

UNIwersytet Jagielloński



Własności fizyczne plazmy MIG-MAG

Sylwia Zielińska

*Praca doktorska wykonana w Zakładzie Fotoniki IF UJ
pod kierunkiem prof. dr. hab. Karola Musioła*

Kraków, 2004

Pragnę podziękować:

mojemu promotorowi prof. dr. hab. Karolowi Musiołowi za pomoc na każdym etapie pracy, opiekę oraz optymizm,

dr. hab. Stephanowi Pellerin i dr. Nadii Pellerin, za umożliwienie pracy w laboratorium LASEP, pomoc w realizacji eksperymentów i opiekę podczas moich pobytów we Francji,

grupie doświadczalnej: dr. Krzysztofowi Dzierżędze, dr. hab. Bartłomiejowi Pokrzywce, mgr. Stefanowi Łabuzowi, dr. Łukaszowi Brata-szowi, pracownikom Zakładu Fotoniki, Zakładu Optyki Atomowej i Faculté de Sciences w Bourges za pomoc oraz szczególną atmosferę pracy,

Air Liquide France za umożliwienie prowadzenia badań nad plazmą MIG-MAG, a zwłaszcza panu Francisowi Briand i Gerardowi Plottier za współpracę, pomoc oraz wyjaśnienie zagadnień związanych z technologią procesu.

Spis treści

I	Wstęp	5
II	Opis źródła plazmy	9
1	Łuk elektryczny MIG-MAG	11
1.1	Wprowadzenie	11
1.2	Źródło plazmy typu MIG-MAG	12
1.3	Transfer metalu w łuku MIG-MAG	13
1.4	Własności wyładowania łukowego	17
1.5	Rola katody w łuku MIG-MAG	18
1.6	Rola anody w łuku MIG-MAG	20
1.7	Wpływ rodzaju gazu na transfer metalu w łuku MIG-MAG	21
2	Modele teoretyczne łuku MIG-MAG	25
2.1	Modele formowania się kropli na końcu topliwej elektrody	25
2.2	Model MHD	30
2.3	Podsumowanie	38
III	Część doświadczalna	41
3	Układ eksperymentalny	43
3.1	Wstęp	43
3.2	Generator wyładowania	44
3.3	Charakterystyka materiałów	45
3.4	Pomiar parametrów prądowych wyładowania	46
3.5	Kontrola przepływu gazu	47
3.6	Układ optyczny	48
3.6.1	Spektrometr	48
3.6.2	Detektor	48
3.6.3	Dyspersja układu optycznego	49

3.6.4	Elementy układu optycznego	50
3.6.5	Wpływ konfiguracji spektrometru na rejestrację widma emisyjnego plazmy	52
3.6.6	Kalibracja układu detekcji	53
3.7	Wizualizacja kształtu wyładowania	54
3.7.1	Kamera MVS-135	54
3.7.2	Filtr interferencyjny	55
4	Wizualizacja kształtu łuku	57
4.1	Wizualizacja kształtu łuku zależnie od rodzaju stosowanego gazu	58
4.2	Wizualizacja kształtu łuku zależnie od natężenia prądu wyła- dowania	66
4.2.1	Wyładowanie w czystym argonie	67
4.2.2	Wyładowanie w mieszance argonu i 15.4% CO ₂	82
4.2.3	Wyładowanie w mieszance argonu i 50.0% CO ₂	86
4.3	Wizualizacja kształtu łuku w zależności od szybkości przepły- wu gazu osłonowego	90
4.4	Podsumowanie	91
5	Spektroskopia emisyjna plazmy	95
5.1	Analiza widma emisji łuku MIG-MAG	96
5.2	Wpływ poszczególnych czynników na szerokość linii widmowych	100
5.2.1	Naturalna szerokość linii widmowych	100
5.2.2	Rozszerzenie dopplerowskie linii widmowych	101
5.2.3	Rozszerzenie ciśnieniowe linii widmowych	102
5.2.4	Profil aparaturowy	105
5.2.5	Podsumowanie - Profil Voigta	105
5.3	Inwersja Abela	107
5.4	Opis stanu plazmy - Lokalna Równowaga Termodynamiczna .	108
5.5	Metody diagnostyki plazmy	113
5.5.1	Określanie temperatury elektronowej	113
5.5.2	Określanie koncentracji swobodnych elektronów	116
5.5.3	Metoda równoczesnego określania koncentracji swobod- nych elektronów i temperatury elektronowej plazmy . .	117
5.6	Procedura pomiarowa	121
5.6.1	Warunki pomiaru	121
5.6.2	Warunki stosowania inwersji Abela	123
5.6.3	Kalibracja odległości punktu obserwacji od powierzch- ni katody	125
5.6.4	Numeryczne opracowanie danych eksperymentalnych .	127

5.6.5	Analiza danych pomiarowych	130
5.7	Wyniki pomiarów	133
5.7.1	Diagnostyka plazmy	133
5.7.2	Obserwacje linii FeII - efekt Penninga	145
5.8	Pomiar parametrów starkowskich wybranych linii atomowych Mn i Fe	148
6	Analiza mikrostrukturalna materiału anody	159
6.1	Wstęp	159
6.2	Procedura pomiarowa	161
6.3	Wyniki pomiarów	162
6.3.1	Segregacja składników materiału anody	162
6.3.2	Powstawanie tlenków na powierzchni anody	165
6.4	Podsumowanie	175
IV	Zakończenie	179
A	Widmo emisyjne łuku plazmowego typu MAG	183
B	Schematy poziomów energetycznych Ar, Fe i Mn	199

Część I

Wstęp

Plazma wyładowania MIG-MAG nie była dotychczas szczegółowo badana i wykorzystywana w laboratorium. Większość eksperymentów i obliczeń teoretycznych obejmowała procesy zachodzące w obszarach elektrod ze względu na zastosowanie techniczne łuków tego typu. Od 1948 roku, w którym powstały pierwsze patenty dla łuków argonowych, procesy MIG-MAG są z powodzeniem wykorzystywane jako jedne z najpopularniejszych sposobów łączenia metali. Mimo ponad pięćdziesięcioletniej historii rozwoju metody wiele podstawowych zjawisk nadal nie znalazło wyjaśnienia.

W 1953 roku Lubawski i Nowosiół przedstawił po raz pierwszy łuk z elektrodą topliwą w osłonie z dwutlenku węgla. Można przyjąć, że od tego momentu trwają próby odpowiedzi na pytanie w jaki sposób rodzaj stosowanego gazu wpływa na transfer metalu w łuku. Jak różnice we własnościach fizycznych plazmy oddziałują na procesy zachodzące w obszarze górnej elektrody? Dlaczego w mieszankach gazowych z dużą zawartością dwutlenku węgla nie można otrzymać natryskowego reżimu pracy łuku? Niestety wszelkie próby odpowiedzi na te pytania, m. in. postulat modyfikacji rozkładu gęstości prądu w płynnej końcówce elektrody, która wynika z zawężenia obszaru wyładowania i wywołuje odwrócenie kierunku działania siły Lorentza [83], są ciągle jedynie hipotezami.

Badania przedstawione w niniejszej rozprawie doktorskiej miały na celu zrozumienie wpływu rodzaju gazu na sposób przenoszenia metalu w łuku oraz wyjaśnienie dlaczego wzrost zawartości dwutlenku węgla w mieszance gazów osłonowych powoduje zmianę reżimu jego pracy. Przeprowadzone pomiary były finansowane przez AIR LIQUIDE WELDING i stąd zainteresowanie plazmą MIG-MAG wynikało z dążenia do ulepszenia procesu.

Dodatkową motywacją podjęcia badań łuku MIG-MAG jest brak danych doświadczalnych dotyczących rozkładów temperatury i koncentracji swobodnych elektronów w plazmie. Wartości temperatury plazmy wynikające z obliczeń przedstawionych przez Haidara [35, 36, 37, 38, 39, 41] wydają się zbyt wysokie jak na plazmę zdominowaną przez pary metali. Prowadzone badania mogą zatem umożliwić stworzenie precyzyjnego modelu łuku MIG-MAG.

Specyfika wyładowania, w którego widmie emisyjnym obserwowano linie spektralne silnie poszerzone w wyniku efektu Starka, otwiera drogę do realizacji pomiarów parametrów starkowskich linii metali. Takie możliwości są bardzo istotne, ponieważ wyznaczanie rozszerzeń i przesunięć Starka linii emisyjnych pierwiastków metalicznych wymaga wprowadzania par metali w obszar wyładowania. W przypadku plazm wykorzystywanych dotychczas w laboratorium z reguły nie jest to proste, czego dowodem jest niewielka ilość dostępnych danych eksperymentalnych. Wyniki pomiarów mogą znaleźć zastosowanie w astrofizyce.

Praca została podzielona na dwie części. Część pierwsza zawiera opis plazmy MIG-MAG oraz przegląd modeli teoretycznych łuków tego typu. Przedstawiono w niej podstawowe zagadnienia dotyczące łuków elektrycznych zwracając uwagę na różnice dotyczące plazmy wyładowania z elektrodą topliwą. Zaprezentowano podstawowe teorie dotyczące formowania się kropli na końcu elektrody oraz szczegółowy opis modelu MHD zaproponowanego przez Haidara.

Część eksperymentalna pracy składa się z czterech rozdziałów. Pierwszy z nich, rozdział 3, zawiera opis układu doświadczalnego i dostępnej aparatury pomiarowej. W rozdziale czwartym przedstawiono wyniki obserwacji zależności kształtu łuku MIG-MAG od rodzaju stosowanej mieszanki gazowej oraz warunków wyładowania. Stanowi on niejako wstęp do kolejnych rozdziałów pracy, w którym zaproponowano szczególną metodę obserwacji wyładowania przy zastosowaniu szybkiej kamery i wąskopasmowego filtra interferencyjnego. Taka procedura umożliwiła wizualizację obszaru o dużej koncentracji swobodnych elektronów a tym samym rejonu przepływu prądu.

Rozdział piąty, poświęcony spektroskopii emisyjnej plazmy, obejmuje: opis metod diagnostyki plazmy i możliwości ich zastosowania w przypadku łuków MIG-MAG, analizę stanu równowagi termodynamicznej w plazmie, schemat procedury pomiarowej i metody opracowania danych eksperymentalnych. Przedstawiono w nim rezultaty przeprowadzonych przez autorkę pomiarów i analiz. Zamieszczone w tym rozdziale wyniki dotyczące diagnostyki plazmy są pierwszymi kompletnymi danymi charakteryzującymi rozkłady temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów w plazmie tego typu. W rozdziale przedstawiono wyniki pomiarów parametrów Starkowskich linii emisyjnych atomowego manganu i żelaza, dla których nie ma dostępnych danych eksperymentalnych.

Badania opisane w tych rozdziałach zostały w całości wykonane w laboratorium LASEP (Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Energétique des Plasmas) w Bourges we Francji przy współpracy z Centre Technique des Applications du Soudage Air Liquide France.

Rozdział szósty zawiera wyniki analizy mikrostrukturalnej materiału końcówek anody, w tym pomiarów ich składu chemicznego. Zmiany mikrostruktury elektrody podczas wyładowania w różnych mieszankach gazu osłonowego mogą mieć decydujący wpływ na charakter transferu metalu w łuku MIG-MAG. Badania te zostały przeprowadzone w Centre de Recherche sur les Matériaux à Haute Température (CNRS) w Orleanie we Francji.

Część II

Opis źródła plazmy

Rozdział 1

Łuk elektryczny MIG-MAG

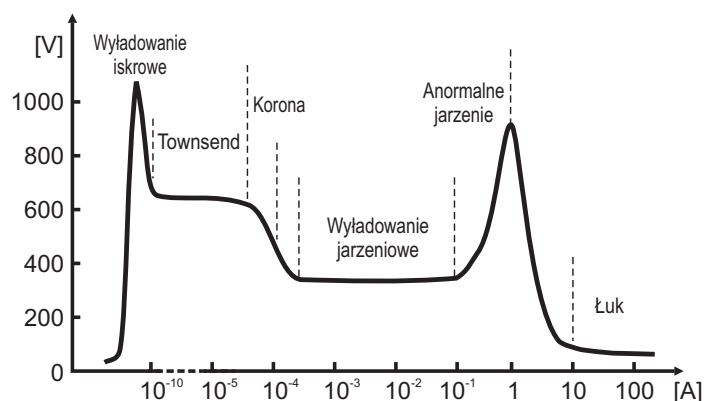
1.1 Wprowadzenie

Dostarczając energię do neutralnego gazu możemy doprowadzić do powstania naładowanych cząstek, które obok niezjonizowanych atomów lub cząsteczek gazu stają się składnikami tak powstałej plazmy. Od sposobu przekazu energii zależy nie tylko metoda wytwarzania plazmy ale również jej własności fizyczne i możliwości praktycznego zastosowania zarówno jako plazmy laboratoryjnej jak i w aplikacjach technicznych.

W najprostszy sposób możemy powiedzieć, że aby wytworzyć plazmę należy zjonizować materię. Można to zrealizować poprzez zderzenia cząstek gazu z elektronami lub w procesie fotojonizacji. Plazmę można wyprodukować korzystając z energii wydzielanej w egzotermicznych reakcjach chemicznych, podczas adiabatycznego sprężania gazu a także „bombardując” gaz wysokoenergetycznymi wiązkami neutralnych lub naładowanych cząstek. Próbką materiału poddanego działaniu wiązki laserowej jest źródłem składników plazmy indukowanej laserowo (LIP). Procesy związane z oddziaływaniem światła laserowego na próbkę metalu są obecnie bardzo szeroko badane, ponieważ mają ogromne znaczenie dla rozwoju technologii spawania laserowego. Dużą ilość praktycznych zastosowań mają plazmy produkowane w wyładowaniach radioczęstości (RF) lub przy użyciu pola mikrofal, ale to pole elektryczne jest najczęściej stosowanym źródłem energii wykorzystywanym do wytworzenia plazmy w laboratorium (łuki swobodne i stabilizowane ściankami, katody wnekowe, plazmotrony) i w procesach przemysłowych (TIG, MIG-MAG).

W tym przypadku wyładowanie elektryczne powstaje w gazie znajdującym się między dwiema elektrodami o przeciwnych polaryzacjach. W temperaturze pokojowej gaz jest bardzo dobrym izolatorem ale w pewnych warunkach może dojść do przebicia elektrycznego i zainicjowania wyładowania.

Źródłem składników wytworzonej w ten sposób plazmy są nie tylko atomy lub cząsteczki gazu ale również w wielu przypadkach pary metalu pochodzące z materiału elektrod (MIG-MAG). Wartości napięcia i natężenia prądu determinują charakter wyładowania zachodzącego w gazie (rysunek 1.1).



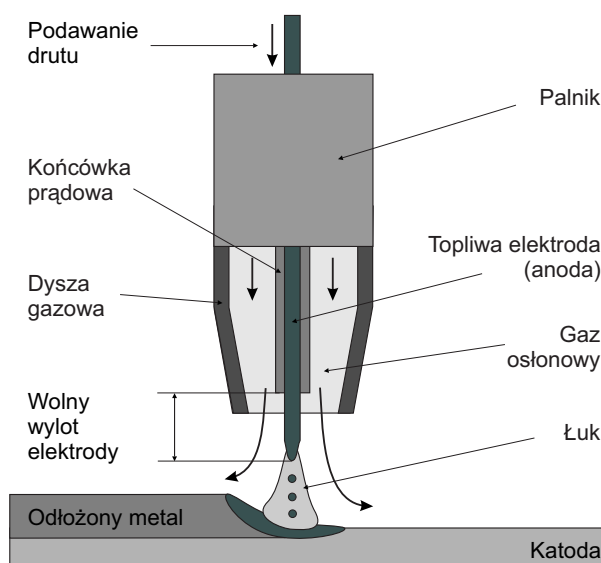
Rysunek 1.1: Charakterystyki prądowo-napięciowe wyładowań [63].

