmy palącej się w gazie osłonowym.

W przypadku, kiedy prędkość ta wynosi 15 m/s plazma wydłuża się o 1.4 mm w stosunku do plazmy powstającej przy prędkości 25 m/s. Natomiast gdy prędkość wylotowa zostaje zwiększona do 40 m/s wysokość plazmy maleje do 3 mm. Ma to znaczący wpływ na ilość zaabsorbowanej energii. W przypadku prędkości argonu 15 m/s czoło plazmy ustala się na odległości około 5.4 mm od powierzchni próbki a plazma pochłania aż 33 % mocy wiązki, podczas gdy przy prędkości napływu 40 m/s tylko 19.8 %.



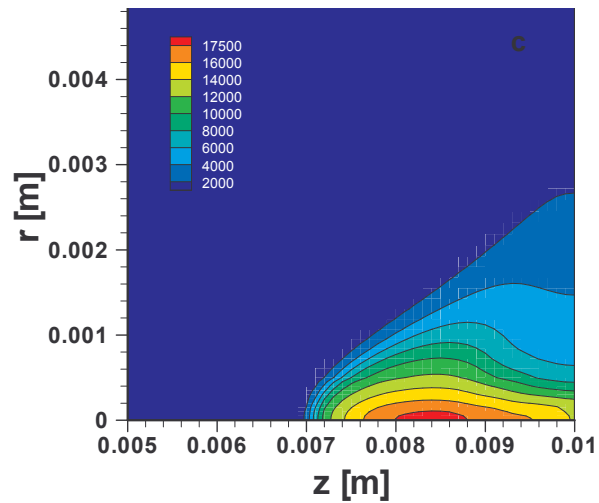
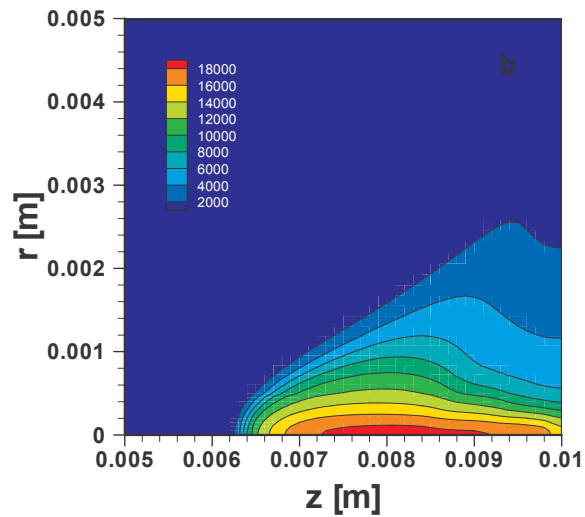
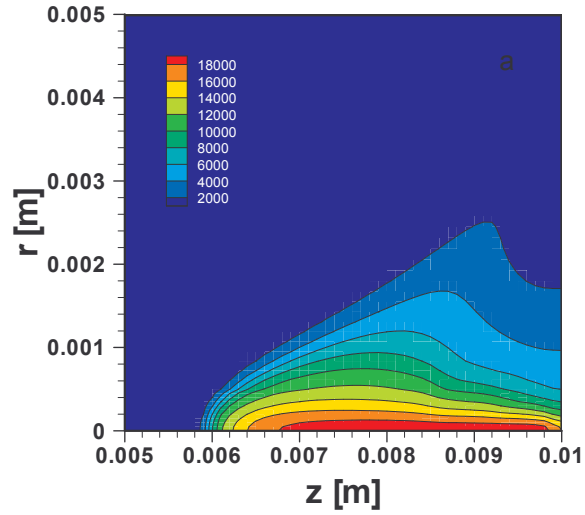
Rys.5.13 Pole temperatur i ułamka masowego żelaza w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy argon o parametrach 15 m/s (a,b), 40 m/s (c,d) i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 10 kK i 100 m/s na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W.

5.4.4. Wpływ parametrów wiązki na wyniki modelowania

Oprócz warunków brzegowych, które mają znaczący wpływ na parametry plazmy, jak to pokazano powyżej, istotną rolę odgrywa źródło energii, czyli wiązka promieniowania laserowego. Sposób, w jaki wiązka laserowa została wprowadzona do obliczeń został omówiony w rozdziale 2.4. Istotną sprawą jest wpływ parametrów wiązki na zachowanie się plazmy. W celu zbadania tego wpływu przeprowadzono analizę dwóch parametrów wiązki to znaczy średnicy wiązki w ognisku (czyli jakości ogniskowania) i położenia ogniska względem próbki.

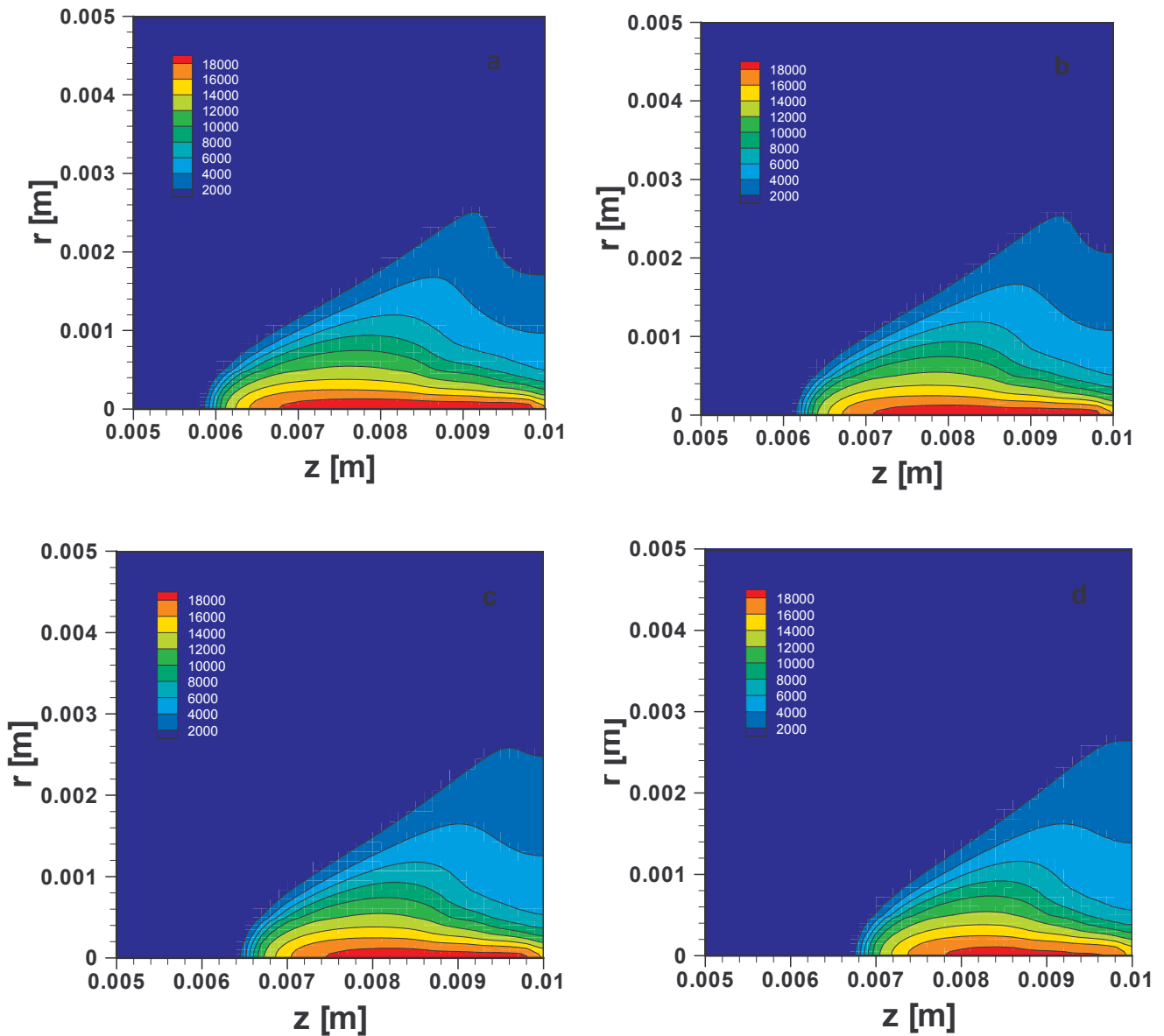
Przyjęcie wiązki gaussowskiej jako źródła energii ułatwia manipulowanie charakteryzującymi ją parametrami. Rozpatrzono trzy wartości średnicy wiązki w ognisku: 0.3, 0.424 i 0.6 mm. Pozostałe parametry są jak w większości obliczeń tzn. gaz osłonowy argon o temperaturze 300 K napływa z dyszy z prędkością 25 m/s, pary żelaza o temperaturze 10 kK wypływają z kanału parowego z prędkością 100 m/s, ognisko wiązki położone jest na powierzchni próbki, moc lasera wynosi 1700 W.

Wyniki przedstawione są na rysunku 5.14. Wraz ze wzrostem średnicy wiązki laserowej w ognisku maleje natężenie wiązki. W efekcie zmniejsza się rozmiar obłoku plazmowego, a co za tym idzie absorpcja wiązki laserowej. Zmiana powoduje zmniejszenie się pochłaniania z 26.5 do 20.2% mocy niesionej przez wiązkę. Wraz ze wzrostem średnicy wiązki gorący rdzeń plazmy odsuwa się od powierzchni próbki. Zwiększenie średnicy ogniska powoduje spadek temperatury maksymalnej z 18600 K (przy 0.3 mm) do 17700 K (przy 0.6 mm). Zwróćmy uwagę, że badany efekt jest równoważny zjawisku refrakcji.



Rys. 5.14. Pole temperatur w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 10 kK i 100 m/s na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Średnica wiązki w ognisku 0.3 (a), 0.424 (b) i 0.6mm (c).

Kolejne symulacje miały na celu zbadanie wpływu położenia ogniska względem próbki na parametry obłoku. Średnica wiązki w ognisku została ustalona jako 0.3 mm, a położenie ogniska przesuвано odpowiednio pod powierzchnię próbki na odległość 0.5, 1 i 1.5 mm. Wyniki obliczeń w postaci pól temperatur przedstawione są na rysunku 5.15.



Rys.5.15. Pole temperatur w plazmie powstającej podczas spawania laserowego. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 10 kK i 100 m/s na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Położenie ogniska na powierzchni próbki (a), pod powierzchnią 0.5 mm (b), 1 mm (c) i 1.5 mm (d).

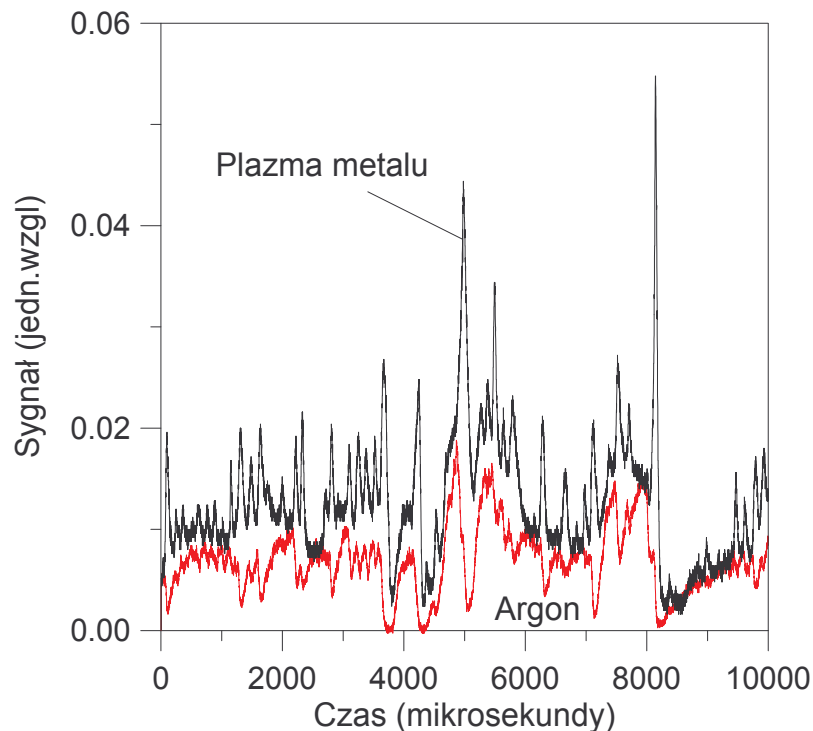
Przesunięcie położenia ogniska w głąb spawanego materiału wpływa podobnie na obłok plazmowy jak zwiększanie średnicy wiązki w ognisku. Obszar, w którym pali się plazma ulega zmniejszeniu, a co za tym idzie zmniejsza się absorpcja wiązki laserowej. Gorący rdzeń plazmy nieco odsuwa się od próbki. Zmiana położenia ogniska nie wpływa na temperaturę maksymalną, która ustala się na poziomie około 18600 K. Przesunięcie ogniska wiązki w głąb próbki o 1.5 mm powoduje zmniejszenie pochłaniania z 26.5 % całkowitej mocy lasera do 21.8 %.

5.5 Rozwój obłoku - model niestacjonarny

Proces spawania laserowego w rzeczywistości jest procesem niestacjonarnym. Ściany kanału parowego są w ciągłym ruchu wynikającym z różnych niestabilności hydrodynamicznych [1]. Zmiana kształtu przedniej ściany kanału parowego ma wpływ na wielkość zaabsorbowanej mocy lasera, a co za tym idzie na proces odparowywania spawanego metalu. Podobne fluktuacje są obserwowane w promieniowaniu plazmy znajdującej się nad kanałem parowym. Czas charakterystyczny rozwoju obłoku plazmowego jest mniejszy niż 1 ms. Można spodziewać się znaczących różnic pomiędzy przypadkiem stacjonarnym i niestacjonarnym, głównie w obszarze mieszania się par metalu i gazu osłonowego, który będzie się zmieniał wraz z upływem czasu. Jak wspomniano we wstępie niestacjonarny rozwój plazmy był już modelowany w [7]. Przedstawione tam obliczenia przedstawiają pierwsze 5 mikrosekund oddziaływania wiązki laserową z płaską powierzchnią metalu i tworzącą się plazmą. W cytowanej pracy nie uwzględniono promieniowania plazmy i użyto uproszczonej zależności na współczynnik absorpcji, przez co wartości współczynnika pochłaniania były zaniżone. Poniżej omówiony zostanie przypadek oddziaływania wiązki laserowej z plazmą wypływającą z kanału parowego.

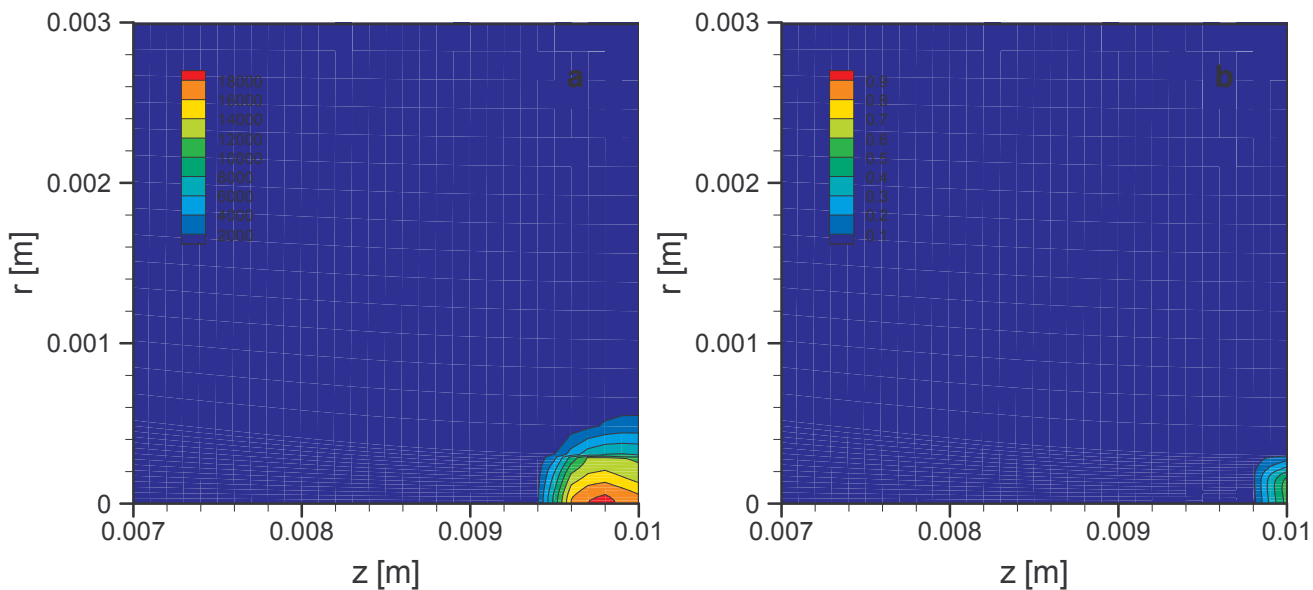
Wyniki eksperymentu pokazują, że plazma metalu oscyluje z częstotliwością około 3 kHz (rysunek 5.16). W większości wypadków sygnał z fotodiody rejestrujący globalne świecenie plazmy, a więc przede wszystkim par metalu, oscyluje na tle pewnego stałego poziomu. Tę sytuację opisuje w przybliżeniu model stacjonarny, który reprezentuje wyniki uśrednione. Natomiast w niektórych impulsach plazma metalu jak również plazma argonu zanika do zera. Jest to jakościowo inna sytuacja i taki przypadek zostanie rozpatrzony poniżej.