1.2 Źródło plazmy typu MIG-MAG

Akronim GMA (Gas Metal Arc) oraz stosowany częściej w literaturze technicznej skrót GMAW (Gas Metal Arc Welding) określają proces technologiczny polegający na łączeniu metali przy zastosowaniu wyładowania łukowego w osłonie gazowej, zachodzącego pomiędzy elektrodą topliwą a spawanym przedmiotem [57, 63, 65, 66]. Przepływ gazu zapewnia przewodzenie prądu oraz ochronę stopionego i ogrzanego metalu przed wpływem powietrza atmosferycznego. Schemat budowy palnika plazmowego został przedstawiony na rysunku 1.2.

Proces MIG (Metal Inert Gas) oznacza stosowanie gazów obojętnych, natomiast MAG (Metal Active Gas) dotyczy gazów aktywnych chemicznie. W praktyce jako gazów obojętnych używa się argonu lub helu, zaś stosowane gazy aktywne: CO_2 , O_2 , H_2 , N_2 oraz NO wykorzystywane są najczęściej jako dodatki do gazów nieaktywnych chemicznie. Wymienione procesy umożliwiają łączenie różnego typu stali stopowych, aluminium, magnezu, stopów miedzi i niklu, a także tytanu i jego stopów.

Elektroda topliwa ma postać pełnego drutu o średnicy w granicach od 0.5 do 4 mm. Jest ona podawana w obszar wyładowania ze stałą prędkością od 1 do 50 m/min zależnie od rodzaju generatora. W zastosowaniach laboratoryjnych materiałem roboczym jest najczęściej płaska metalowa płytka.



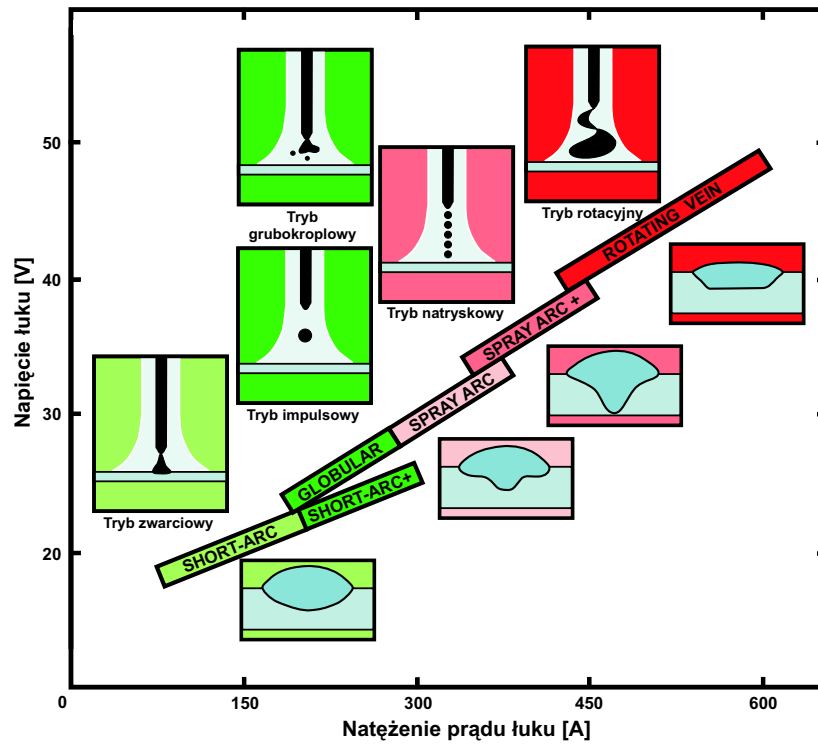
Rysunek 1.2: Schemat palnika plazmowego stosowanego w wyładowaniu typu MIG-MAG. Topliwa elektroda, najczęściej anoda, jest podawana w obszar wyładowania ze stałą prędkością. Łuk elektryczny żarzy się pomiędzy jej końcówką a powierzchnią płyty (najczęściej katody).

Łuk tego typu jest zwykle zasilany prądem stałym z biegunowością dodatnią (górną elektrodą jest anodą). W przypadku odwrotnej polaryzacji elektrod łuk jarzy się niestabilnie. Obserwuje się duży rozprysk i znacznie mniejszą głębokość przetopienia. W zastosowaniach technicznych, poprawę pracy łuku można uzyskać poprzez powlekanie górnej elektrody warstwami domieszkoowanymi atomami metali ziem rzadkich lub pierwiastkami alkalicznymi.

Należy zwrócić uwagę, że mamy do czynienia z łukiem plazmowym o bardzo specyficznej charakterystyce. Wewnątrz kolumny łuku obserwujemy przepływ płynnego metalu. Mechanizm przenoszenia metalu w łuku ma zasadnicze znaczenie z punktu widzenia aplikacji ponieważ determinuje właściwości wyładowania.

1.3 Transfer metalu w łuku MIG-MAG

Przenoszenie płynnego metalu w łuku plazmowym typu MIG-MAG może przebiegać na różne sposoby [57, 63]. Każdy z modów pracy łuku charakteryzuje się różną stabilnością, głębokością wtopienia, rozpryskiem oraz jakością złączy. Polskojęzyczna terminologia zawiera nazwy charakteryzujące sposoby transferu metalu. Zwyczajowo stosuje się jednak ich angielskie odpowiedniki (rysunek 1.3).



Rysunek 1.3: Wpływ napięcia i natężenia prądu łuku na charakter przenoszenia metalu w plazmie MIG-MAG. (źródło: AIR LIQUIDE).

Zwarcioowy mechanizm przenoszenia metalu

Pierwszy z modów pracy łuku to reżim zwarcioowy nazywany short-arc. Zachodzi on dla stosunkowo niskich energii wyładowania. Typowe wartości parametrów prądowych łuku to w przypadku natężenia prądu zakres od 50 do 250 A, a dla napięcia od 15 do 20 V, zależnie od stosowanego gazu osłonowego oraz rodzaju i średnicy górnej elektrody.



Rysunek 1.4: Zwarcioowy sposób przenoszenia metalu w łuku MIG.

Efektywność topienia elektrody nie jest na tyle wystarczająca aby kropla płynnego metalu, formująca się na końcu górnej elektrody, zdążyła się od niej oderwać przed zetknięciem z powierzchnią katody (rysunek 1.4). W wyniku zwarcia obu elektrod łuk gaśnie a natężenie przepływającego prądu znacznie wzrasta. Ścisnięcie płynnej kolumny metalu wywołane siłą Lorentza (pinch effect) oraz współdziałające siły napięcia powierzchniowego i grawitacji powodują powstanie przewężenia między drutem a jego płynną końcówką, a następnie przepłynięcie stopionego metalu do powierzchni płyty. Łuk ponownie się zapala.

Proces powtarza się cyklicznie z częstotliwością sięgającą do 200 Hz, zależną od parametrów prądowych wyładowania. Łuk zwarciovowy jest stosowany w przypadku łączenia metali o niewielkich grubościach gdyż charakteryzuje się niewielką głębokością przetopienia.

Grubokropłowy mechanizm przenoszenia metalu

Po zwiększeniu natężenia i napięcia prądu łuku do wartości, przy których efektywność topienia elektrody uniemożliwia zwarcie elektrod, łuk rozpoczyna pracę w trybie grubokropłowym (globular). Na końcu drutu powstają wówczas krople, których średnice przewyższają średnicę elektrody (rysunek 1.5) a ich transfer w łuku nie zawsze przebiega wzdłuż jego osi.



Rysunek 1.5: Grubokropłowy sposób przenoszenia metalu w łuku MIG.

Taka definicja jest uzasadniona w przypadku argonu jako gazu osłonowego, kiedy kształt kropli jest w przybliżeniu sferyczny. Budzi jednak wątpliwości dla dużej zawartości dwutlenku węgla w mieszance gazowej (rozdział 4). Wówczas kształt kropli jest nierzadko daleki od sferycznego. Proces jest niestabilny i charakteryzuje się znacznym rozpryskiem.

Natryskowy (drobnokropłowy) mechanizm przenoszenia metalu

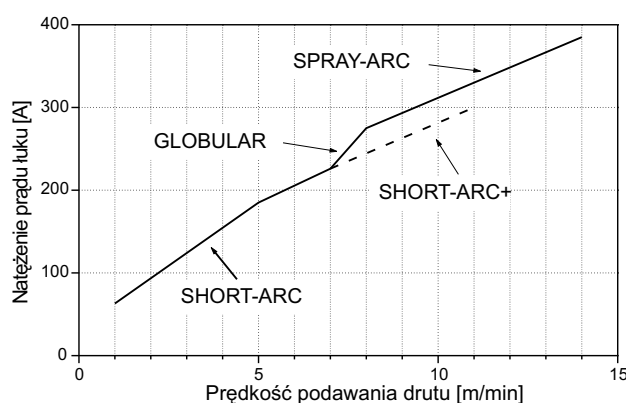
Kolejny wzrost natężenia prądu wyładowania (>200 A) skutkuje przejściem do trybu natryskowego (spray-arc) przedstawionego na rysunku 1.6.



Rysunek 1.6: Natryskowy sposób przenoszenia metalu w łuku MIG.

Końcówka elektrody jest wówczas wyraźnie zwężona. Średnice kropli są mniejsze od średnicy elektrody a częstotliwość ich odrywania wzrasta gwałtownie, przewyższając 100 Hz. Krople przenoszone są niemal osiowo do powierzchni płyty. Wyładowanie jest stabilne, przebiega bez rozprysku i charakteryzuje się bardzo dobrą jakością złączy.

Krytyczna wartość natężenia prądu łuku, odpowiadająca zmianie sposobu transferu metalu z reżimu grubokropłowego w natryskowy, nosi nazwę prądu przejścia. Zależy ona od wielu czynników takich jak: skład chemiczny materiału elektrody, jej średnica, długość wolnego wylotu elektrody oraz od rodzaju stosowanego gazu osłonowego. Wzrasta z zawartością dwutlenku węgla w mieszance gazowej, aż otrzymanie reżimu natryskowego staje się niemożliwe [96].



Rysunek 1.7: Sposoby transferu metalu. Generator SAFMIG 480 TRS PLUS, elektroda z miękkiej stali o średnicy 1.2 mm, gaz ATAL5 (Argon + 18%_{obj} CO₂).

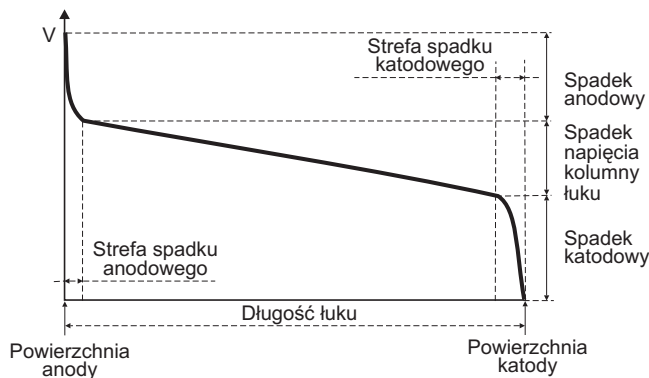
Wymienione powyżej trzy podstawowe sposoby transferu metalu w łuku MIG-MAG nie wyczerpują mnogości procesów mogących zachodzić w tego typu wyładowaniu. Odmianą trybu grubokropłowego, mającą zastosowania techniczne ze względu na dużą stabilność, jest spawanie prądem stałym pulsującym [10, 47, 56, 103, 104]. Na podstawową charakterystykę prądową łuku nakładane są dodatkowo krótkie impulsy odpowiadające zwiększonej wartości natężenia prądu łuku. Powodują one wzrost szybkości topienia elektrody. Odpowiednia synchronizacja prędkości podawania elektrody z parametrami impulsów prądu (częstości od 30 do 100 Hz) pozwala w jednym impulsie przynieść do powierzchni katody pojedynczą kroplę metalu.

Dla średniego napięcia, stosunkowo dużego natężenia prądu łuku i dużej szybkości przesuwu górnej elektrody (rysunek 1.7) obserwuje się inny rodzaj reżimu zwarciovego, zwany short-arc+. W przypadku bardzo dużych wartości natężenia prądu łuku (rysunek 1.3 drobne krople przemieszczają się po torach spiralnych a taki rodzaj wyładowania nazywa się łukiem wirującym lub rotującym.

1.4 Własności wyładowania łukowego

W łuku elektrycznym obserwujemy specyficzny rozkład potencjału (rysunek 1.8), w którym można wyróżnić rejon kolumny łuku oraz charakteryzujące się dużymi zmianami napięcia: spadek katodowy i spadek anodowy.

Większość prac eksperymentalnych oraz wyliczeń teoretycznych, prowadzących do określenia zmian napięcia w tych obszarach, była wykonana dla przypadku łuków z termokatodą. W zależności od rodzaju gazu osłonowego i konfiguracji łuku spadek katodowy wynosi typowo od 8 do 20 V [89] i jest porównywalny z potencjałem jonizacji gazu [91]. Spadek napięcia w pobliżu anody wynosi od 1 do 12 V dla elektrod metalowych i w przypadku łuków typu TIG praktycznie nie zależy od natężenia prądu łuku.



Rysunek 1.8: Rozkład potencjału wzdłuż łuku elektrycznego.

W łuku MIG-MAG, gdzie rejon anody jest bardzo wąski, zwiększeniu natężenia prądu łuku towarzyszy duży wzrost jego napięcia wywołany wzrostem potencjału w pobliżu anody [82]. Pomiarzy zrealizowane przez Hajossy i współpracowników [42], przy zastosowaniu powietrza, dwutlenku węgla i argonu jako gazów osłonowych wykazują, że spadki napięcia w pobliżu elektrod wynoszą odpowiednio kilkanaście wolt w strefie przykatodowej i nie przekraczają 7 V w strefie przyanodowej.

Tak duże zmiany napięcia występujące w bardzo wąskim obszarze w pobliżu elektrod prowadzą do powstania dużego gradientu napięcia. W kolumnie łuku wynosi on typowo 10^3 V/m zaś w obszarze przykatodowym może przekroczyć 10^9 V/m. Podobnie, w kolumnie łuku osiąga się wartości gęstości prądu rzędu 10^7 A/m², w pobliżu katody mogą one przewyższyć 10^{10} A/m² a w obszarze przyanodowym osiągać wartości od 10^8 do 10^9 A/m² [34].

1.5 Rola katody w łuku MIG-MAG

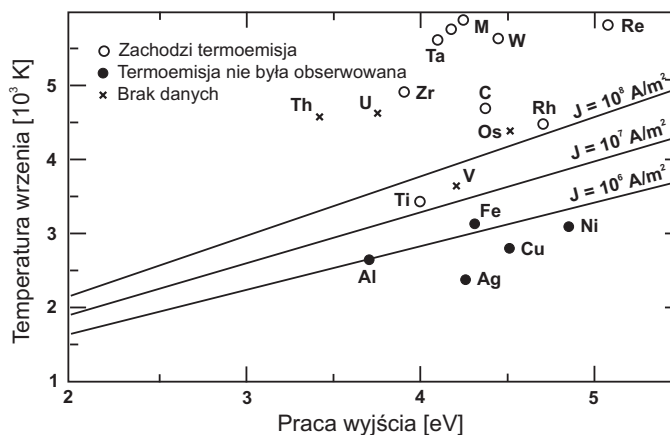
Mechanizm emisji elektronów z powierzchni katody jest na ogół bardzo skomplikowany i zależy zarówno od własności fizycznych materiału elektrody jak również od warunków wyładowania.