Jako warunek początkowy w chwili $t = 0$ założono ustalony przepływ argonu o temperaturze 300 K przy braku wypływu par z kanału parowego. Pomimo, że laser jest włączony nie widać wpływu wiązki na przepływ, ponieważ zimny argon nie absorbuje energii. W kolejnym kroku czasowym pary metalu zaczynają wypływać z kanału parowego. Na tej podstawie można przyjąć, że prędkość wypływu par metalu z kanału parowego zmienia się według $v = 4.44 \cdot 10^9 t^2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dla $t < 150 \text{ }\mu\text{s}$ i $v = 4.44 \cdot 10^9 (t - 3 \cdot 10^{-4})^2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ w przedziale $150 < t < 300 \text{ s}$. Tak więc dla czasu $t = 0$ prędkość $v = 0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, a następnie rośnie do wartości maksymalnej $v = 100 \text{ ms}^{-1}$, która uzyskiwana jest po 150 μs . Po osiągnięciu maksimum prędkość maleje. W tych obliczeniach użyto zmodyfikowanego współczynnika dyfuzji, który uwzględnia zarówno zderzenia atomów żelaza z atomami argonu, jak i jonów żelaza z atomami argonu.

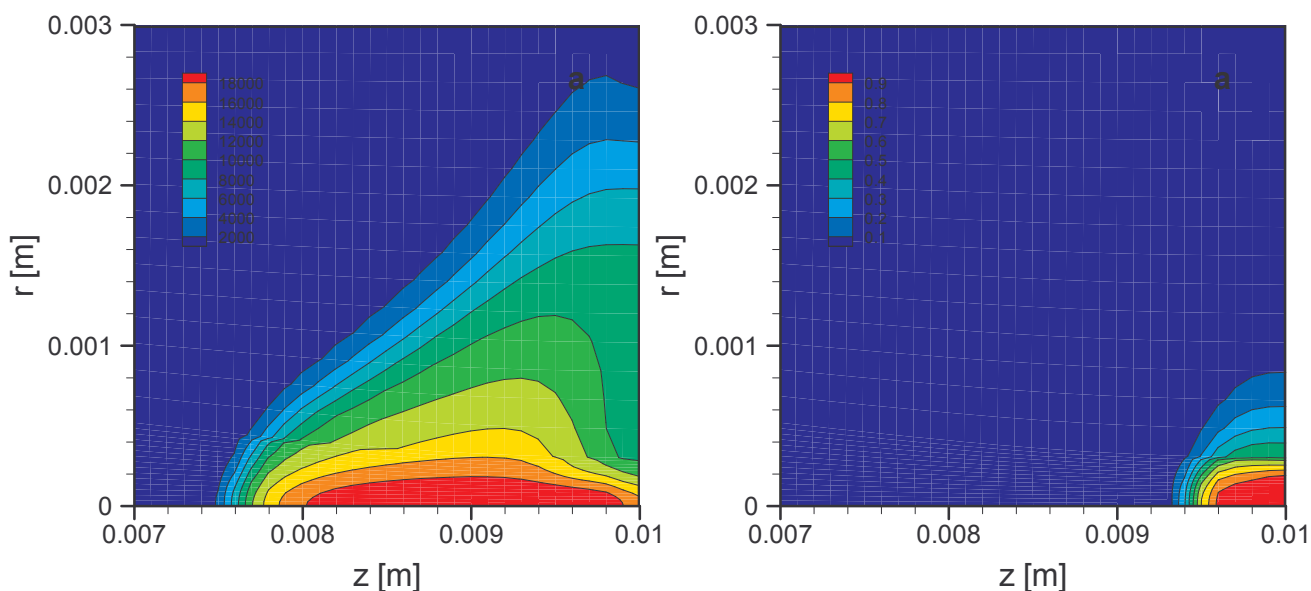


Rys 5.16. Sygnał z obłoku plazmowego powstającego podczas spawania laserem CO₂. Moc lasera 1700 W. Gaz osłonowy argon. Materiał spawany blacha ze stali nierdzewnej o grubości 2 mm. Prędkość spawania 2 m/min.[8]

Wyniki obliczeń pokazują, że w przypadku, kiedy argon użyty jest jako gaz osłonowy plazma argonu zaczyna rozwijać się bardzo szybko – w ciągu kilka mikrosekund po pojawieniu się plazmy żelaza na zewnątrz kanału parowego. Dalej, w kolejnych krokach czasowych,



Rys.5.17. Pole temperatur (a) i udział masowy par żelaza (b) w plazmie powstałej podczas spawania laserowego po czasie $t = 25 \mu\text{s}$. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 2.78 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Zewnętrzna izoterma 2000 K. Odstęp izoterm 2000 K. Powierzchnia metalu i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01 \text{ m}$.



Rys.5.18. Pole temperatur (a) i udział masowy par żelaza (b) w plazmie powstałej podczas spawania laserowego po czasie $t = 150 \mu\text{s}$. Gaz osłonowy argon o parametrach 25 m/s i 300 K na wylocie z dyszy. Pary metalu o parametrach 100 m/s i 10 kK na wylocie z kanału parowego. Moc lasera 1700 W. Zewnętrzna izoterma 2000 K. Odstęp izoterm 2000 K. Powierzchnia metalu i ognisko wiązki laserowej w $z = 0.01 \text{ m}$.

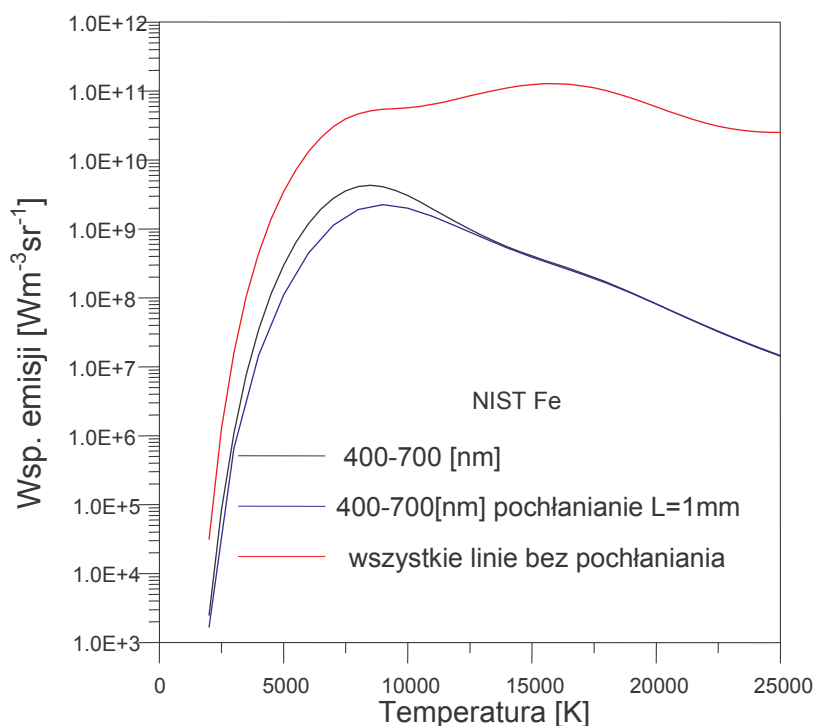
obserwowane są obydwie plazmy. Po 25 μs (rys. 5.17) plazma żelaza osiąga 0.2 mm i jest w dużej mierze rozcieńczona przez argon. Górna połowa plazmy usytuowana pomiędzy $0.0094 < z < 0.0098$ m pali się praktycznie w czystym argonie, osiągając maksymalnie temperaturę ponad 18 kK. Po 150 μs wysokość plazmy wzrasta do 2.5 mm (rys.5.18), przy czym ponownie plazma argonu zajmuje większość gorącego obszaru – pomiędzy $0.0077 < z < 0.0094$ m. Obecność plazmy argonu znacząco zwiększa pochłanianie wiązki laserowej powodując, że całkowita absorpcja wynosi odpowiednio 3.75 % mocy lasera po 25 μs i 15% po 150 μs .

6. Porównanie wyników z eksperymentem

6.1 Promieniowanie plazmy w zakresie widzialnym

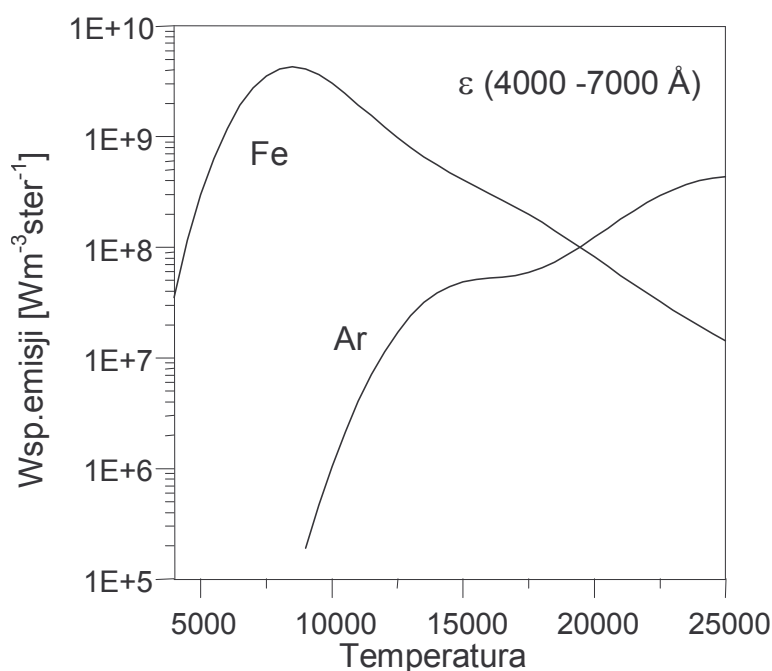
Podczas spawania laserowego powstaje plazma, która wypromieniowuje pewną część energii. Promieniowanie to jest głównie promieniowaniem linii o długościach fali 2500-10000 Å. Przedział fal widzialnych zawarty jest w zakresie 4000 - 7500 Å. Analiza rozkładu promieniowania w tym zakresie umożliwia określenie zależności gęstość mocy promieniowania od długości fali. Na tej podstawie można z kolei określić kolor plazmy argonu i plazmy metalu i zinterpretować kolorowe zdjęcia obłoku plazmowego.

Wyniki obliczeń przedstawione na rysunku 6.1 pokazują, że w przypadku promieniowania widzialnego plazmy żelaza samoabsorpcja jest niewielka. Występuje ona głównie w temperaturach poniżej 10000 K, gdzie w przypadku argonu promieniowanie i tak jest pomijalne (patrz rys.6.2). Obliczenia pokazały, że w przedziale widzialnym w zakresie temperatur 2500 - 10000 K znaczny udział w całkowitym promieniowaniu plazmy mają atomy żelaza. Przy temperaturach wyższych charakterystycznych dla jonów pochłanianie (grubość optyczna $L=1\text{mm}$) praktycznie nie ma wpływu na wielkość wypromieniowanej energii.



Rys. 6.1 Współczynnik emisji netto plazmy żelaza w zakresie fal widzialnych 400-700 nm.

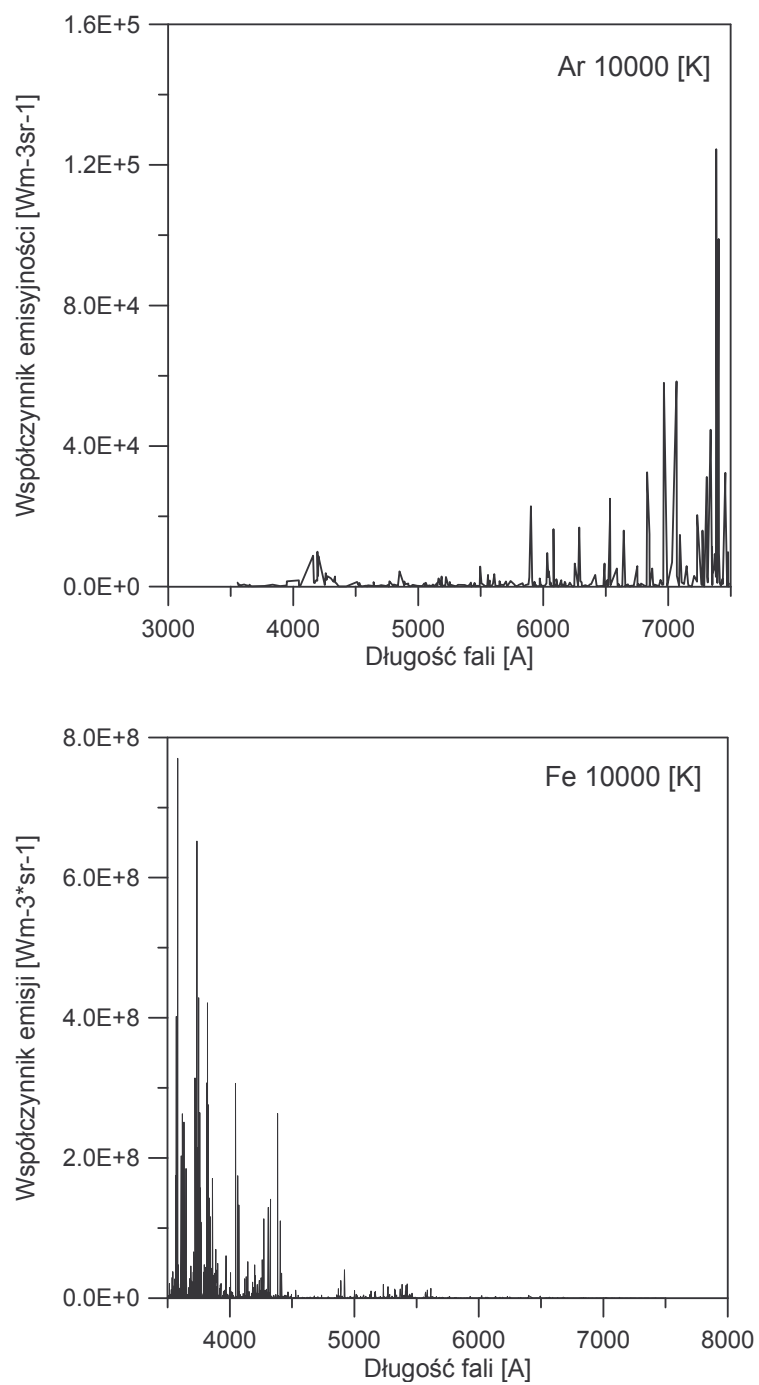
W tej sytuacji do celów analizy kolorowych zdjęć obłoku plazmowego nie trzeba wyznaczać współczynnika netto, wystarczy policzyć sumaryczny współczynnik emisji $\Sigma \varepsilon_N$. Sumowanie przeprowadzone jest po wszystkich liniach atomowych i jonowych z zakresu widzialnego. Jak widać z rysunku 6.2, promieniowanie plazmy żelaza w najbardziej nas interesującym zakresie tzn. w temperaturach poniżej 15000 K jest znacznie silniejsze niż plazmy argonu. Dodatkowo zależność współczynnika emisji od długości fali jest inna dla argonu i żelaza.



Rys.6.2 Porównanie promieniowania plazmy argonu i metalu w zakresie widzialnym w zależności od temperatury [1].

Rysunek 6.3 pokazuje zależność od długości fali współczynników emisji argonu i żelaza przy temperaturze 10000 K. Do obliczeń użyto wyłącznie danych z bazy NISTu; 518 linii argonu, z czego 320 Ar I, 190 Ar II, i 8 Ar III. W przypadku żelaza rozważono 1925 linii w tym 1546 to Fe I, 259 Fe II i 120 Fe III. Udział promieniowania ciągłego, omówiony w rozdziale 3.3, nie przekracza kilku procent i został zaniedbany.

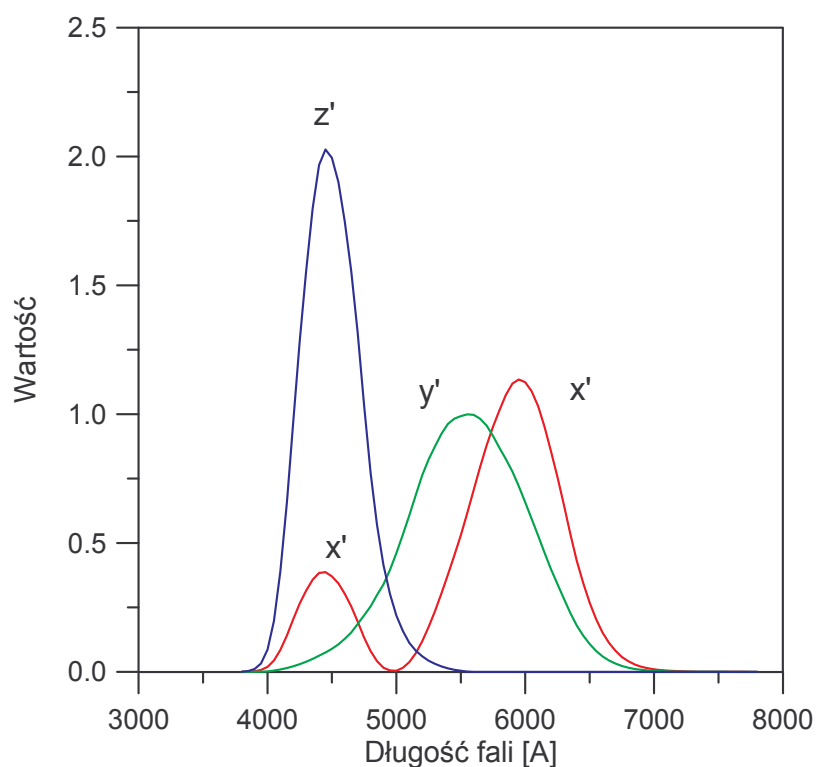
Widać wyraźnie, że zjonizowane pary żelaza promieniują głównie w zakresie niebieskim, podczas gdy argon w zakresie czerwonym. Stwarza to możliwość odróżnienia obu składników w obłoku gazowym na podstawie kolorowych zdjęć obłoku.



Rys 6.3 Współczynniki emisji linii żelaza i argonu w zakresie fal widzialnych dla temperatury 10000 K [1].