Jeśli katoda jest wykonana z materiału trudno topliwego (np. wolfram, węgiel), lokalne jej rozgrzanie do wysokiej temperatury powoduje, że efektywnym źródłem elektronów może być mechanizm **termoemisji** nazywany emisją Richardsona-Dushmanna. Gęstość prądu zależy wówczas silnie od temperatury i wyraża się wzorem:

$$J(T, \phi) = \frac{4\pi k_B e m_e}{h^3} T^2 \exp\left(\frac{\phi - \Delta\phi}{k_B T}\right) = AT^2 \exp\left(\frac{\phi - \Delta\phi}{k_B T}\right) \quad (1.1)$$

gdzie A wynosi około $6 \cdot 10^5$ A/m²K², ϕ oznacza pracę wyjścia elektronu a $\Delta\phi$ jest związana z ewentualną obecnością ładunku dodatniego przy powierzchni katody lub pola elektrycznego ułatwiającego wyjście elektronów. Wymagane jest, aby materiały, z których wykonana jest gorąca katoda, miały temperaturę wrzenia około 3500 K lub wyższą (rysunek 1.9). Łuk jest wówczas doczepiony do katody w dobrze określonym i stabilnym rejonie. W przypadku elektrod wolframowych, stosowanych w łukach swobodnych TIG (Tungsten Inert Gas), w łukach stabilizowanych ściankami i w wielu innych źródłach plazmy, osiąga się gęstości prądu z zakresu od 10^7 do 10^8 Am⁻².

W łuku MIG-MAG o polaryzacji elektrod odwrotnej niż w przypadku procesu TIG, gdzie zimna katoda z definicji jest łatwo topliwa (stal, aluminium, itp.), możliwości termoemisji elektronów są ograniczone. Procesem



Rysunek 1.9: Klasyfikacja materiałów ze względu na możliwość termoemisji. Osłona argonu pod ciśnieniem atmosferycznym.

dominującym może być wówczas **emisja polowa**, związana z obecnością zewnętrznego pola elektrycznego przyłożonego do powierzchni katody. W tym przypadku gęstość prądu jest funkcją natężenia pola elektrycznego i może być opisana klasyczną relacją Fowlera-Nordheima [63]. Wówczas plamka lub plamki katodowe, których ilość wzrasta ze wzrostem natężenia prądu łuku, wykonują szybkie ruchy makroskopowe. Osiągane gęstości prądu wynoszą od 10^{10} do 10^{12} A m^{-2} . W praktyce w łuku z elektrodą topliwą, efekt błędzenia łuku po powierzchni katody eliminuje się poprzez dodanie do mieszanki osłonowej niewielkiej ilości gazu utleniającego (CO_2 , O_2).

Rozważając własności łuków elektrycznych, gdzie generalnie przeważają zjawiska termiczne, nie można zaniedbać efektów polowych. Ani emisja elektronów nie może być wynikiem tylko jednego z opisanych procesów ani gęstości prądu nie można określić prostą sumą wynikającą z obu zjawisk. Różni autorzy proponowali stosowanie pośrednich relacji. Murphy i Good [78] bazując na realistycznych założeniach otrzymali rezultaty będące w dobrej zgodności z eksperymentem.

Należy brać pod uwagę również inne mechanizmy mogące wywołać emisję elektronów z katody. Elektrony mogą być uwolnione z powierzchni elektrody w wyniku działania pól wywołanych zmianami ładunku przestrzennego, na skutek efektu Augera oraz efektu fotoelektrycznego. W przypadku wyładowania typu MAG w atmosferze gazów utleniających wzrost emisyjności katody, stabilizujący pracę łuku, jest wynikiem gromadzenia się warstw dodatnio naładowanych tlenków na powierzchni elektrody [57].

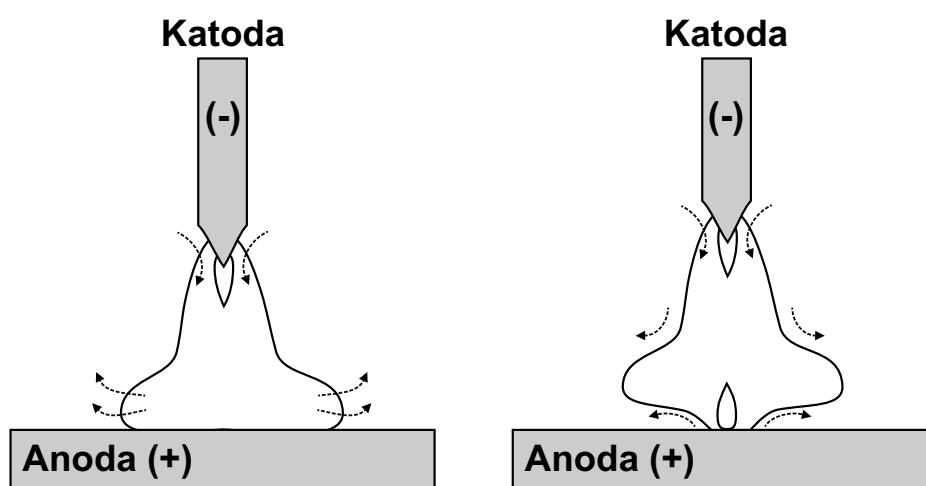
Wpływ katody na zachowanie się kolumny plazmowej nie ogranicza się jedynie do dostarczania niezbędnej ilości elektronów. Obserwowany eksperymentalnie strumień cząstek poruszający się w kierunku prostopadłym do

powierzchni katody, zwany odrzutem katodowym (ang. cathode jet), może być spowodowany parowaniem lub wrzeniem powierzchni elektrody, siłami elektromagnetycznymi lub reakcjami chemicznymi. W łuku z elektrodą topliwą MIG-MAG, może on być źródłem dodatkowej siły przeciwdziałającej odrywaniu się kropli.

1.6 Rola anody w łuku MIG-MAG

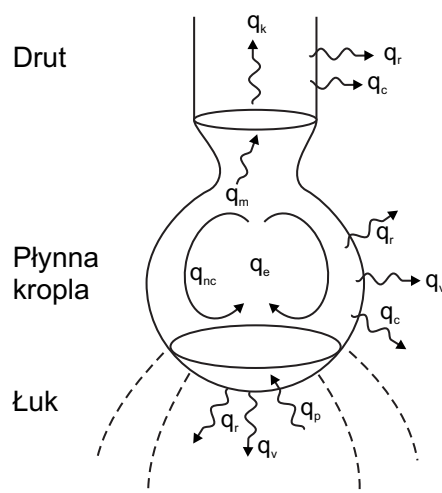
Anoda pełni rolę bardziej pasywną niż emitująca elektrony katoda. Prawdopodobnie z tego powodu nie była jak dotąd przedmiotem większego zainteresowania grup badaczy zajmujących się łukami z gorącą katodą.

W przypadku łuków z elektrodą wolframową geometria doczeepienia łuku do anody może być dwojaka. Podstawa łuku może być szeroka i opływać duży obszar anody lub ściśnięta i stykać się z powierzchnią anody w dobrze określonym i wąskim rejonie (rysunek 1.10). Mechanizmy kształtujące takie zachowanie łuku nie są w pełni poznane. Reakcje chemiczne i parowanie powierzchni anody wydają się wspomagać ściśnięcie podstawy łuku a jej rozszerzenie jest bezpośrednio związane z obecnością odrzutu katodowego w przypadku łuków o niewielkiej długości i dużej wartości natężenia prądu. Wydłużenie łuku redukuje wpływ odrzutu katodowego i prowadzi do pojawienia się na powierzchni anody jednej lub wielu plamek anodowych, zjawiska odrzutu anodowego i niestabilności wyładowania.



Rysunek 1.10: Schemat doczeepienia łuku do powierzchni anody (łuk swobodny z termokatodą). Zależność od odległości pomiędzy elektrodami dla dużej wartości natężenia prądu łuku.

W łuku elektrycznym MIG-MAG anoda jest zwykle wykonana z łatwo topliwego drutu, stąd obszar doczepienia łuku do anody jest znacznie ograniczony. Przepływ metalicznych kropeł w centrum kolumny łuku i związane z nim silne parowanie metalu determinuje właściwości plazmy i tym samym drastycznie modyfikuje wyładowanie. Znalezienie analogii pomiędzy płaską anodą łuku TIG a topliwą anodą w łuku MIG-MAG jest zatem trudne. Anoda jest obiektem dynamicznym, którego zmiany są wynikiem oddziaływających sił (rozdział 2, strona 25) i procesów termicznych [63, 84, 85, 110]. Do tych ostatnich zalicza się ogrzewanie oporowe, przewodzenie, konwekcję, promieniowanie, ciepło topnienia, ciepło plazmy oraz straty w wyniku parowania materiału elektrod i emisji elektronów lub jonów (rysunek 1.11).



Rysunek 1.11: Możliwe termiczne procesy w powstającej kropce [54].

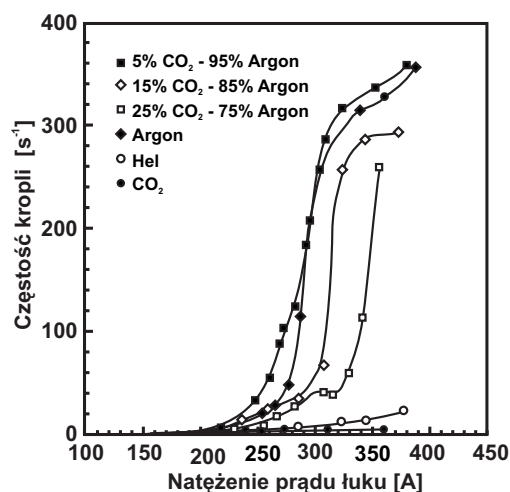
q_e - nagrzewanie oporowe, q_p - ciepło plazmy, q_k - odpływ ciepła do drutu, q_r - promieniowanie, q_c - konwekcja, q_v - odparowanie metalu, q_{nc} - cyrkulacja wewnątrz kropki, q_m - ciepło topnienia.

1.7 Wpływ rodzaju gazu na transfer metalu w łuku MIG-MAG

Proces MIG-MAG był dotychczas badany wyłącznie w celu zastosowań technicznych, jako jedna z najpowszechniejszych metod łączenia metali. Minimalizacja kosztów produkcji złączy wiąże się ściśle z wykorzystywaniem tańszych gazów takich jak dwutlenek węgla. Wymagane jest przy tym zachowanie wysokiej jakości. W ostatnich latach przywiązywano coraz większą wagę zagadnieniom bezpieczeństwa pracy ludzi, stąd tak istotne stały się badania nad składem mieszanek gazowych. Dąży się do redukcji emisji, nierzadko toksycznych, produktów wyładowania.

Złożoność procesu utrudnia badanie własności plazmy MIG-MAG. Diagnostyka jest możliwa tylko i wyłącznie w warunkach stabilnego wyładowania, dlatego tak istotne wydaje się poznanie wpływu rodzaju gazu osłonowego na charakter wyładowania. Dostępne informacje w większości pochodzą z literatury poświęconej wykorzystaniu łuków MIG-MAG w spawalnictwie gdyż plazma tego typu nie była dotychczas badana w laboratoriach zajmujących się fizyką atomową, a w szczególności fizyką plazmy. Dalsze polepszanie parametrów plazmy MIG-MAG w zastosowaniach technicznych wymaga zrozumienia najważniejszych procesów fizycznych zachodzących w wyładowaniach tego rodzaju. Potrzebna jest zatem diagnostyka plazmy typu MIG-MAG.

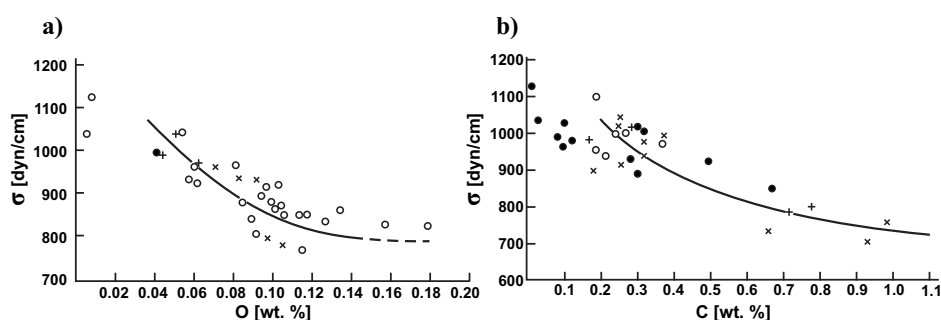
Szybkość procesu i jakość spoiny są zależne od sposobu przenoszenia metalu w łuku (rozdział 1.3), który określa rozmiary, prędkości i częstości odrywania się kropli od końcówki elektrody. O ile w osłonie czystego argonu, który jest najczęściej stosowanym gazem, przejście z reżimu grubokroplowego w tryb natryskowy osiąga się dla stosunkowo niskich wartości natężenia prądu, to w przypadku dwutlenku węgla osiągnięcie prądu krytycznego nie jest możliwe w zakresie natężenia prądu, który jest dostępny standardowo stosowanym generatorom (rysunek 1.12). Mimo, że są to fakty powszechnie znane w środowiskach zajmujących się łukami spawalniczymi to powód tak istotnej różnicy nie został dotychczas wyjaśniony.



Rysunek 1.12: Wpływ rodzaju gazu na częstość odrywania się kropli [96]. Wartość krytycznego natężenia prądu maleje po dodaniu niewielkiej ilości dwutlenku węgla do mieszanki osłonowej. W przypadku helu i dwutlenku węgla nie można osiągnąć trybu natryskowego.

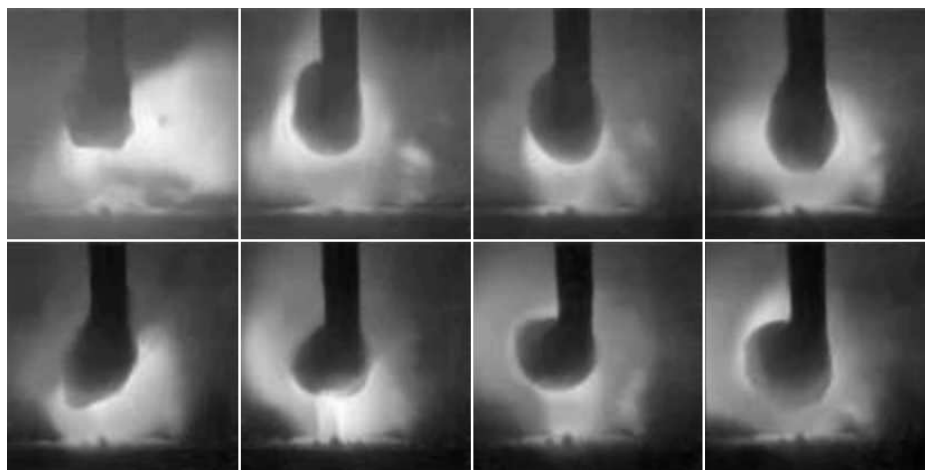
W mieszkach argonu z niewielkim dodatkiem CO_2 lub O_2 obserwuje się poprawę stabilności wyładowania i niewielkie zmniejszenie wartości prądu przejścia. Wyjaśnia to spadek napięcia powierzchniowego płynnego metalu

wywołany wpływem gazu aktywnego 1.13. Zarówno tlen jak i węgiel zmniejszają napięcie powierzchniowe stali ułatwiając odrywanie się kropli od górnej elektrody. Gazy utleniające mogą dodatkowo zwiększać emisyjność materiału katody.



Rysunek 1.13: Napięcie powierzchniowe płynnych stopów w temperaturze 1640°C w powietrzu: a) żelazo-tlen, b) żelazo-węgiel [88].

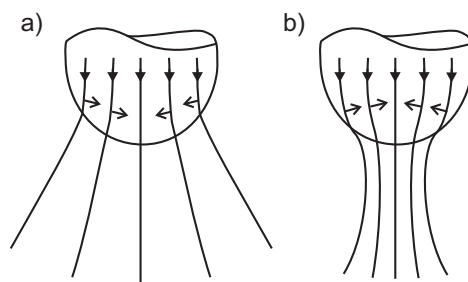
W przypadku dużej zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym obserwowano bardzo charakterystyczne poruszanie się kropli ku górze (repelled transfer) [55, 96] wskazujące na istnienie siły skierowanej przeciwnie do ruchu elektrody (rysunek 1.14).



Rysunek 1.14: Zarejestrowana sekwencja zdjęć łuku MAG w osłonie z czystego CO₂. Duża kropla uformowana na końcu elektrody wykazuje tendencję poruszania się ku górze wzdłuż elektrody.

Siła Lorentza działająca na formującą się kroplę płynnego metalu odgrywa decydującą rolę w mechanizmie odpowiedzialnym za modyfikację sposobu przenoszenia metalu w procesie GMAW. Jej wartość może być bardzo istotna, ponieważ jest proporcjonalna do kwadratu natężenia prądu łuku, ale

zwrot i amplituda zależą ściśle od rozkładu gęstości prądu w końcówce anody. Zgodnie z analizą zaprezentowaną w pracy [83], jeśli układ linii prądu jest rozbieżny to siła elektromagnetyczna wspomaga odrywanie kropli. W sytuacji odwrotnej, gdy linie prądu są zbieżne, siła Lorentza podtrzymuje kroplę przy końcu elektrody (rysunek 1.15).



Rysunek 1.15: Linie gęstości prądu wewnątrz kropli w otaczającej ją plazmie. a) Siła elektromagnetyczna jest siłą odrywającą kroplę. b) Siła elektromagnetyczna przeciwdziała oderwaniu się kropli [83].

Jeśli przepływ prądu zachodzi w ośrodku złożonym z dwóch części, różniących się stopniem przewodnictwa elektrycznego, to rozkład prądu wewnątrz ośrodka jest określony przez warunki gorzej przewodzącej części. Z analogiczną sytuacją mamy do czynienia w przypadku łuku z elektrodą topliwą. Przewodnictwo elektryczne plazmy jest kilka rzędów wielkości mniejsze od przewodnictwa metalu. Dlatego rozkład prądu wewnątrz kropli jest regulowany poprzez rozkład prądu w plazmie a nie odwrotnie.

Nemchinsky [83] przeprowadził teoretyczne obliczenia rozkładu gęstości prądu wewnątrz kropli dla wyładowania w atmosferze argonu i helu. Powołując się na wcześniejsze prace przypominał, że dla anody w łuku GMA wzrost gęstości prądu powoduje zmniejszenie spadku napięcia anodowego. Nemchinsky wnioskuje, że właśnie taka charakterystyka anody wywołuje zwięźlenie łuku i zmniejsza wartość siły Lorentza. Obliczenia teoretyczne i porównawcza analiza przeprowadzona dla argonu i helu wykazują, że na zawężenie linii prądu ma wpływ duży stosunek masy elektronu do masy atomu (molekuły), wysokie przewodnictwo temperaturowe stosowanego gazu i duży przekrój czynny na zderzenia elektron-atom (molekuła). W rezultacie wartość siły Lorentza otrzymana dla argonu przewyższa kilkakrotnie wartość obliczoną dla helu. Nemchinsky uogólnia wyniki dla przypadku gazów molekularnych (również CO_2), gdzie elektronowe wzbudzenia wibracyjnych i rotacyjnych stopni swobody powodują wzrost efektywności wymiany energii między elektronami a molekułami. Wyjaśnia to, zdaniem autora, brak przejścia do trybu natryskowego w łuku MAG w osłonie CO_2 .

Rozdział 2

Modele teoretyczne łuku MIG-MAG

Większość prac teoretycznych dotyczących procesów MIG-MAG, ogranicza się do opisu sposobu formowania się kropli płynnego metalu i ich dynamiki w łuku. Wiele zjawisk determinuje powstawanie kropli na końcu elektrody, jej odrywanie i transfer w kierunku katody. Działające siły, zjawiska termiczne wewnątrz kropli, transfer ciepła plazmy a także rozkład gęstości prądu mają zasadnicze znaczenie.

Siłami działającymi na kroplę są: grawitacja, siła bezwładności, ciśnienie łuku, siły lepkości zarówno metalu jak i otaczającego go gazu, siły elektromagnetyczne a także siły wynikające ze zmian współczynnika napięcia powierzchniowego z temperaturą (efekt Marangoni) [84]. Wzajemne oddziaływanie obecnych sił determinują kształt kropli, jej rozmiary i częstość odrywania od końcówki górnej elektrody.

2.1 Modele formowania się kropli na końcu topliwej elektrody

Dwa główne teoretyczne opisy transferu metalu w łuku MIG-MAG, które niestety zaniedbują wpływ plazmy to: model SFBT (Static Force Balance Theory) [55, 63, 112] i teoria PIT (Pinch Instability Theory) [2, 3, 55, 63].

Teoria równowagi sił statycznych (SFBT)

Teoria równowagi sił statycznych postuluje, że kropla odrywa się od elektrody kiedy statyczne siły odrywające kroplę przewyższą statyczne siły przeciwdziałające oderwaniu się kropli. Zwykle rozważa się cztery działające siły:

grawitację, siłę elektromagnetyczną i siłę wynikającą z przepływu gazu (drag force) jako siły wspomagające transfer kropli i siłę związaną z napięciem powierzchniowym, która utrzymuje kroplę na końcu elektrody. Waszink i Graat [111] przedstawili szczegółową analizę sił działających na kroplę w wyładowaniu GMA.

Siła grawitacji:

$$F_g = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_k g \quad (2.1)$$

wynika z masy kropli i działa jako siła odrywająca kroplę od końcówki elektrody. R jest promieniem kropli, ρ_k jej gęstością a g oznacza przyspieszenie ziemskie.

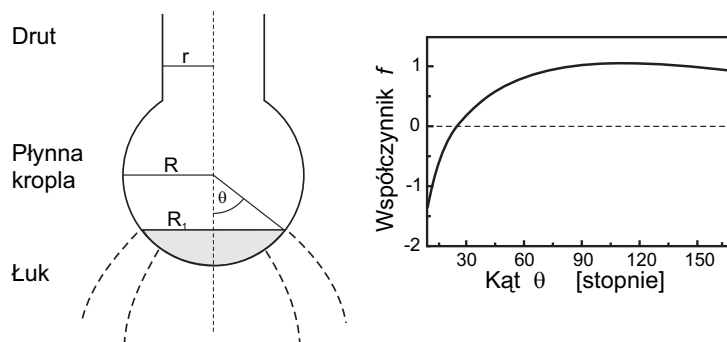
Siła elektromagnetyczna jest wynikiem przepływu prądu a zwrot jej składowej równoległej do osi łuku, zależy od rozkładu gęstości prądu w układzie kropla-plazma. Zakładając jednorodny rozkład gęstości prądu w kropli i korzystając z prawa Lorentza, otrzymujemy równanie:

$$F_{em} = \frac{\mu_0 I^2}{4 \pi} f \quad (2.2)$$

gdzie:

$$f = \ln \left(\frac{R \sin \theta}{R_1} \right) - \frac{1}{4} - \frac{1}{1 - \cos \theta} + \frac{2}{(1 - \cos \theta)^2} \ln \left(\frac{2}{1 + \cos \theta} \right) \quad (2.3)$$

I jest natężeniem prądu łuku, μ_0 przenikalnością magnetyczną próżni, R i R_1 oznaczają odpowiednio promień kropli i promień obszaru przewodzenia. Geometria uwzględniona w równaniu została przedstawiona na rysunku 2.1.



Rysunek 2.1: Geometria końcówki górnej elektrody stosowana w teorii SFBT. Zależność współczynnika f od kąta θ .

Współczynnik f zależy od rozmiarów strefy przewodzenia. Jeśli obszar plamki anodowej jest niewielki, współczynnik f przyjmuje wartości ujemne. Wówczas siła elektromagnetyczna jest siłą odpychającą. Jeśli natomiast obszar doczepienia łuku do kropli jest wystarczająco duży to f jest dodatnie i siła elektromagnetyczna jest siłą odrywającą kroplę (rysunek 1.15).

Siła oporu wynikająca z przepływu gazu jest rozważana jako siła działająca na sferę zanurzoną w płynie. Dla jednorodnego rozkładu prędkości gazu wyrażona jest równaniem:

$$F_d = \frac{1}{2} C_d \pi R^2 \rho_g v_g^2 \quad (2.4)$$

gdzie ρ_g i v_g są odpowiednio gęstością i prędkością gazu a C_d oznacza współczynnik oporu dla sfery:

$$C_d = \frac{6\pi}{R_e} \left[1 + \frac{1}{8} R_e \left(3 + \sigma \frac{\mu_0 j^2 R^2}{\rho_g v_g^2} \right) \right] \quad (2.5)$$

μ_0 jest przenikalnością magnetyczną próżni, j jest gęstością prądu poza sferą, R_e oznacza liczbę Reynoldsa a σ wyraża się wzorem:

$$\sigma = \frac{2(\sigma_1 - \sigma_2)}{2\sigma_1 + \sigma_2} \quad (2.6)$$

gdzie σ_1 i σ_2 określają przewodnictwo elektryczne odpowiednio kropli i otaczającego ją płynu [63].

Siła napięcia powierzchniowego przytrzymująca kroplę na końcu drutu jest dana równaniem:

$$F_\gamma = 2\pi r \gamma \quad (2.7)$$

gdzie r jest promieniem elektrody a γ współczynnikiem napięcia powierzchniowego ciekłego metalu.

Teoria SFBT pozwala wyznaczać jedynie zależność promienia kropli od wartości prądu łuku, bazując na porównaniu działających sił:

$$F_\gamma = F_{em} + F_g + F_d \quad (2.8)$$

Daje wyniki bliskie результатам eksperymentalnym tylko w przypadku transferu metalu w łuku w sposób grubokroplowy. Nie opisuje dynamiki procesu. Nie uwzględnia wpływu rodzaju gazu i wielu innych procesów zachodzących w łuku. Nie wyjaśnia również, obserwowanego w przypadku bardzo dużej zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym, repulsywnego transferu metalu w łuku (rysunek 1.14).

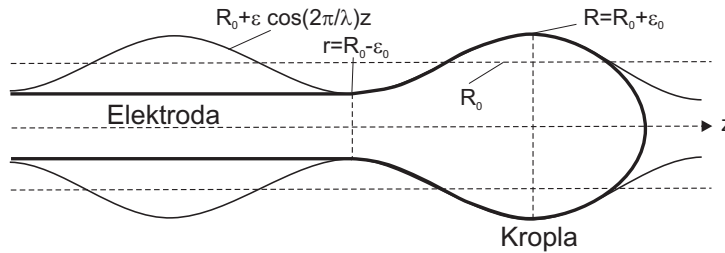
Teoria PIT

Drugą teorią która również opisuje jedynie zachowanie się kropli jest teoria PIT. Została rozwinięta na bazie modelu niestabilności Rayleigha dla cylindrycznej kolumny płynu. Zastosowanie modelu Rayleigha do procesów zachodzących na końcu topliwej elektrody opiera się na analogii formowania się płynnej kropli metalu z na przykład kapiącą wodą. Przy czym w przypadku modelu zachowania się kropli w łuku MIG-MAG siłą dominującą pozostaje siła elektromagnetyczna a nie siła grawitacji.

Ponieważ sfera może mieć energię swobodną mniejszą od kolumny płynu, to w takiej kolumnie pojawia się zaburzenie o charakterystycznej długości fali, wywołując formowanie się kropli. Rayleigh zakładał zaburzenie sinusoidalne w układzie pozbawionym lepkości. W przypadku topliwej elektrody przepływ prądu indukuje powstanie siły elektromagnetycznej, której radialna składowa działając silniej w miejscu przewężeń wynikających z modelu niestabilności Rayleigha dodatkowo ściska kolumnę płynnego metalu, powodując odcinanie kropli. Lancaster [63] zaproponował przybliżone analityczne wyrażenie na krytyczną długość fali rozważanej niestabilności:

$$\lambda_c = \frac{2\pi R_0}{\left(1 + \frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 R_0 \gamma}\right)} \quad (2.9)$$

gdzie wyjściowy promień wyraża się wzorem $R_0 = \frac{1}{2}(r + R)$. Analogicznie jak w opisie teorii SFBT r , R i γ oznaczają odpowiednio promień elektrody, promień kropli (rysunek 2.2) i współczynnik napięcia powierzchniowego płynnego metalu.

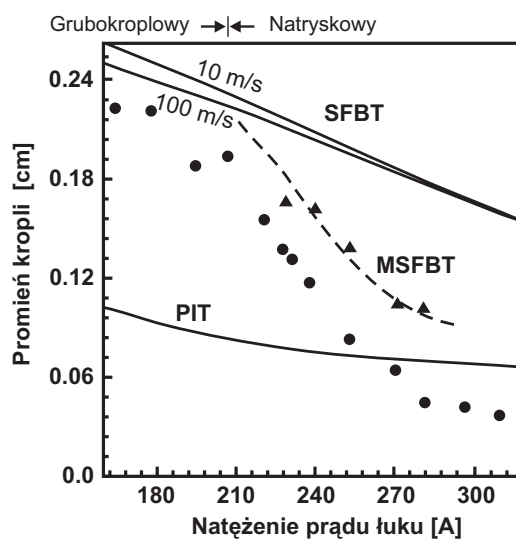


Rysunek 2.2: Geometria kropli powstającej na końcu elektrody w porównaniu z sinusoidalnym zaburzeniem kolumny płynu [63].

Zgodnie z równaniem 2.9, wzrost natężenia prądu łuku redukuje krytyczną długość fali powstającego zaburzenia i tym samym zmniejsza rozmiary kropli. Ten trend jest zgodny z doświadczeniem, ale w rzeczywistości model pracuje dobrze jedynie w przypadku natryskowego sposobu przenoszenia metalu w łuku i posiada podobne ograniczenia jak opisany wcześniej model sił statycznych.

Podsumowanie

Obie teorie nie opisują w pełni poprawnie transferu metalu w łuku MIG-MAG. W szczególności nie określają nawet krytycznej wartości prądu, odpowiadającej przejściu z trybu grubokropłowego do trybu natryskowego, która jest bardzo istotna ze względu na zastosowania techniczne analizowanego wyładowania.



Rysunek 2.3: Porównanie obliczonych i zmierzonych rozmiarów kropli w przypadku stalowej elektrody o średnicy 1.6 mm i mieszanki Ar+2% O₂ jako gazu osłonowego [55].

Porównanie teoretycznie obliczonych zależności rozmiarów kropli od natężenia prądu łuku, zrealizowane przez Kima i Eagara [55], zostało przedstawione na rysunku 2.3. Wykonali oni obliczenia wynikające z teorii SFBT dla dwóch różnych szybkości przepływającego gazu. Zmieniając geometrię układu przyjętą w modelu sił statycznych, przeprowadzili dodatkowe wyliczenia, uwzględniając realne zwięźnienie końcówki elektrody (MSFBT). Otrzymali w ten sposób wyniki, które są bliskie rezultatom doświadczalnym.

Ze względu na szerokie zastosowania przemysłowe, wiele modeli było rozwijanych w celu badania przenoszenia metalu w łuku. W dużej mierze na bazie dwóch głównych teorii tworzone były dynamiczne, jedno lub dwuwymiarowe teoretyczne opisy formowania się kropli [11]. W miarę wzrostu możliwości obliczeniowych komputerów wielu autorów prac zajmowało się tworzeniem bardzo skomplikowanych modeli procesów towarzyszących transferowi metalu w plazmie MIG-MAG.