6.2 Określenie koloru obłoku plazmowego

W roku 1931 Międzynarodowa Komisja Oświetleniowa (CIE) wprowadziła model odczytywania kolorów oparty na percepcji człowieka. Model CIE XYZ, taki jak jest obecnie znany, definiuje trzy ustalone barwy podstawowe X , Y , Z , które mogą być mieszane w celu otrzymania kolorów widzianych przez człowieka. W ten sposób zastąpiono w procesie dopasowania barwy czerwoną, zieloną i niebieską pozbywając się problemów, jakie występują w innych układach np.: RGB, gdzie do uzyskania pewnych kolorów potrzebne są ujemne wagi. Odpowiednie trzy składowe trójchromatyczne widmowe dla układu CIE ($\bar{x}_\lambda, \bar{y}_\lambda, \bar{z}_\lambda$) przedstawiono na rysunku 6.4.



Rys.6.4 Funkcje zrównania barw $\bar{x}_\lambda, \bar{y}_\lambda, \bar{z}_\lambda$, dla barw podstawowych XYZ w modelu CIE 1964

Barwa podstawowa Y została zdefiniowana tak, aby po przemnożeniu przez \bar{y}_λ odpowiadała odpowiednio funkcji czułości oka na światło. Barwy X, Y były uzyskane drogą eksperymentalną, podczas badań reakcji oka ludzkiego na różnokolorowe światło.

Trzeba też zaznaczyć, że $\bar{x}_\lambda, \bar{y}_\lambda, \bar{z}_\lambda$ nie są rozkładami widmowymi barw X, Y, Z . Wielkości X, Y, Z o rozkładzie widmowym energii $P(\lambda)$ otrzymujemy z następujących zależności [2]:

$$X = k \int P(\lambda) \bar{x}_\lambda d\lambda, \quad Y = k \int P(\lambda) \bar{y}_\lambda d\lambda, \quad Z = k \int P(\lambda) \bar{z}_\lambda d\lambda \quad (6.1)$$

gdzie $k = 680 \text{ [lm/W]}$ dla obiektów świecących.

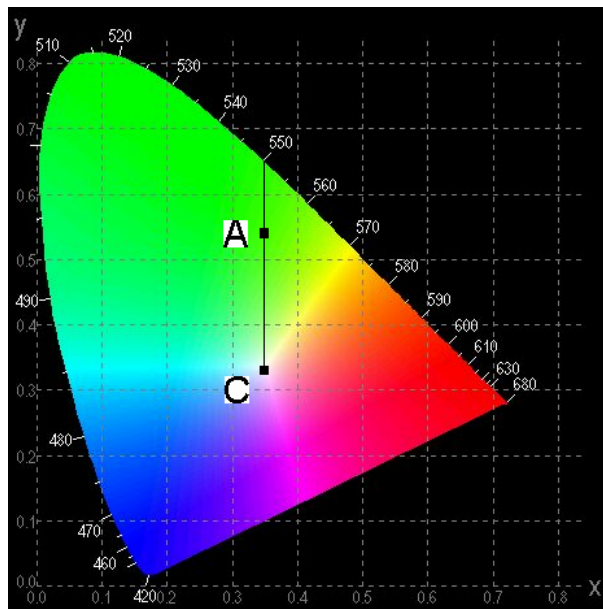
Chromatyczne wartości są określone jako :

$$x = X / (X+Y+Z), \quad y = Y / (X+Y+Z), \quad z = Z / (X+Y+Z), \quad (6.2)$$

Znając x, y można określić z jako $z = 1 - x - y$.

Do celów analizy kolorów plazmy powstającej podczas spawania laserowego jako rozkład widmowy energii $P(\lambda)$ wykorzystano współczynniki emisji z zakresu fal widzialnych.

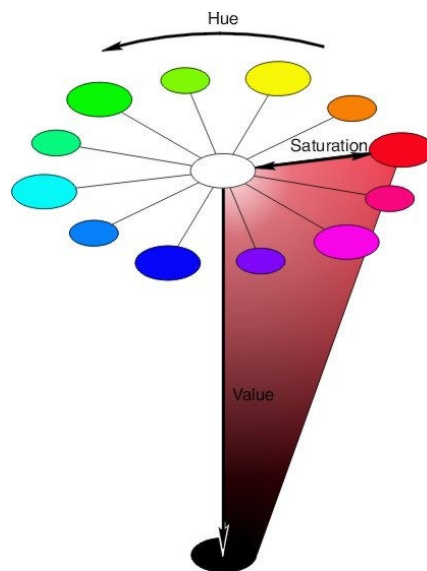
Diagram CIE pokazany na rysunku 6.5 jest wykreślony na podstawie wartości x i y dla wszystkich barw widzialnych. Każdy punkt na krawędzi to w 100% czysta barwa, natomiast wewnątrz znajdują się wszystkie inne postrzegane barwy. W centrum gdzie wszystkie kolory mieszają się równo znajduje się kolor biały ($x = y = z = 1/3$) [2].



Rys.6.5. Wykres chromatyczności CIE . Punkt C w środku pokazuje położenie koloru białego

Tak więc, jeśli oddalamy się od krawędzi diagramu po linii prostej w kierunku barwy białej uzyskujemy coraz mniejsze nasycenie barwy o zadanej długości fali. W ten sam sposób można wyznaczyć długość fali dla dowolnej barwy na diagramie. Załóżmy, że interesuje nas długość fali barwy w punkcie A (rys 6.5). Prowadzimy prostą z punktu C (kolor biały) poprzez punkt A do krawędzi diagramu. Przecięcie prostej z granicą diagramu wyznacza długość fali, a co za tym idzie czystą barwę dla interesującego nas punktu.

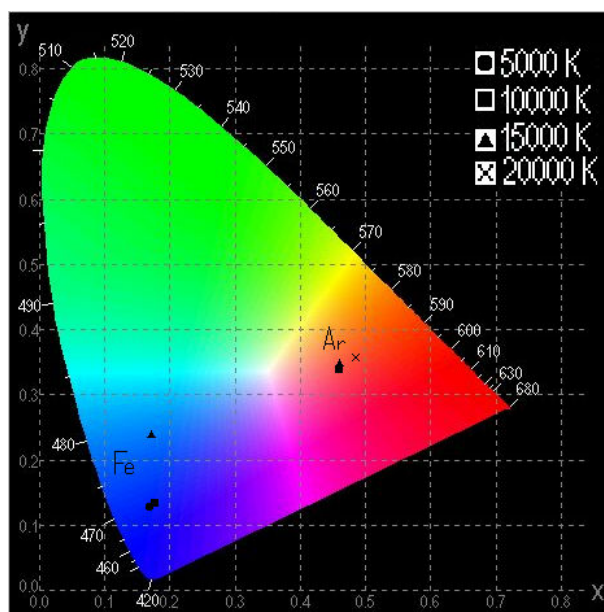
Wykres CIE nie pokazuje zależności od jasności (luminancji). Barwy o tym samym nasyceniu, ale różnych luminancjach kryją się pod jednym punktem. Dlatego np. kolor brązowy, będący kolorem pomarańczowo-czerwonym przy małej luminancji, nie jest na diagramie CIE widoczny. Dla ilustracji przedstawiono model Model HSV – Hue Saturation Value (Barwa-Nasycenie –Jasność), który pokazuje takie barwy (rys.6.6).



Rysunek 6.6. Model HSV – Hue Saturation Value (Barwa-Nasycenie –Jasność)

Kolory o małej jasności znajdują się blisko koloru czarnego, natomiast o nadmiernej jasności dążą do barwy białej. Zbyt duża jasność powoduje, że np. na kolorowych zdjęciach obserwujemy białe obszary.

Użyteczność diagramu chromatyczności jest wieloraka. Umożliwia ona mierzenie dominującej długości fali i czystości dowolnej barwy na zasadzie opisywania barwy jako mieszaniny trzech składowych CIE.



Rys.6.7 Kolory wyznaczone dla plazmy żelaza i argonu w zależności od temperatury [1].

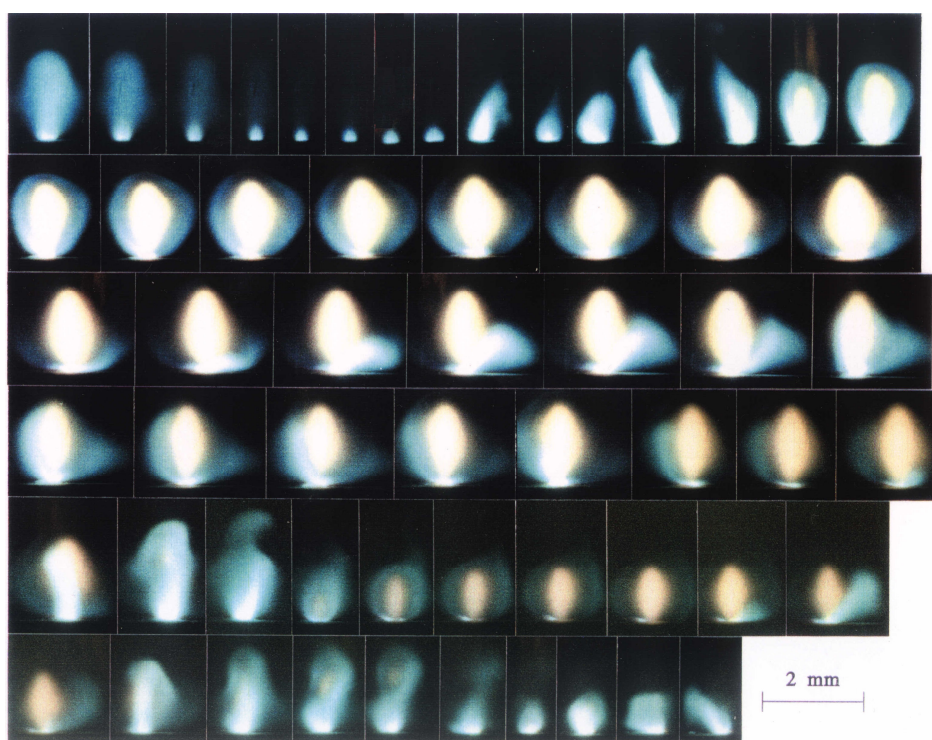
Na rysunku 6.7 naniesiono dominujące kolory dla plazmy żelaza i argonu w zależności od temperatury plazmy. Jak widać, niezależnie od temperatury plazma żelaza świeci na niebiesko, a argonu na pomarańczowo. Co warto podkreślić podobne kolory obserwuje się na zdjęciach obłoku plazmowego zrobionych szybką kamerą przedstawionych poniżej.