Teoretyczne opisy dynamiki kropli dają na ogół dobre wyniki, określając rozmiary i kształty kropli, częstości ich odrywania od końcówki elektrody,

a także wartość natężenia prądu przejścia pomiędzy grubokropłowym i natryskowym sposobem przenoszenia metalu w łuku. Nemchinsky [81] obliczał rozmiary kropli biorąc pod uwagę siły elektromagnetyczne, grawitację i siły napięcia powierzchniowego. Uwzględniane były obie, podłużna i radialna, składowe siły elektromagnetycznej poprzez zastosowanie prostego przybliżenia rozkładu gęstości prądu w kropli. Zhu i współpracownicy [117] opisując transfer metalu w łuku połączyli jednowymiarowy model poruszającej się topliwej anody [100] z dwuwymiarowym modelem łuku plazmowego opisanym przez Lowke w pracy [68]. Jones i współpracownicy [51] przeprowadzili symulację ruchu kropli uwzględniając jej elipsoidalny kształt (bazując na wynikach bezpośrednich obserwacji procesu) oraz obszar przewężenia pomiędzy kroplą a końcówką elektrody. Opisali wpływ sił elektromagnetycznych [50] na kształt kropli. Choi [12] przedstawił dynamiczną symulację formowania się kropli na końcu elektrody i dokonał bezwymiarowej analizy transferu metalu w łuku [13]. W obu przypadkach wykorzystał numeryczną technikę VOF (volume-of-fluid), stosowaną przez wielu autorów do dynamicznego opisu powstawania kropli [35, 36, 37, 39, 109]. Fan i Kovacevic [22] zaprezentowali symulację formowania się kropli, jej transferu w łuku oraz zderzenia z powierzchnią katody. Porównali otrzymane wyniki z obserwacjami prowadzonymi przy użyciu szybkiej kamery uzyskując bardzo dobrą zgodność. Rozważali jednak jedynie grubokropłowy mechanizm przenoszenia metalu w łuku. Przegląd literatury dotyczącej zastosowania metody elementów skończonych do analizy i symulacji procesu MIG-MAG został przedstawiony przez Meckerle [71].

2.2 Model MHD - modelizacja plazmy wyładowania MIG-MAG

W pierwszym artykule Haidara i Lowke [35], dotyczącym łuku z elektrodą topliwą, autorzy przedstawili metodę opisu łuku bazującą na wcześniejszych modelach łuków swobodnych [115, 116]. Teorie łuku TIG zostały rozwinięte poprzez uwzględnienie przemiany fazowej górnej elektrody, napięcia powierzchniowego i wzrastania rozmiarów kropli.

Początkowo model brał pod uwagę wpływ siły grawitacji, bezwładności, sił elektromagnetycznych, sił napięcia powierzchniowego i szybkości przesuwu elektrody. Był później [36, 37, 38, 39, 41] sukcesywnie rozszerzany poprzez uwzględnienie ciśnienia łuku, sił wynikających z lepkości plazmy, zmian napięcia powierzchniowego z temperaturą (efekt Marangoni), złożonej struktury stref przyelektrodowych, a także parowania metalu z powierzchni kropli [41].

Podobnie jak większość symulacji zachowania się kropli [22, 100, 109] oraz modeli plazmy łuku TIG [44, 40, 68, 99] zaprezentowany teoretyczny opis plazmy MIG-MAG, opierał się na rozwiązaniu szeregu równań różniczkowych:

1. Prawo zachowania masy:

$$\frac{\delta\rho}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) = 0 \quad (2.10)$$

2. Prawo zachowania pędu:

$$\frac{\delta\rho\vec{v}}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}\vec{v}) = -\vec{\nabla}P + \vec{j} \times \vec{B} + \vec{\nabla}\Pi + \vec{g} \quad (2.11)$$

3. Prawo zachowania energii:

$$\frac{\delta\rho h}{\delta t} + \vec{\nabla} \cdot \rho\vec{v}h = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\kappa}{c_p} \vec{\nabla}h \right) + \frac{5k}{2e} \vec{j} \cdot \vec{\nabla}T + \frac{j^2}{\sigma} - U \quad (2.12)$$

4. Równanie ciągłości prądu:

$$\vec{\nabla} \cdot (\sigma\vec{\nabla}V) = 0 \quad (2.13)$$

5. Prawo Ohma:

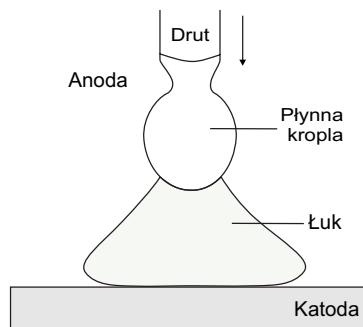
$$\vec{j} = -\sigma\vec{\nabla}V \quad (2.14)$$

6. Równanie Maxwella:

$$\vec{\nabla}\vec{B} = \mu_0\vec{j} \quad (2.15)$$

gdzie ρ jest gęstością, v prędkością, P oznacza ciśnienie, k stałą Boltzmann a c_p ciepło właściwe. T jest temperaturą, j gęstością prądu, B polem magnetycznym, Π jest tensorem naprężeń, V potencjałem elektrycznym. U określa straty radiacyjne, σ przewodnictwo elektryczne a h entalpię. Dwuwymiarowy model Haidara bierze pod uwagę kolumnę łuku, elektrodę topliwą jako anodę a także metalową płytkę pełniącą rolę katody. Autor stosuje cylindryczny układ współrzędnych zakładając symetrię układu względem osi łuku.

Obszar wyładowania został podzielony na pięć rejonów. Trzy pierwsze wynikające z konstrukcji układu to: anoda, katoda i łuk (rysunek 2.4). Pozostałe dwie określają obszary przyelektrodowe: strefę przyanodową i strefę przykatodową.



Rysunek 2.4: Schemat łuku i elektrod brany pod uwagę w teorii Haidara

Obszar anody

W modelu, anoda jest obiektem dynamicznym w fazie ciekłej. Warunki zmieniają się w czasie zgodnie z kształtem i objętością kropli. Rozkład temperatury wewnątrz kropli jest określany przez wiele czynników: konwekcję, przesuw drutu, ogrzewanie oporowe, ciepło topienia, przewodzenie, promieniowanie, parowanie metalu i przekaz ciepła plazmy. Teoria uwzględnia ogrzewanie anody w wyniku absorpcji elektronów, schładzanie w wyniku promieniowania i parowania metalu (model Langmuira dla próżni).

Grawitacja, magnetyczne ściśnięcie (efekt pinchu), bezwładność, prędkość drutu i wpływ przepływającego gazu są uwzględniane w równaniu opisującym prawo zachowania pędu (2.11). Dodatkowo do tego równania dodano człony opisujące wpływ zmian napięcia powierzchniowego z temperaturą.

Obszar katody

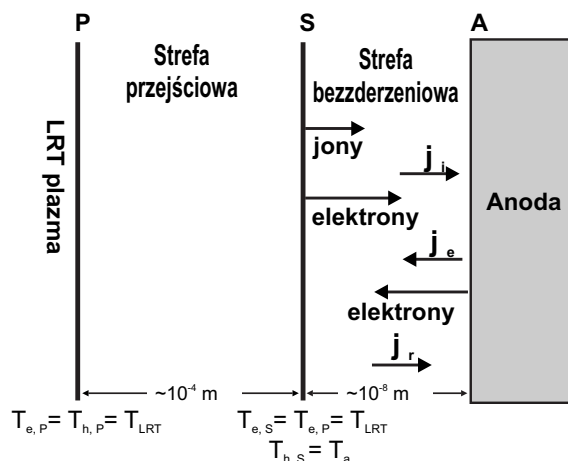
W celu dokładnego opisanie procesów związanych z wyładowaniem MIG-MAG, Haidar zawarł w stworzonym modelu prosty opis katody zakładając, że jest ona płaską metalową płytką. Autor skoncentrował się na określeniu zmian anody i temperatury plazmy, dlatego rejon katody jest tylko uzupełnieniem teorii. Rozkład temperatury wewnątrz katody otrzymał uwzględniając w równaniu przedstawiającym prawo zachowania energii (2.12) przewodzenie, ogrzewanie oporowe, ciepło topienia i parowanie metalu z powierzchni elektrody.

Kolumna łuku

Wszystkie obliczenia Haidara są wykonywane dla plazmy argonowej [35, 37, 38, 39, 41], mieszanki argonu i 25% CO₂ oraz czystego dwutlenku węgla [36], przy założeniu stanu lokalnej równowagi termodynamicznej (LRT). Przyjęte w obliczeniach własności plazmy, takie jak entalpia, ciepło właściwe, gęstość, lepkość, przewodnictwo termiczne i elektryczne, wynikały z równowagowych kalkulacji. Założono laminarny przepływ gazu.

Strefa przyanodowa

Strefa przyanodowa została opisana zgodnie z reprezentacją Dinulescu i Pfendera: przejście od anody do kolumny łuku odbywa się przez strefę bezzderzeniową i strefę przejściową (rysunek 2.5). Strefa bezzderzeniowa przylegająca bezpośrednio do powierzchni anody rozciąga się na odległość odpowiadającą długości Debye'a ($\approx 10^{-6}$ cm). Zakres strefy przejściowej sięga 0.0075 cm.



Rysunek 2.5: Schemat warstwy przyanodowej w reprezentacji Dinulescu i Pfendera założony w teorii Haidara [38]. j_i i j_e reprezentują gęstości prądu wynikające z obecności jonów i elektronów z plazmy, j_r jest wynikiem emisji z powierzchni anody.

Na granicy strefy przejściowej i kolumny plazmy (punkt P) temperatury elektronów (T_e) i cięższych cząstek (T_h) są jednakowe, równe temperaturze plazmy w stanie równowagi (T_{LRT}). W strefie przejściowej temperatura elektronowa pozostaje stała i może się różnić od T_h , która na granicy stref (punkt S) jest równa temperaturze powierzchni anody (T_a). Lokalną koncentrację swobodnych elektronów na granicy obszaru przyanodowego i plazmy obliczano przyjmując warunki LRT. Neutralność elektryczną ośrodka zakładano w całym obszarze strefy przejściowej.

W strefie bezzderzeniowej ruch termiczny cząstek naładowanych jest ograniczony przez wpływ ładunku przestrzennego. W rezultacie standardowy opis transferu ciepła z plazmy poprzez przewodnictwo cieplne nie może być stosowany. W modelu Haidara przekaz ciepła był uwzględniany poprzez rozważanie energii niesionej przez elektrony i jony pochodzące z plazmy oraz ograniczoną liczbę elektronów emitowanych z powierzchni anody w wyniku termoemisji. W konsekwencji równanie opisujące prawo zachowania energii (2.12) dla górnej elektrody zostało przez Haidara zmodyfikowane poprzez

uwzględnienie po jego prawej stronie dodatkowych członów:

$$S_A = j_i \left(V_i - V_s + \frac{5k}{2e} T_a \right) + j_e \left(\phi + \frac{5k}{2e} T_p \right) - q_v L - \varepsilon \sigma T_a^4 \quad (2.16)$$

Dwa pierwsze są związane z przepływem prądu w strefie. Zatem j_e i j_i są gęstościami prądu wynikającymi z obecności elektronów i jonów, V_i jest potencjałem jonizacji otaczającej plazmy a V_s jest spadkiem napięcia w strefie przyanodowej. T_a i T_p to odpowiednio temperatura powierzchni anody i temperatura plazmy w jej pobliżu. Człon $q_v L$ odpowiada parowaniu metalu z powierzchni elektrody gdzie q_v jest szybkością parowania a L ciepłem parowania. Ostatni człon opisuje procesy radiacyjne gdzie ε jest emisyjnością materiału elektrody. Analogicznie należy postąpić w przypadku opisu plazmy w pobliżu elektrody. Dlatego równanie (2.12) dla plazmy Haidar zmodyfikował dodając człon:

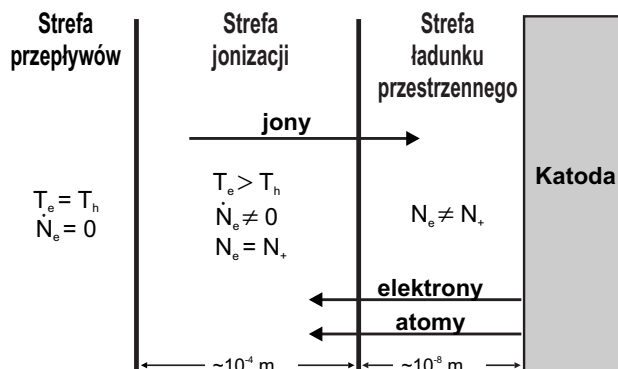
$$S_{AP} = -j_i \left(V_i + \frac{5k}{2e} T_a \right) - j_e \left(\frac{5k}{2e} T_{e,s} - V_s \right) - j_r \left(\frac{2k}{e} T_a - V_s \right) \quad (2.17)$$

Przewodnictwo cieplne o obszarze pomiędzy plazmą i anodą jest uwzględniane w rozważanym modelu jedynie jako ciepło niesione przez cząstki neutralne. Przewodnictwo elektryczne jest równe przewodnictwu elektrycznemu plazmy w strefie przejściowej.

Strefa przykatodowa

Opis strefy przykatodowej jest bardziej skomplikowany w porównaniu z rozważanym wcześniej obszarem w pobliżu anody. Schemat przedstawiony na rysunku 2.6, zaproponowany przez Hsu i Pfendera [45] został szczegółowo przeanalizowany w pracach dotyczących badania obszaru przykatodowego w łuku [5, 6, 18, 52, 53]. Haidar szczegółowo badał procesy w rejonie blisko katody bazując na wynikach otrzymanych dla przypadku łuku z elektrodą wolframową TIG. W przypadku łuków MIG-MAG o odwrotnej polaryzacji elektrod, katoda jest zwykle wykonana z materiału o relatywnie niskiej temperaturze topnienia. Własności takiej katody, a w szczególności charakter emisji elektronów, są zatem inne niż w przypadku wolframowej termokatody. Odpowiedzialne za emisję elektronów są procesy termo-polowe co powoduje powstawanie silnego ładunku przestrzennego przy powierzchni katody.

Obliczenia prowadzone przez Haidara dla przypadku łuku MIG-MAG prowadziły do określenia własności kropli i rozkładu temperatury w plazmie wyładowania. W tym przypadku autor zakładał, że wpływ katody jest niewielki i w ostatniej opublikowanej pracy [41] złożona struktura warstwy przykatodowej nie jest rozważana.

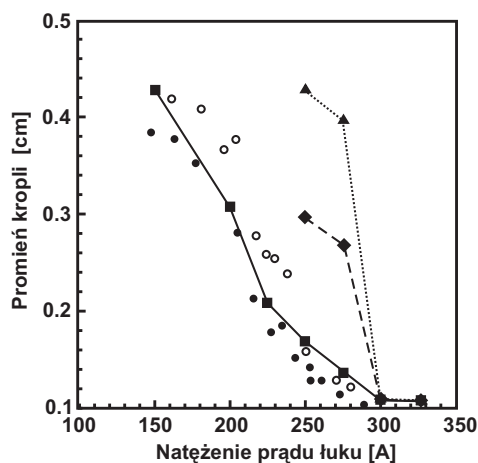


Rysunek 2.6: Schemat strefy przykatodowej [45, 53]

Rezultaty obliczeń

Zastosowanie metody VOF (volume of fluid) umożliwiło Haidarowi analizę czasowych zmian rozmiaru i kształtu płynnej kropli. Zestaw równań różniczkowych (2.10)-(2.17) rozwiązywano używając procedury numeryczne SIM- PLEC (Patankar).

Wszystkie wyliczenia przeprowadzono dla elektrod wykonanych z miękkiej stali. Średnica górnej elektrody wynosiła 1.6 mm. Większość obliczeń wykonano dla czystego argonu jako gazu osłonowego pod ciśnieniem atmosferycznym. W pracy [36] dodatkowo analizowano wpływ dwutlenku węgla na rozmiary kropli i rozkład temperatury w łuku.



Rysunek 2.7: Porównanie wyników eksperymentalnych przedstawionych przez Kima i Eagara w pracy [55] z wynikami obliczeń [39]. \circ – eksperyment $l = 2.6$ cm (wolny wylot elektrody); \bullet – eksperyment $l = 3.3$ cm; \blacktriangle – stałe $\gamma = 1.2$ Nm⁻¹, bez uwzględnienia strefy przyanodowej; \blacklozenge – $\gamma = \gamma(T)$, bez uwzględnienia strefy przyanodowej; \blacksquare – $\gamma = \gamma(T)$, z uwzględnieniem strefy przyanodowej.

Rysunek 2.7 przedstawia rezultaty obliczeń rozmiarów kropli [39]. Obrazuje bardzo dobrą zgodność przewidywań teoretycznych z eksperymentem w przypadku uwzględnienia wpływu strefy przyanodowej na formowanie się kropli.

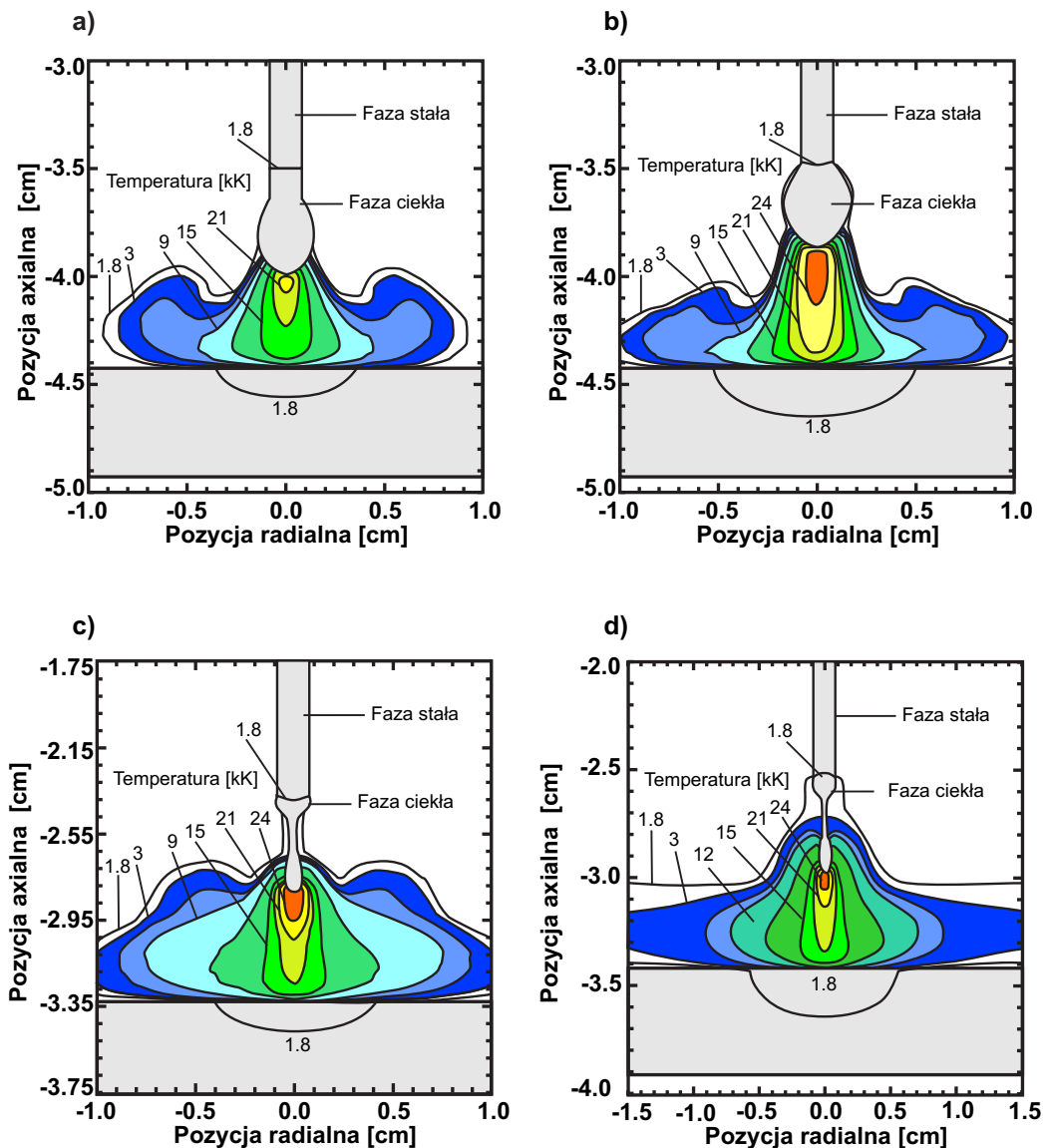
Uwzględnienie zmian współczynnika napięcia powierzchniowego z temperaturą modyfikuje kształt kropli i prowadzi do jej eliptycznej formy. Zwiększa ciśnienie w płynnym metalu na granicy między fazą stałą i ciekłą ułatwiając odzepianie się kropli a tym samym zmniejsza ich rozmiary. Efekt Marangoni generuje przepływ metalu wewnątrz kropli z obszarów o wysokiej temperaturze (mały współczynnik napięcia powierzchniowego) do regionów chłodniejszych, przeciwdziała odrywaniu się kropli i zwiększa wartość natężenia prądu przejścia. Obecność strefy przyanodowej powoduje poszerzenie obszaru doczepienia łuku do anody zmieniając rozkład gęstości prądu w kropli. Wraz ze wzrostem natężenia prądu łuku, rozmiary kropli maleją wolniej niż w przypadku nieuwzględniania struktury warstwy w pobliżu anody.

Rysunek 2.8 przedstawia rozkłady temperatury w łuku MIG w osłonie czystego argonu dla różnych wartości natężenia prądu łuku. W przypadku natężenia prądu wyładowania $I = 200$ A i $I = 275$ A model określa grubokroplowy reżim przenoszenia metalu w łuku. Wzrost natężenia prądu wyładowania powoduje zmniejszenie rozmiarów kropli i przejście do trybu natryskowego. Wyniki obliczeń dla przypadku dwutlenku węgla jako gazu osłonowego i natężenia prądu łuku $I = 325$ A zostały przedstawione na rysunku 2.9.

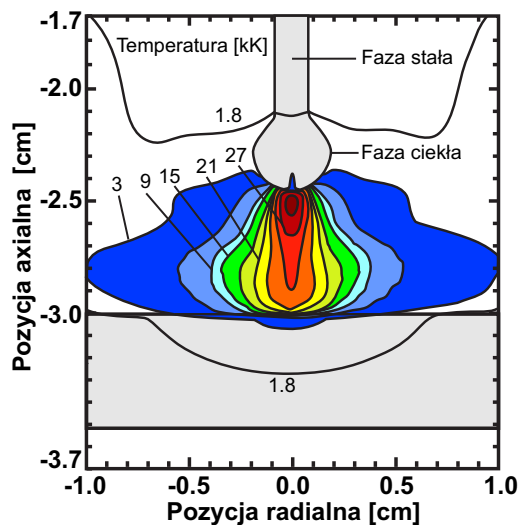
Według modelu sformułowanego przez Haidara, wartość temperatury w pobliżu osi wyładowania rośnie wraz ze wzrostem natężenia prądu łuku w przypadku procesu MIG. Zmiana gazu osłonowego z argonu na czysty dwutlenek węgla uniemożliwia osiągnięcie natryskowego reżimu pracy łuku dla rozważanych parametrów wyładowania (rysunek 2.9) i znacznie zwiększa temperaturę wyładowania.

Nie było dotychczas dostępnych danych doświadczalnych dotyczących rozkładów temperatury w plazmach tego typu. W publikacji Lancastera [63] znajduje się jedynie odnośnik do pochodzącego z 1970 roku dokumentu Międzynarodowego Instytutu Spawalnictwa (International Institute of Welding, IIW) gdzie donoszono o obserwowanym obniżeniu temperatury plazmy w centrum wyładowania.

W rozdziale 5.7.1 na stronie 133 niniejszej pracy opisane są rezultaty eksperymentów diagnostyki plazmy, przeprowadzonych przy zastosowaniu metod spektroskopii emisyjnej. Uprzedzając szczegółową analizę otrzymanych wyników należy wspomnieć, że rozkłady temperatur w plazmie wyładowania otrzymane drogą pomiarów i wyniku obliczeń wykonanych przez Haidara znacznie się różnią.



Rysunek 2.8: Rozkłady temperatury w wyladowaniu MIG w osłonie czystego argonu dla elektrod wykonanych z miękkiej stali. Średnica anody wynosi 1.6 mm. W chwili $t = 0$ rozpoczyna się proces formowania kropli. Przedstawione rysunki określają sytuację tuż przed oderwaniem się kropli od końca anody. **a)** $t = 112$ ms, natężenie prądu łuku $I = 200$ A [36]; **b)** $t = 106$ ms, natężenie prądu łuku $I = 275$ A [39]; **c)** $t = 31$ ms, natężenie prądu łuku $I = 300$ A [36]; **d)** $t = 40.8$ ms, natężenie prądu łuku $I = 325$ A [37].



Rysunek 2.9: Rozkłady temperatury w wyładowaniu MAG w osłonie dwutlenku węgla dla elektrod stalowych [36]. Średnica górnej elektrody wynosi 1.6 mm. W chwili $t = 0$ rozpoczyna się proces formowania kropli. Rysunek przedstawia sytuację po upływie czasu $t = 185$ ms tuż przed oderwaniem się kropli od końca anody. Natężenie prądu łuku wynosiło $I = 325$ A.

Różnice nie polegają jedynie na niezgodnych wartościach osiągniętych temperatur, gdyż również charakter rozkładów, w szczególności w przypadku wyładowania w czystym argonie, jest odmienny. Charakterystyczne obniżenie wartości temperatury w centrum wyładowania, zgodne z analizą widma emisji plazmy (rozdział 5.1, strona 96), potwierdza ograniczone możliwości stosowania opisaną teorię do określania parametrów plazmy. Rozważanie stanu lokalnej równowagi termodynamicznej w całym obszarze wyładowania może okazać się zbyt daleko posuniętym założeniem w przypadku stałego dopływu par metali i obecności płynnych kropli w centralnym obszarze kolumny łuku.

2.3 Podsumowanie

Wszystkie, mniej lub bardziej skomplikowane modele teoretyczne łuku GMAW opisane w literaturze zajmują się formowaniem kropli na końcu topliwej elektrody. Pierwsze sformułowane teorie: bazująca na równowadze statycznych sił teoria SFBT i model powstawania niestabilności w kolumnie płynnego metalu PIT, były nierzadko punktem wyjścia do bardzo skomplikowanych dynamicznych opisów zachowania się kropli w łuku.

Z wyjątkiem prac opublikowanych przez Haidara, wpływ plazmy wyładowania nie był jak dotąd szerzej rozważany. O ile modele dynamiki kropli osiągają bardzo dobre efekty, mierzone zgodnością z wynikami pomiarów, to otrzymane rozkłady temperatury w plazmie są bardzo wątpliwe, nawet w przypadku tak rozbudowanego i wydawałoby się, kompletnego modelu sformułowanego przez Haidara. Można zatem stwierdzić, że nie ma aktualnie teorii mogącej, w sposób prawidłowy, określić rozkłady temperatury w łuku MIG-MAG. Eksperymentalne badania plazmy wyładowania w łuku z elektrodą topliwą mogą określić przyszłą drogę teoretycznych opisów łuku MIG-MAG.

Część III

Część doświadczalna

Rozdział 3

Układ eksperymentalny

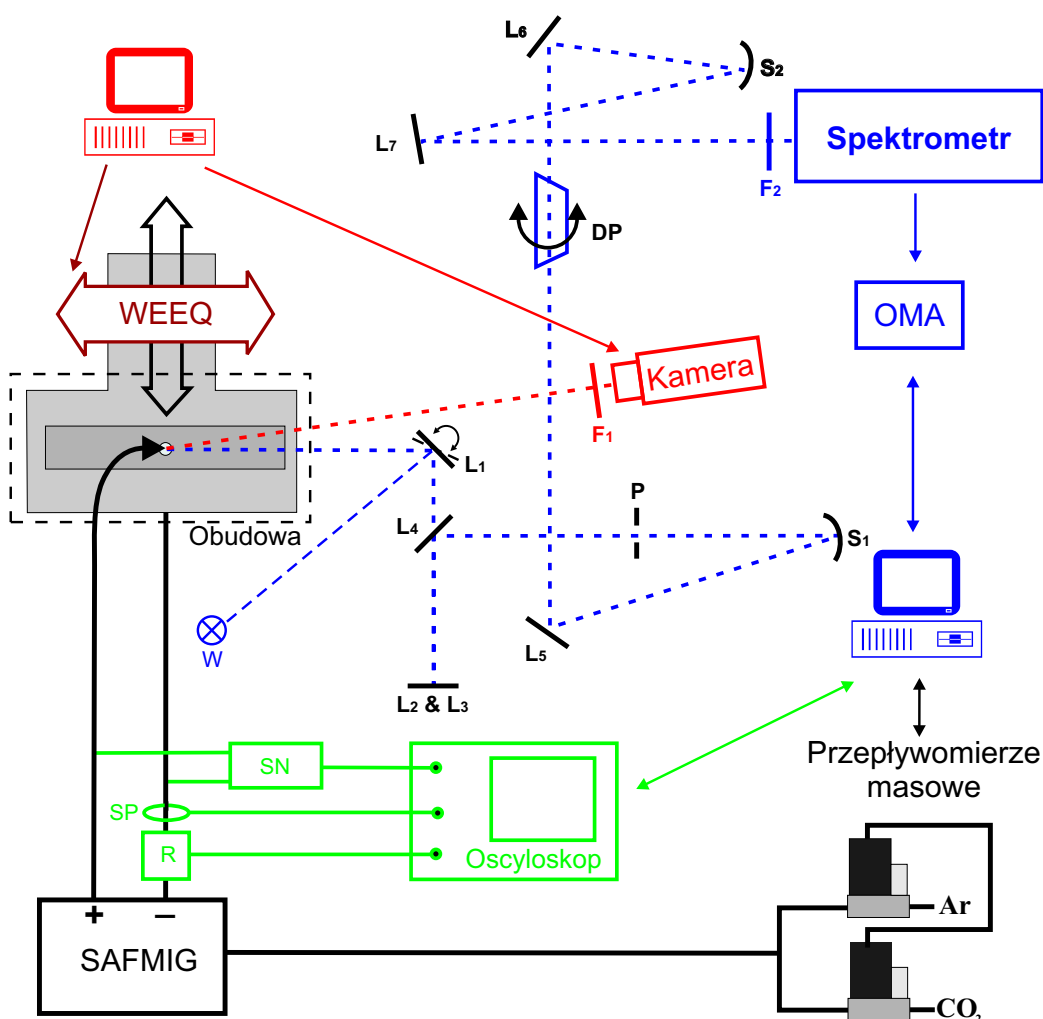
3.1 Wstęp

Przedstawiony na rysunku 3.1 schemat układu eksperymentalnego, obrazuje główne elementy aparatury pomiarowej zapewniające obserwację kształtu łuku (kolor czerwony), diagnostykę spektroskopową (kolor niebieski), rejestrację parametrów prądowych wyładowania (kolor zielony) oraz sterowanie przepływem gazu i przesuwem katody.

Palnik generatora SAFMIG został zamocowany w pozycji pionowej. Metalowa płytką (katoda) jest każdorazowo mocowana do płyty w kształcie litery T, wykonanej z duraluminium, izolowanej elektrycznie od innych elementów układu. Katoda może się poruszać w poziomie w dwóch wzajemnie prostopadłych kierunkach dzięki układowi dwóch stolików. Pierwszy z nich, połączony z silnikiem krokowym WEEQ CHARLY-ROBOT o kroku 0.00375 mm/krok, zapewnia przesuw płyty (25 cm) z maksymalną prędkością około 5 mm/s. Pracą silnika steruje program napisany w środowisku LABWINDOWS. Drugi, poruszany za pomocą śruby mikrometrycznej, umożliwia ruch o około 6 cm.