6.3 Analiza wyników eksperymentalnych

6.3.1 Analiza zdjęć kolorowych

Połączenie obliczeń współczynników emisyjności plazmy wraz z analizą kolorów (model CIE) umożliwia wyznaczenie kolorów plazmy. W analizowanym przypadku, kiedy

rozważamy mieszaninę argonu i żelaza, plazma argonu ma zabarwienie różowo-pomarańczowe natomiast żelazo kolor niebieski. Ustalenie koloru składników umożliwia omówienie kilku przykładów zachowania się plazmy, które zostały zarejestrowane na kolorowych zdjęciach (patrz rysunek 6.8) przy wykorzystaniu szybkiej kamery [3].



Rys.6.8. Zdjęcia obłoku plazmowego zrobione kamerą do szybkich zdjęć (wg [3]). Czas ekspozycji $10 \mu\text{s}$, odstęp między ujęciami $40 \mu\text{s}$. Moc lasera 2 kW. Materiał spawany stal 1H18N9 o grubości 2 mm. Prędkość spawania 1 m/min. Gaz osłonowy argon 10 l/min. Maksymalne wysokości obłoku ~ 1.8 mm. Niebieski obłok – plazma w parach metalu, różowy – plazma argonowa.

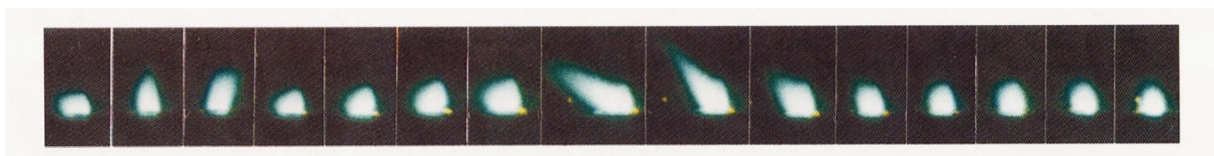
Na pierwszych trzynastu zdjęciach pierwszego rzędu można zaobserwować przede wszystkim różne stadia zachowania się niebieskiej plazmy żelaza. Na zdjęciach tych praktycznie niezauważalny jest kolor różowo-pomarańczowy. Jego pojawienie się w centrum plazmy na zdjęciu 14 wskazuje na to, że zaczyna rozpalać się plazma argonu. Pojawienie się plazmy argonu i jej wzrost na kolejnych zdjęciach powoduje stopniowe zwiększanie się całkowitej objętości plazmy. W rzędzie drugim można zaobserwować, że plazma argonu, która usytuowała się bezpośrednio nad kanałem parowym praktycznie nie zmienia się. Jednak

nie pozostaje to bez wpływu na wypływ plazmy metalu. Tak umiejscowiona plazma argonu utrudnia erupcję zjonizowanych par metalu, których stopniowy zanik widoczny jest na kolejnych zdjęciach. Dzieje się tak do pierwszego zdjęcia rzędu trzeciego, na którym zarejestrowano kolejną erupcję niebieskiej plazmy. Ze względu na istniejącą „przeszkodę” zjonizowane paru metalu wypływają z prawej strony plazmy argonu. Na pierwszym zdjęciu rzędu czwartego niebieska plazma metalu opływa równomiernie plazmę argonu. W dalszym ciągu rozwoju zjawiska widoczne jest obniżenie się tempa wypływu i przygasanie plazmy par metalu. W wierszu piątym zarejestrowana jest kolejna erupcja plazmy metalu. Plazma argonu zostaje zdmuchnięta, a następnie pojawia się ponownie powodując kolejne zablokowanie kanału parowego. Kiedy plazma argonu ponownie zanika w wyniku powtórnego gwałtownego wyrzutu plazmy metalu z kanału parowego, na kolejnych zdjęciach można zaobserwować sytuację jaka występowała w wierszu pierwszym, a cały proces powtarza się ponownie.

Analiza zdjęć nie pozwala jednoznacznie stwierdzić, że obydwa składniki plazmy mieszają się. Nawet przy ciśnieniu parcjnym ~ 0.06 MPa argonu barwa mieszaniny nie zmienia się zbyt, a plazma ma w dalszym ciągu kolor niebieski [1].

Przy czasie ekspozycji $10 \mu\text{s}$ na niektórych zdjęciach praktycznie obserwowany jest tylko gorący trzon plazmy metalu z otaczającym go chłodniejszym zabarwionym na niebiesko obszarem. To, że plazma argonu nie jest tu obserwowana może wynikać ze zmiany kierunku przepływu par metalu. W momencie, kiedy strumień plazmy metalu wypływa w kierunku czoła kamery może spowodować, że plazma argonu będzie zasłonięta.

W przypadku, kiedy gazem osłonowym jest hel opisywane powyżej zjawiska nie mają miejsca (patrz rysunek 6.9). Wynika to z wysokiego potencjału jonizacji helu. Wysoki potencjał jonizacji powoduje, że hel nie ulega zjonizowaniu w występującym w obłoku plazmowym przedziale temperatur.



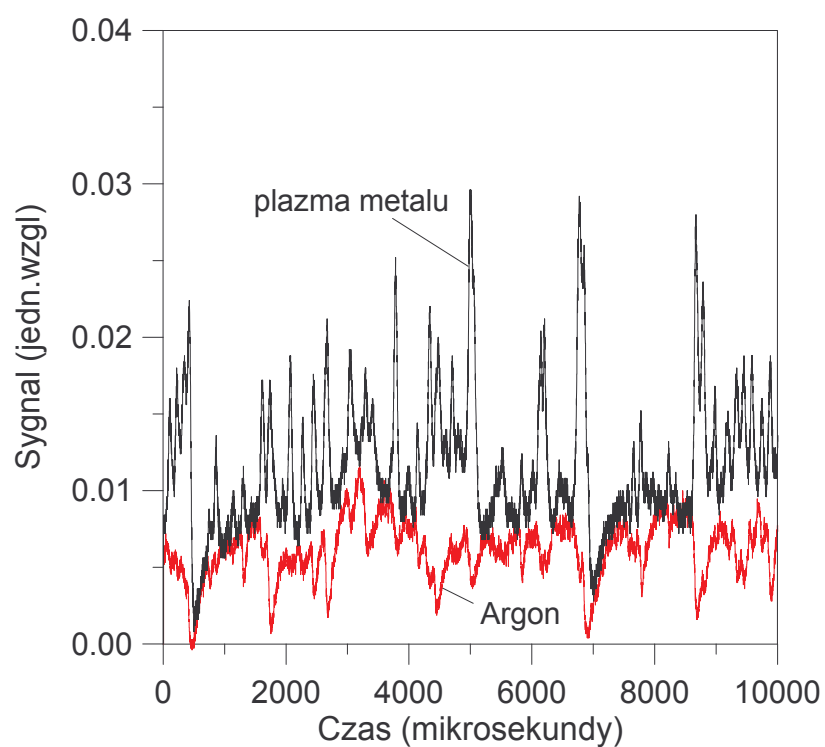
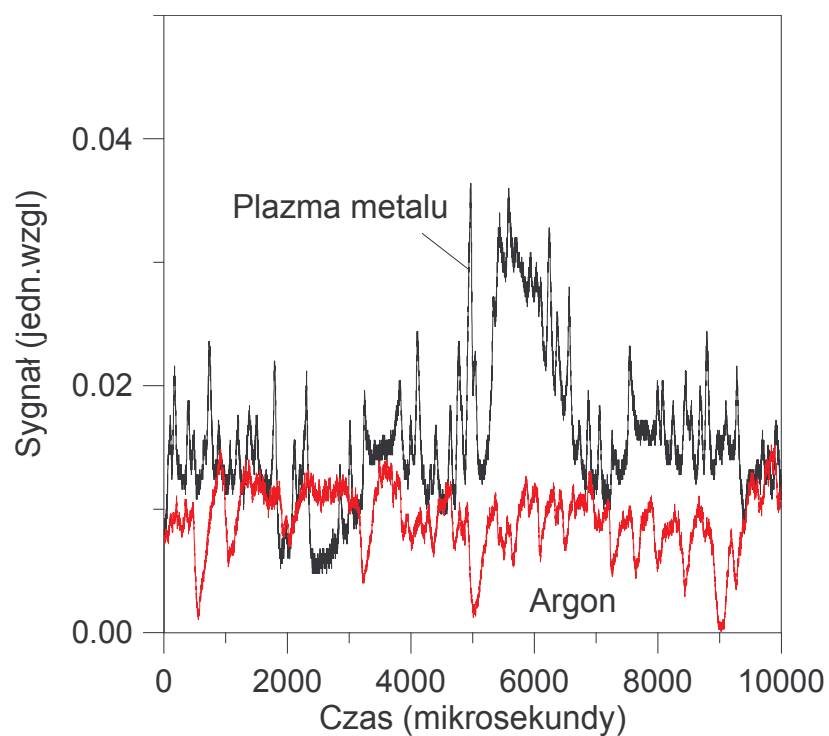
Rys.6.9. Zdjęcia obłoku plazmowego zrobione kamerą do szybkich zdjęć (wg [3]). Czas ekspozycji $10 \mu\text{s}$, odstęp między ujęciami $40 \mu\text{s}$. Moc lasera 2 kW. Materiał spawany stal 1H18N9 o grubości 2 mm. Prędkość spawania 1 m/min. Gaz osłonowy hel 40 l/min. Maksymalne wysokości obłoku ~ 0.5 mm. Niebieski obłok – plazma w parach metalu

Przeprowadzona powyżej analiza kolorowych zdjęć obłoku plazmowego pozwala na jednoznaczne stwierdzenie, że w przypadku, gdy gazem osłonowym jest argon występują dwie plazmy – plazma żelaza i plazma argonu. Gdy gazem osłonowym jest hel występuje tylko plazma żelaza prawdopodobnie wymieszana w pewnym stopniu z helem. Pozwala to na stwierdzenie, że zasadnicze wyniki modelu teoretycznego są poprawne. Oczywiście geometria, z jaką spotykamy się przy rzeczywistym wypływie par metalu jest bardziej skomplikowana. Kierunek wypływu par, ich prędkość i wydatek zależą od kształtu ścianki kanału parowego, która permanentnie zmienia swój kształt. Oscylacje kanału parowego są skomplikowane i do tej pory nie ma uznanego modelu tego zjawiska [4].

6.3.2 Analiza pomiarów spektroskopowych

Również analiza pomiarów spektroskopowych, w których rejestrowano promieniowanie obłoku plazmowego przy pomocy monochromatora i fotopowielacza oraz fotodiody dostarcza interesującego materiału porównawczego.

Rysunek 6.10 przedstawia typowe sygnały optyczne emitowane przez obłok plazmowy (patrz także [4,5]). Sygnał z fotodiody reprezentuje promieniowanie globalne tzn. głównie par metalu, ponieważ argon świeci znacznie słabiej; na potwierdzenie tego wskazuje fakt, że często oba sygnały są często w przeciwfazie. Oprócz tego mierzone jest natężenie linii argonu atomowego 7504 Å. Analiza tych sygnałów została przedstawiona w [4, 5]. Jak widać, plazma pojawia się nad powierzchnią w postaci niezbyt regularnych impulsów. Oscylacyjny charakter promieniowania obłoku jest związany z oscylacjami ścianki kanału parowego. Od czasu do czasu sygnały rejestrujące promieniowanie argonu i plazmy maleją do zera, ale na ogół występują oba sygnały; z par metalu i argonu. Zwróćmy uwagę, że promieniowanie argonu nie powiela zachowania plazmy metalu, co oznacza, że plazma argonu istnieje „niezależnie” a nie tylko jako składnik mieszaniny. Wyniki te ponownie potwierdzają prawidłowość wyników modelu.



Rys. 6.10 (a, b). Typowe sygnały optyczne emitowane przez obłok plazmowy powstający przy spawaniu stali nierdzewnej o grubości 2 mm. Czarna linia – sygnał z fotodiody, czerwona – promieniowanie linii argonu Ar I 7504 Å (J.Hoffman – nieopublikowane)

7. Podsumowanie

Przedstawiony w pracy teoretyczny model obłoku plazmowego powstającego przy laserowym spawaniu stali poprawnie ukazuje obecność plazmy argonu i plazmy żelaza w przypadku, gdy gazem osłonowym jest argon. Plazma żelaza w miarę oddalania się od powierzchni spawanej próbki jest coraz bardziej rozcieńczona argonem natomiast plazma argonu pali się w czystym argonie. Wymieszanie zjonizowanych par żelaza z argonem następuje w ciągu kilku mikrosekund po pojawieniu się plazmy żelaza na zewnątrz kanału parowego. Pokazują to wyniki obliczeń modelu niestacjonarnego. Dalej, w kolejnych krokach czasowych, obserwowane są obydwie plazmy: plazma argonu i plazma żelaza.

Równie poprawnie model pokazuje brak plazmy helu w przypadku, gdy gazem osłonowym jest hel. W tym wypadku obłok jest znacznie mniejszy ze względu na lepszy efekt chłodzenia przez hel i brak plazmy helowej. Rozmiary obłoku w przypadku helu są zgodne z wynikami eksperymentalnymi, natomiast w przypadku argonu rozmiary obłoku są nieco większe niż obserwowane w eksperymencie. Jest to wynikiem symetrii osiowej modelu teoretycznego, która powoduje, że pary żelaza wylatują prostopadle do powierzchni spawanej a plazma argonu usytuowana jest nad plazmą żelaza, co w eksperymencie obserwuje się nader rzadko. Nie mniej jednak różnice rozmiarów obłoku w przypadku argonu i helu są opisane poprawnie. Na zdjęciach obłok plazmowy jest mniejszy, również dlatego, że widoczny jest tylko gorący rdzeń plazmy.

W przypadku stacjonarnym, zarówno przy użyciu argonu jak i helu jako gazu osłonowego, maksymalna temperatura jest podobna (około 19 kK) i jest o kilka tysięcy kelwinów wyższa niż mierzona w eksperymencie (15 kK w przypadku argonu i 7-14 kK w przypadku plazmy żelaza). Jednakże obszar gdzie temperatura przekracza 15 kK jest bardzo mały ($r \leq 0.3$ mm) i możliwe, że nie został zmierzony w eksperymentach. Innym wytłumaczeniem może być fakt, że w teoretycznych obliczeniach nie uwzględniono zjawiska refrakcji. Refrakcja może powodować rozogniskowanie wiązki, a co za tym idzie obniżenie temperatury w centrum plazmy. Jak pokazały obliczenia zwiększenie średnicy ogniska powoduje spadek temperatury maksymalnej z 18600 (przy 0.3 mm) do 17700 K (przy 0.6 mm).

W przypadku, kiedy argon jest używany jako gaz osłonowy całkowita absorpcja promieniowania laserowego sięga 26.5 % mocy lasera, z czego około 11 % pochłania plazma argonowa a resztę mieszanina żelazo-argon. W wyniku promieniowania do otoczenia

oddawane jest 78 % pochłoniętej mocy. Obliczona absorpcja jest większa niż wyznaczona na podstawie eksperymentu przy spawaniu w argonie (maksymalnie 15 % z czego argon 5 %, żelazo 10 %, patrz pozycja [4] w literaturze do rozdz.1). Może to być wynikiem tego, że uzyskany teoretycznie obłok plazmowy jest znacznie większy od zaobserwowanego w eksperymencie. Z drugiej jednak strony szacowania absorpcji na podstawie wyników eksperymentalnych bazują na uśrednionych przestrzennie rozkładach gęstości elektronów i temperatury i są mało dokładne. Przypadek plazmy He-Fe wskazuje na tę drugą przyczynę. W przypadku helu całkowita absorpcja promieniowania lasera wynosi 5 % mocy lasera, z czego 61 % pochłoniętej mocy jest wypromieniowane na zewnątrz. Również w tym przypadku absorpcja jest znacznie większa niż szacowana w eksperymentach (1-2 %) mimo, że obliczone rozmiary plazmy He-Fe są zgodne z wynikami eksperymentalnymi. W każdym bądź razie należy zauważyć, że wyniki obliczeń tłumaczą obserwowaną różnicę głębokości przetopienia przy użyciu argonu i helu, która sięga 25-30 %.

Pola przepływu pokazują, że prędkość wzrasta w gorących regionach, ale tylko niewielka część strumienia masy dostaje się do centrum plazmy.

Bardzo ważnym elementem w budowie modelu teoretycznego, a jednocześnie wymagającym dużych nakładów pracy, było wyznaczenie współczynników emisyjności netto, zwłaszcza dla mieszaniny Fe-He i ciepła właściwego dla żelaza. Ponadto zostały obliczone współczynniki Bibermana dla żelaza umożliwiające obliczenie promieniowania rekombinacyjnego i mające duże znaczenie w diagnostyce plazmy.