Kształt płyty z duraluminium zapewnia ochronę elementów silnika krokowego przed rozpryskiem płynnego metalu, który powstaje podczas wyładowania. W celu ochrony przed intensywnym natężeniem światła łuku, obszar wyładowania został osłonięty podłączoną do masy obudową, wykonaną z duraluminium. W jej bocznej ścianie zostało wycięte okienko umożliwiające obserwację łuku i diagnostykę spektroskopową.

Dla zwiększenia komfortu i bezpieczeństwa pracy [114], nad osłoną zainstalowano wentylator usuwający, powstające podczas wyładowania, duże ilości dymu. Nie może on pracować podczas trwania procesu, ponieważ powoduje drastyczne zmiany charakteru wyładowania, nawet w przypadku minimalnej mocy ciągu. Był zatem uruchamiany bezpośrednio po zakończeniu pomiaru.



Rysunek 3.1: Schemat układu eksperymentalnego. F_1 : filtr interferencyjny; F_2 : filtry spektralne; $L_1..L_7$: lustra płaskie; S_1, S_2 : lustra sferyczne; DP: pryzmat Dove; W: wstęgowa lampa wolframowa; SN: sonda napięciowa; SP: sonda prądowa; R: opornik wzorcowy.

3.2 Generator wyładowania

Układ eksperymentalny został zorganizowany wokół generatora plazmy jakim jest zasilacz SAFMIG 480 TRS PLUS, dostarczony przez Centre Technique d'Application de la Soudure (CTAS, AIR LIQUIDE WELDING). Generator zapewnia pracę w zakresie natężenia prądu łuku od 20 do 450 A, napięcia od 20 do 40 V oraz prędkości przesuwu górnej elektrody od 1 do 20 m/min.

Umożliwia stosowanie elektrod o średnicach od 0.8 do 1.6 mm. Jest urządzeniem tranzystorowym sterowanym przez 16 bitowy mikrokontroler. Może być stosowany do generacji plazmy MIG, MAG oraz TIG.

Układ zasilacza umożliwia stabilizację długości łuku (kontrola wartości napięcia łuku, która jest zależna od rodzaju stosowanego gazu i typu elektrody) lub natężenia prądu łuku. Generator SAFMIG umożliwia pracę w modzie „synergie”. Polega on na wzajemnym powiązaniu parametrów pracy generatora i jest znacznym ułatwieniem w przypadku aplikacji technicznych.

Aby porównywanie wyników pomiarów i ich analiza miały sens, konieczne było zapewnienie zbliżonych warunków pomiarowych w przypadku stosowania różnych mieszanek gazów osłonowych. Wymagało to zniesienia modu „synergie”. W tym celu standardowy (komercyjny) EPROM urządzenia został zastąpiony przez nowy (SHARC 12.A96, wersja 1.7 dla TR16) dostarczony przez AIR LIQUIDE FRANCE. W konsekwencji dysponowano możliwością kontroli dwóch parametrów. Dla wybranej prędkości przesuwu górnej elektrody (V_f) generator proponuje średnią wartość natężenia prądu łuku I_{Moyen} , która zależy od wybranego programu pracy (rodzaju elektrody i gazu osłonowego). Wybór stabilizowanej średniej wartości natężenia prądu łuku $I_{ArcOrigine}$ jest pozostawiony operatorowi urządzenia. Wszystkie pomiary były wykonywane dla wartości $I_{ArcOrigine}$ zbliżonej lub równej wartości I_{Moyen} proponowanej przez generator SAFMIG. Stosowanie terminologii w języku francuskim wynika z oprogramowania urządzenia.

3.3 Charakterystyka materiałów

Prawidłowa identyfikacja linii spektralnych obserwowanych w widmie emisyjnym łuku MIG-MAG wymaga znajomości składu chemicznego stosowanej mieszanki gazów osłonowych oraz materiału obu elektrod.

W przeprowadzonych pomiarach stosowano stalowe płyty o wymiarach $30 \times 300 \times 8$ mm, wykonane ze stali spełniającej normę europejską EN10025 S235JRG2. Skład chemiczny stali normowej został przedstawiony w tabeli 3.1. Powierzchnia każdej płyty była dokładnie czyszczona mechanicznie przed wykonywaniem pomiarów.

Tabela 3.1: Dodatki do żelaza obecne w materiale płyty stalowej.

	C	Mn	P	Cr
% masowy	0.17	1.40	0.045	0.045
% atomowy	0.79	1.40	0.079	0.045

Jako elektrodę topliwą stosowano stalowy drut o średnicy 1.2 mm typu ER70S3, pokryty warstwą miedzi o grubości około 10 μm . Wyniki analizy chemicznej składu elektrody, wykonanej przez Service de Caractérisation des Matériaux (AIR LIQUIDE), zostały przedstawione w tabeli 3.2.

Tabela 3.2: Skład chemiczny elektrody topliwiej. Z : liczba atomowa; M : masa atomowa; E_∞ : potencjał jonizacji; T_t : temperatura topnienia; T_w : temperatura wrzenia. Ostatnia kolumna tabeli określa obecność linii spektralnych poszczególnych składników materiału elektrody w widmie emisyjnym plazmy MAG.

El.	Z	M [g]	E_∞ [eV]	T_t [K]	T_w [K]	% masowy	% atomowy	Obecność w widmie emisyjnym łuku MAG
Fe	26	55.847	7.902	1809	3135	98.17	97.47	Dominuje
Mn	25	54.996	7.434	1517	2335	1.07	1.07	Silne linie
Si	14	28.086	8.151	1685	3540	0.35	0.69	-
C	6	12.011	11.260	4100	4275	0.087	0.400	Linie słabe
Cu	29	63.546	7.726	1357.6	2826	0.160	0.140	Linie słabe
Ni	28	58.70	7.635	1726	3187	0.058	0.055	-
O	8	15.999	13.618	50.35	90.18	0.014	0.048	-
N	7	14.007	14.534	63.14	77.35	0.0062	0.0244	-
Cr	24	51.996	6.766	2130	2945	0.022	0.023	Linie słabe
Mo	42	95.94	7.099	2890	4912	0.038	0.022	-
P	15	30.974	10.486	317.30	550	0.011	0.020	-
S	16	32.06	10.360	388.36	717.75	0.011	0.019	-
Co	27	58.933	7.86	1768	3201	0.008	0.007	-
V	23	50.942	6.74	2175	3682	0.002	0.002	-
Al	13	26.982	5.986	933.25	2793	<0.001	<0.002	-
Nb	41	92.906	6.88	2740	5017	0.002	0.001	-
Ti	22	47.90	6.82	1943	3562	0.001	0.001	-
B	5	10.81	8.298	2300	4275	0.0002	0.0010	-
Zr	40	91.2	6.84	2125	4682	<0.001	<0.001	-

3.4 Pomiar parametrów prądowych wyładowania

Rejestracja parametrów prądowych łuku plazmowego, będąca dopełnieniem obserwacji zachodzących zjawisk, jest konieczna w celu klasyfikacji reżimu pracy łuku oraz kontroli stabilności i powtarzalności procesu.

Do pomiaru różnicy napięcia pomiędzy elektrodami zastosowano sondę różnicową ST500-2 FRANÇAISE D'INSTRUMENTATION (pasma przenoszenia 15 MHz), zasilaną bateriami niezależnie od sieci. Dla dużych wartości natężenia prądu, sięgających 500 A, szybkość dostępnych mierników nie jest wystarczająca aby sprostać rejestracji szybkozmiennych sygnałów wyładowania MIG-MAG. Natężenie prądu łuku było mierzone przy użyciu przetwornika prądowego LT 500-S firmy LEM (pasma przenoszenia 150 kHz) zasilanego

prądem stałym o napięciu ± 15 V. Wykorzystano również pomiar spadku napięcia na oporniku wzorcowym (500 A \rightarrow 0.1 V) włączonym w układ zasilania łuku.

Rejestracje sygnałów przebiegały za pomocą szybkiego oscyloskopu numerycznego LECROY WAVERUNNER-2 LT584L (pasmo przenoszenia 1 GHz), o maksymalnej częstotliwości próbkowania 4 GS/s. Był on zasilany poprzez transformator, w celu odizolowania od zaburzeń sieci.

3.5 Kontrola przepływu gazu

Do kontroli przepływu gazu stosowano dwa przepływomierze masowe BROOKS MASS FLOW CONTROLLERS 5850S (BROOKS INSTRUMENT). Umożliwiają one pomiar przepływu gazu pod ciśnieniem od 2 do 3 barów w zakresie od 0 do 20 l/min (w przypadku powietrza).

Tabela 3.3: Charakterystyki stosowanych gazów.

	Argon (ARCAL 1)	Argon (ALPHAGAZ 1)	CO ₂
Gęstość [kg/m ³]	1.67	1.67	1.87
Czystość	≥ 99.99	99.999	≥ 99.7
Zanieczyszczenia [ppmv]			
H ₂ O	≤ 5	≤ 3	≈ 14
O ₂	≤ 2	≤ 2	≈ 20
CO/CO ₂	≤ 10		≈ 4
CH ₄	≤ 5		≈ 2
C _n H _m		≤ 0.5	
N ₂	≤ 10		≈ 40
H ₂	≤ 10		≈ 2

Do kontroli pracy przepływomierzy, połączonych z komputerem poprzez port RS232, wykorzystywano program komputerowy SMARTDDE dostarczony przez BROOKS INSTRUMENT. Program współpracuje z arkuszem programu Microsoft Excel poprzez procedury DDE (Dynamic Data Exchange). Czas odpowiedzi urządzeń wynosi 1 s.

W pomiarach wykorzystywano argon oraz jego mieszanki z dwutlenkiem węgla. Przepływy obu gazów były mierzone niezależnie a stosowana mieszanka powstawała przed wprowadzeniem do układu generatora SAFMIG. Wykorzystywano argon typu ARCAL 1 oraz czystszy chemicznie ALPHAGAZ 1 (tabela 3.3). Producentem stosowanych gazów jest AIR LIQUIDE.

Podawane w pracy proporcje dwutlenku węgla w gazie osłonowym są zawsze wyrażone w procentach objętościowych, określonych jako stosunek objętości CO₂ do objętości argonu. Tabela 3.4 przedstawia koncentracje dwutlenku węgla przeliczone na procenty masowe.

Tabela 3.4: Konwersja % objętościowy \rightarrow % masowy.

%obj		%m	
Argon	CO ₂	Argon	CO ₂
100	0	100.00	0.00
95	5	94.43	5.57
90	10	88.93	11.07
85	15	83.50	16.50
80	20	78.13	21.87
75	25	72.82	27.18
70	30	67.57	32.43
65	35	62.39	37.61
60	40	57.26	42.74
55	45	52.19	47.81
50	50	47.18	52.82
0	100	0.00	100.00

3.6 Układ optyczny

3.6.1 Spektrometr

W pomiarach wykorzystujących metody spektroskopii emisyjnej plazmy, stosowano spektrometr marki SOPRA (układ Eberta w konfiguracji wertykalnej [48]), pracujący w drugim rzędzie dyfrakcji. Elementem składowym układu spektrometru jest lustro sferyczne o ogniskowej równej 2 m. Jest ono wykorzystywane dwukrotnie: jako kolimator wiązki przychodzącej i wychodzącej. Obrót siatki dyfrakcyjnej (stała siatki $d = 1/1200$), odbywa się za pomocą silnika zsynchronizowanego z licznikiem. Stosując niskociśnieniowe lampy spektralne przeprowadzono kalibrację długości fali.

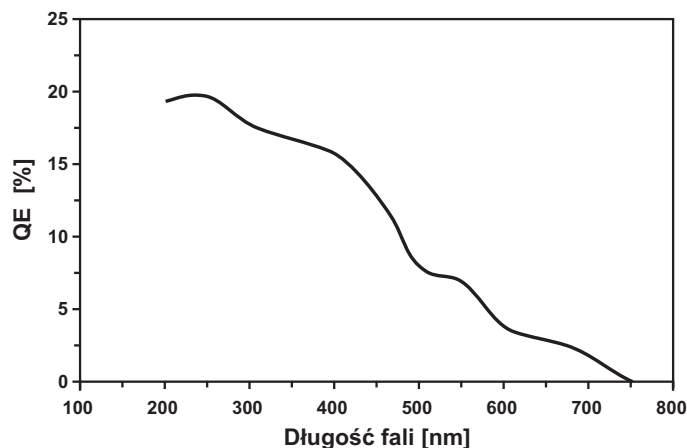
Praca w drugim rzędzie dyfrakcji wymaga używania filtrów spektralnych w celu wyeliminowania widm innych rzędów. Podczas pomiarów stosowano filtry MELLES GRIOT: UG5 ($\approx 240\text{-}390$ nm), BG12 ($\approx 320\text{-}400$ nm), GG495 (>495 nm), OG590 (>590 nm) oraz M.T.O: H476 ($\approx 370\text{-}600$ nm).

3.6.2 Detektor

Na wyjściu spektrometru zamontowano kamerę PI-MAX PRINCETON INSTRUMENTS. Jest ona wyposażona w matrycę CCD marki THOMPSON, która zawiera 512×512 pikseli (rozmiar aktywny piksela: $19 \times 19 \mu\text{m}$, rozmiar efektywny: $24 \times 24 \mu\text{m}$) i ma rozmiar 12.4×12.4 mm. Detektor jest chłodzony do temperatury -20° za pomocą układu elementów Peltiera i wentylatora.

Wzmacniacz typu GEN II zapewnia wysoką czułość w obszarze widzialnym widma i w bliskim ultrafiolecie. Zależność czułości spektralnej fotokatody od długości fali przedstawiono na rysunku 3.2. Kamera jest wyposażona

w nanosekundową migawkę umożliwiającą pomiar z rozdzielczością czasową oraz generator PTG (Programmable Timing Generator). Całość urządzenia jest sterowana za pomocą programu WINSPEC (ROPPER SCIENTIFIC).



Rysunek 3.2: Czulość spektralna detektora PI-MAX PRINCETON INSTRUMENTS.

3.6.3 Dyspersja układu optycznego

Stosując równanie siatki dyfrakcyjnej:

$$\sin \vartheta + \sin \vartheta_0 = \frac{k \cdot \lambda}{d} \quad (3.1)$$

i definicję dyspersji kątowej:

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{k}{d \cdot \cos \vartheta} \quad (3.2)$$

dla stosowanego spektrometru otrzymujemy równanie:

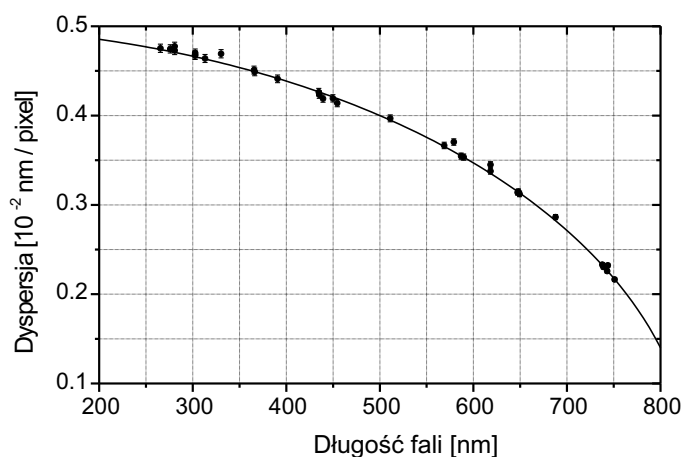
$$\delta\lambda = \frac{d}{k \cdot L} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{k \cdot \lambda}{2d}\right)^2} \cdot \delta x \quad (3.3)$$

gdzie $d = 1/1200$ mm jest stałą siatki dyfrakcyjnej, $L = 2$ m ogniskową lustra, k rzędem dyfrakcji, a $\delta x = 24 \cdot 10^{-3}$ m odpowiada efektywnemu rozmiarowi piksela. Ostatecznie:

$$\delta\lambda = \frac{0.01}{k} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{k \cdot \lambda}{16666.67}\right)^2} \cdot \delta n \quad (3.4)$$

gdzie δn jest odległością (w pikselach) między dwoma punktami sygnału wyjściowego a $\delta\lambda$ jest wyrażona w nm.