Połączenie obliczeń współczynników emisji plazmy z analizą kolorów (model CIE) umożliwiło wyznaczenie kolorów plazmy. W analizowanym przypadku, kiedy rozważamy mieszaninę argonu i żelaza, plazma argonu ma zabarwienie różowo-pomarańczowe natomiast żelazo kolor niebieski. Ustalenie koloru składników umożliwiło analizę zachowania się obłoku plazmy, który został zarejestrowany na kolorowych zdjęciach (patrz rysunek 6.8) przy użyciu szybkiej kamery. Analiza kolorowych zdjęć obłoku plazmowego pozwoliła także na jednoznaczne stwierdzenie, że w przypadku, gdy gazem osłonowym jest argon występują dwie plazmy – plazma żelaza i plazma argonu. Gdy gazem osłonowym jest hel występuje tylko plazma żelaza prawdopodobnie wymieszana w pewnym stopniu z helem. Wyniki te w połączeniu z wynikami spektroskopowymi pozwalają na stwierdzenie, że zasadnicze wyniki modelu teoretycznego są poprawne.

Literatura do rozdziału 1

1. Szymański Z, Hoffman J, 2004, Fizyka spawania laserowego, Wydawnictwo IPPT PAN, Warszawa
2. Duley W.W 1999 Laser welding (New York: Wiley)
3. Beck M Berger P and Huegel 1995 The effect of plasma formation on beam focusing in deep penetration welding with CO₂ laser *J.Phys.D; Appl.Phys.***28** 2430-2442
4. Hoffman J Szymański Z 2004 Time-dependent spectroscopy of plasma plume under laser welding conditions, *J.Phys.D:Appl.Phys.***37**, 1792-1799
5. Wang Hai-Xing and Chen Xi 2003 Three-dimensional modelling of the laser-induced plasma plume characteristics in laser welding *J.Phys D:Appl.Phys.***36** 628-639
6. Chen Xi and Wang Hai-Xing 2003 Prediction of the laser-induced plasma characteristics in laser welding: a new modelling approach including a simplified keyhole model *J.Phys D:Appl.Phys.* **36** 1634-1643
7. Kim K R and Farson D F, 2001 CO₂ laser-plume interaction in materials processing, *J. Appl. Phys.* **89**, 681-688
8. Kurzyna J., Szymański Z., Peradzyński Z. 1995, Stability of plasma induced during cw CO₂ laser welding, *J.Tech.Phys.* **36**, 131-148
9. Mościcki T Hoffman J and Szymański Z 2004 Emission Coefficients of Low Temperature Thermal Iron Plasma *Czechoslovak J.Phys.***54** Suppl.C C677-C682

Literatura do rozdziału 2

1. Fluent 6.1 Users Guide, Fluent Inc., Lebanon, NH 2005
2. J.Richter 1968, Radiation of Hot Gases w: Plasma Diagnostics, ed. Lochte-Holtgreven, North Holland, Amsterdam
3. Szymański Z, Hoffman J, 2004, Fizyka spawania laserowego, Wydawnictwo IPPT PAN, Warszawa

Literatura do rozdziału 3

1. Lowke J.J., 1979, *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer* 14, 111-122.
2. Richter J. , 1968, *Radiation of Hot Gases in Plasma Diagnostics*, ed. Lochte-Holtgreven, North Holland, Amsterdam
3. T.Mościcki, J.Hoffman, Z Szymański , 2004, *Emission Coefficients of Low Temperature Thermal Iron Plasma*, *Czechoslovak J.Phys.*, vol.54, C677-C682 Part 4
4. Purić J, Miller M H and Lessage A 1991, *Electron Impact broadening parameters predictions from regularities: Fe I, Fe II, Fe III, Fe IV, C IV, and Si IV*, *Astrophys.Journal* **416**, 825-830
5. Purić J, Ćuk M, Dimitrijević and Lessage A 1991, *Regularities of Stark parameters along the periodic table*, *Astrophys.Journal* **382**, 353-357
6. J.Halenka and B.Grabowski 1984, *Atomic partition functions for iron*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.***57**, 43-49
7. H.W. Drawin , P.Felenbock 1965, *Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium*, Gauthier-Villars, Paris
- [8] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>
9. N.S.Nahar 1995, *Atomic Data from the Iron Project*, *Astron.Astrophys.***293**, 967-977,
10. M.A.Batista 1997, *Atomic Data from the Iron Project*, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.***112**, 167-176
11. J.Menart, S.Malik 2002, *J.Phys.D:Appl.Phys.* **35**, 867-874
12. Kozlov G.I, Kuznetsov V.A., Masyukov A., 1974, *Łuczistyje potieri argonowej plazmy i izłucietalnaja model nieprierywnego opticzeskowo razriada*, *Žurnal Eksp. I Teoret. Fiziki*, 66, 954-963
13. Dimitrijevic M.S., Sahal-Brehot, 1984, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 31, 301-313
14. Cabannes F., Chapelle J.C., 1976, *Reaction Under Plasma Conditions*, ed. M. Venugopalan. Wiley-Interscience, New York
15. C.Tix and G.Simon 1993, *A transport theoretical model of the keyhole plasma in penetration laser welding*, *J.Phys.D:Appl.Phys.* 26, 2066-74
16. S.Geltman 1973, *Free-free radiation in electron-neutral atom collisions*, *J.Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer* 13, 601

Literatura do rozdziału 4

1. Lick J W, Emmons H W 1962 *Thermodynamic Properties of Helium* (Cambridge, Massachusetts : Harvard University Press)
2. Drellishak K S, Knopp C F, Ali Bulent Cambel, 1963, Partition functions and properties of argon plasma, *The Physics of Fluids* 6/9, 1280-88
3. Halenka J. and B.Grabowski 1984, Atomic partition functions for iron, *Astron.Astrophys.Suppl.Ser.***57**, 43-49
4. Amakawa T, Adachi K, Ohki Y, Inaba T 1999 Thermodynamic Properties and Viscosity of High Temperature Argon Mixed with Iron Vapor, *Trans. IEE Japan* **119-A**, 75-79
5. Devoto R S 1973 Transport coefficients of ionized argon *The Physics of Fluids* **165** 616-623
6. Makowski K 1998 Transport properties of the ionized Fe vapour *J.Tech.Physics* 39(1) 37-66
7. Devoto R S and Li C P 1973 Transport coefficients of partially ionized helium *J.Plasma Physics* 2 part 1 17-32
8. Reid R C and Sherwood T K 1966 *The properties of gases and liquids* McGraw-Hill Book Company New York
9. Tix C and Simon G 1993 *J.Phys.D:Appl.Phys.* 26, 2066-74
10. Landolt-Börnstein 1950 *Zahlenwerte und Funktionen*, I Band, *Atom-und Molekularphysik* Teil 1 *Atome und Ionen* (Berlin: Springer)
11. Szymański Z, Hoffman J, 2004, *Fizyka spawania laserowego*, Wydawnictwo IPPT PAN, Warszawa
12. Mitchner M., Kruger CH H Jr., 1973, *Partially Ionized Gases*, A Wiley-Interscience Publication , New York

Literatura do rozdziału 5

1. Szymański Z, Hoffman J, 2004, *Fizyka spawania laserowego*, Wydawnictwo IPPT PAN, Warszawa
2. Beyer E 1995 *Schweissen mit laser* Springer-Verlag Berlin

3. Wang Hai-Xing and Chen Xi 2003 Three-dimensional modelling of the laser-induced plasma plume characteristics in laser welding *J.Phys D:Appl.Phys.***36** 628-639
4. Chen Xi and Wang Hai-Xing 2003 Prediction of the laser-induced plasma characteristics in laser welding: a new modelling approach including a simplified keyhole model *J.Phys D:Appl.Phys.* **36** 1634-1643
5. Hoffman J Szymański Z 2004 Time-dependent spectroscopy of plasma plume under laser welding conditions, *J.Phys.D:Appl.Phys.***37**, 1792-1799
6. Szymanski Z and Filipkowski S 1991 Nonstationary Laser-Sustained Plasma *J.Appl.Phys.***69** 3480-3484
7. Kim K R and Farson D F, 2001 CO₂ laser-plume interaction in materials processing, *J. Appl. Phys.* **89**, 681-688
8. Hoffman J, Szymański Z, nieopublikowane.

Literatura do rozdziału 6

1. T.Mościcki, J.Hoffman, Z Szymański 2003, Dynamics of the plasma plume induced during laser welding, *Optica Applicata* **XXXIII**, No.2-3, 433-443, 2003
2. Foley J.D., van Dam A., Feiner S.K., Hughes J.F. 1996, *Computer Graphics; Principles and Practice*, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts
3. Kurzyna J., Szymański Z., Peradzyński Z. 1995, Stability of plasma induced during cw CO₂ laser welding, *J.Tech.Phys.* **36**, 131-148
4. Szymański Z, Hoffman J, 2004, *Fizyka spawania laserowego*, Wydawnictwo IPPT PAN, Warszawa
5. J.Hoffman, Z Szymański, 2004 Time-dependent spectroscopy of plasma plume under laser welding conditions, *J.Phys.D:Appl.Phys.***37**, 1792-1799