Wszystkie pomiary były wykonywane w drugim rzędzie dyfrakcji ($k=2$), dlatego wyliczona zależność została zweryfikowana eksperymentalnie przy użyciu niskociśnieniowych lamp spektralnych. Wyniki pomiarów są zgodne z przewidywaniami teoretycznymi (rysunek 3.3).



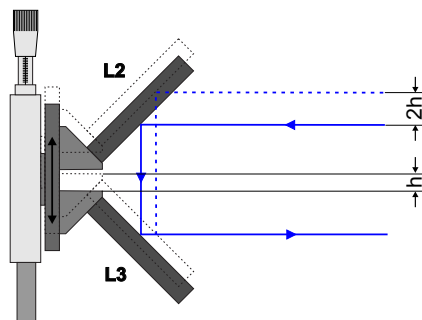
Rysunek 3.3: Dyspersja układu optycznego w drugim rzędzie dyfrakcji. Detektor PI-MAX PRINCETON INSTRUMENTS z matrycą THOMPSON (512×512 pikseli). Na wykresie zaznaczono zależność teoretyczną (linia ciągła) i punkty eksperymentalne.

3.6.4 Elementy układu optycznego

Układ optyczny odwzorowuje obraz kolumny łuku na szczelinie wejściowej spektrometru. Składa się on z ośmiu lusterek płaskich ($L_1 - L_8$) i dwóch lusterek sferycznych (S_1 i S_2) dających pomniejszenie obrazu $P \approx 0.4$.

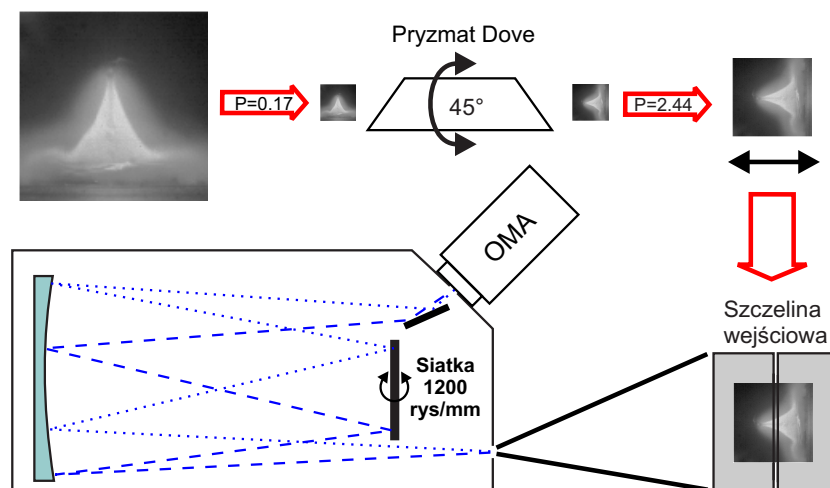
Obszar wyładowania i szczelina wejściowa nie znajdują się na jednakowym poziomie. Kompensację tej różnicy zapewniają trzy pierwsze lustro płaskie: L_1 , L_2 i L_3 . Dwa z nich, L_2 i L_3 , ustawione wzajemnie prostopadle (rysunek 3.4), umożliwiają selekcję obserwowanego rejonu wyładowania, dzięki możliwości zmiany ich pozycji wertykalnej za pomocą śruby mikrometrycznej. Zmiana położenia jest mierzona z dużą dokładnością (0.01 mm) cyfrowym miernikiem odległości.

Lustro płaskie L_4 odbija wiązkę światła w kierunku lustro sferycznego S_1 o ogniskowej równej około 54 cm. Zamontowana przed nim diafragma ogranicza kąt bryłowy wiązki. Po odbiciu od kolejnego lustro płaskiego L_5 , znacznie pomniejszony obraz łuku ($P \approx 0.17$) zostaje odwzorowany na pryzmacie typu



Rysunek 3.4: Schemat układu dwóch lusterek płaskich, zapewniającego możliwość wyboru badanego obszaru kolumny łuku. Zmiana położenia lusterek o h powoduje obserwacje warstwy odległej od poprzedniej o $2h$.

Dove umieszczonym w ognisku lustra S_1 . Rozbieżność wiązki w tym punkcie jest niewielka, dlatego pryzmat nie powoduje zniekształceń obrazu (pryzmat Dove stosuje się w przypadku wiązki równoległej). Obrót pryzmatu o kąt 45° oznacza obrót obrazu łuku o 90° . Wiązka odbita od płaskiego lustra L_6 pada na powierzchnie drugiego lustra sferycznego S_2 o ogniskowej około 44 cm ($P \approx 2.44$) i zostaje zogniskowana, po odbiciu od lustra L_7 , na szczelinie wejściowej spektrometru (rysunek 3.5).

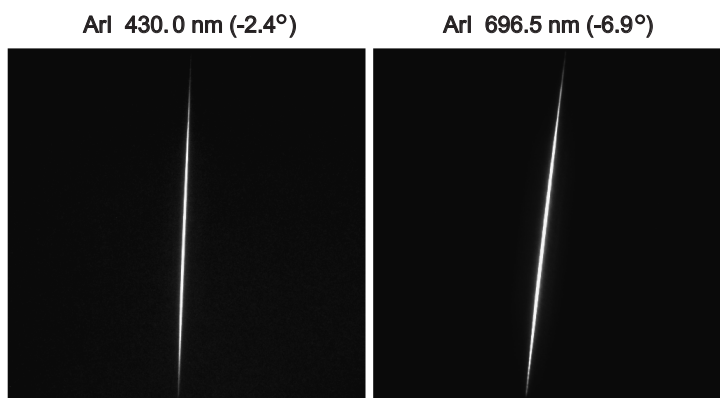


Rysunek 3.5: Schemat odzworowania obrazu kolumny łuku na szczelinie wejściowej spektrometru.

Szerokość szczeliny wejściowej spektrometru wynosiła około $20 \mu\text{m}$. Laser He-Ne zamontowany w układzie spektrometru, pozwala zweryfikować ją eksperymentalnie i służy do regulacji układu optycznego.

3.6.5 Wpływ konfiguracji spektrometru na rejestrację widma emisyjnego plazmy

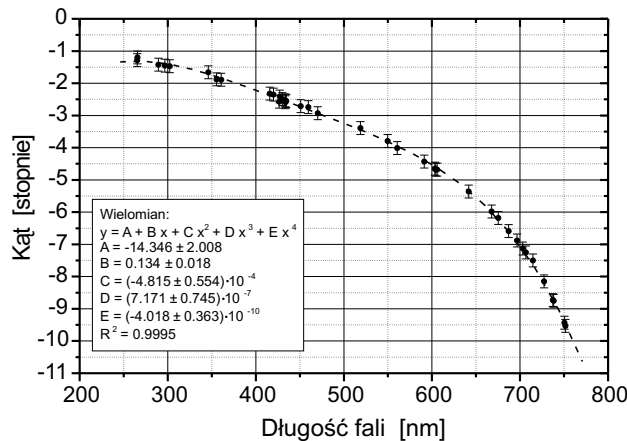
Spektrometr typu Ebert w konfiguracji wertykalnej posiada element dyspersyjny (siatka dyfrakcyjna) usytuowany powyżej położenia jego szczeliny wejściowej. Ponieważ elementy układu spektrometru (szczelina wejściowa, element dyspersyjny, wyjście) nie leżą na jednym poziomie, lustro sferyczne posiada dwa obszary aktywne. Taka konfiguracja powoduje deformację obrazu linii spektralnych. Jest on pochylony, a kąt nachylenia zależy od długości fali rejestrowanego światła (rysunek 3.6).



Rysunek 3.6: Kąt, o jaki zostaje zniekształcony rozkład radialny natężenia linii spektralnej, zwiększa się wraz z długością fali badanego światła.

Kompensacja pochylenia obrazów linii emisyjnych wymaga obrotu szczeliny wejściowej (tym samym modyfikacji położenia badanego obiektu) lub szczeliny wyjściowej spektrometru (zmiana pozycji detektora) wraz z obrotem siatki dyfrakcyjnej. Teoretyczne wyliczenia kąta obrotu można znaleźć w pracach Bielskiego i jego współpracowników [7]. W przypadku eksperymentów realizowanych przez autorkę pracy dokonywano numerycznej obróbki otrzymanych widm emisyjnych (rozdział 5.6.4, strona 127).

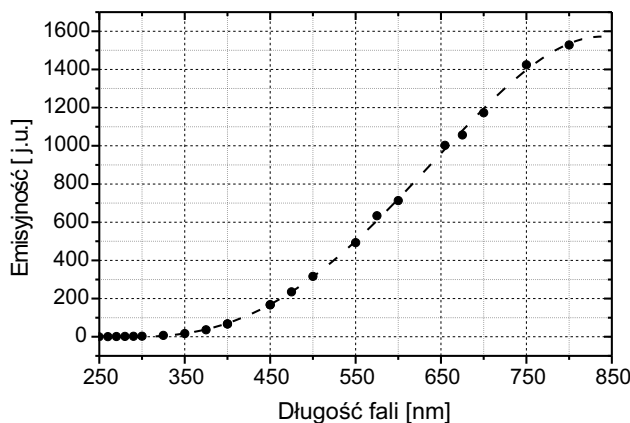
Stosując niskociśnieniowe lampy spektralne: argonową i rtęciową, wyznaczono eksperymentalnie zależność kąta pochylenia obrazu linii spektralnych od długości fali. W zakresie długości fali odpowiadającej szerokości matrycy CCD kąt zmienia się nie więcej niż 0.3 stopnia. Wyniki pomiarów zostały przedstawione na rysunku 3.7.



Rysunek 3.7: Zależność kąta pochylenia obrazu linii spektralnej od długości fali.

3.6.6 Kalibracja układu detekcji

Wolframowa lampa wstęgowa OSRAM Wi 19/G zasilana stabilizowanym prądem stałym (14.2 A, 8.1 V) została zamontowana w pobliżu obszaru wyładowania (rysunek 3.1). Zgodnie ze specyfikacją, dla prądu: 16.8 A, 9.5 V temperatura wstęgi wynosi 2600 K. Wyznaczona eksperymentalnie zależność emisyjności lampy od długości fali została przedstawiona na rysunku 3.8.

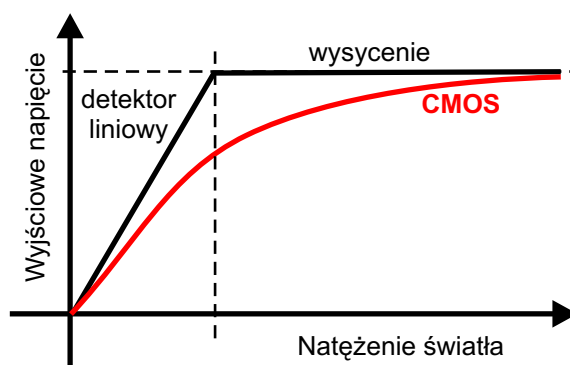


Rysunek 3.8: Emisyjność lampy wolframowej w funkcji długości fali.

3.7 Wizualizacja kształtu wyładowania

3.7.1 Kamera MVS-135

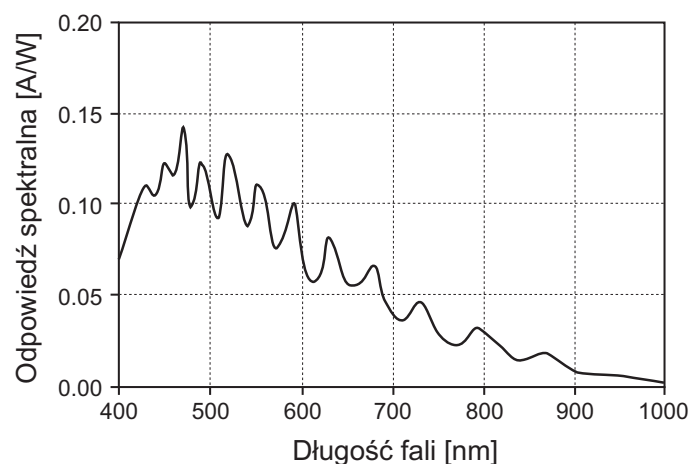
Obserwacje kształtu łuku oraz rejestracje sekwencji obrazów były przeprowadzane przy użyciu kamery MVS-135 (Machine Vision Sensor) wyprodukowanej przez FASTCOM TECHNOLOGY. Kamera jest wyposażona w matrycę FUGA 15d (C-CAM TECHNOLOGY) 512×512 pikseli (rozmiar piksela: 12.5×12.5 μm) o rozmiarze 7.5×7.5 mm, wykonaną w technologii CMOS. Duża dynamika (rzędu 120 dB) oraz logarytmiczna odpowiedź detektora (rysunek 3.9) pozwala rejestrować obrazy o dużym natężeniu światła bez efektu wysycenia pikseli. Szeroki zakres spektralny czułości detektora (rysunek 3.10) umożliwia rejestrację promieniowania z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni (800-1000 nm).



Rysunek 3.9: Odpowiedź logarytmiczna detektora typu CMOS.

Kamera jest połączona z komputerem przez port RS232. Sterowanie jej pracą przebiega przy pomocy oprogramowania MVS-IDE (FASTCOM TECHNOLOGY). Obrazy mogą być wyświetlane na dodatkowym ekranie VGA, ale w czasie zapisu obrazów, dla zwiększenia szybkości pracy kamery, obserwacja nie była prowadzona. Dane są zapisywane w wewnętrznej pamięci kamery (blok o rozmiarze 1024 kB) i muszą być po każdym pomiarze transferowane do pamięci twardego dysku komputera (format bmp).

Technologia produkcji detektorów CMOS powoduje niewielkie różnice pomiędzy poszczególnymi pikselami matrycy. Skutkuje to brakiem jednorodności odpowiedzi pikseli (Fixed Pattern Noise). Wyeliminowanie szumu wymaga kalibracji matrycy w warunkach odpowiadających warunkom eksperymentu. Pozwala to skorygować odpowiedź każdego piksela na poziomie detektora. Obraz kalibracyjny jest zapisywany w pamięci kamery (flash memory) i wykorzystywany w czasie rejestracji obrazów. Czas potrzebny do wykonania



Rysunek 3.10: Odpowiedź spektralna detektora FUGA 15d C-CAM TECHNOLOGY.

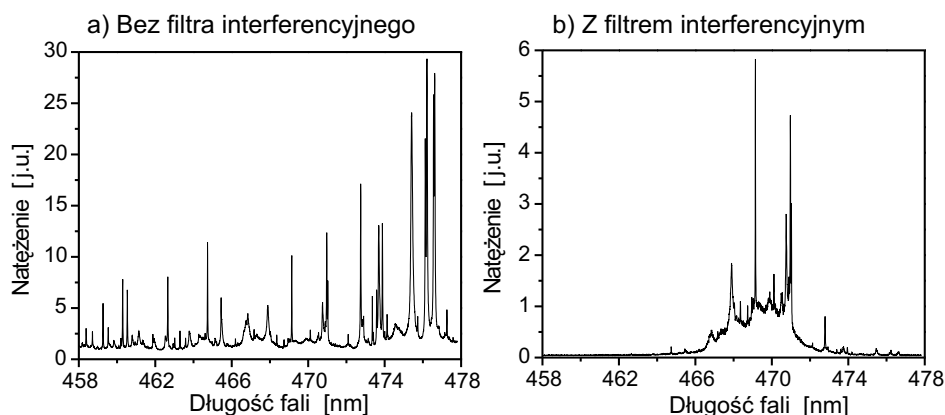
prawidłowej kalibracji jest zbyt długi aby można było ją wykonywać stosując światło wyładowania, dlatego stosowano lampę halogenową o mocy 1000 W.

Częstość rejestracji obrazów zależy od rozmiaru aktywnego obszaru matrycy. Aby zwiększyć szybkość kamery, należy zmniejszyć powierzchnię aktywną matrycy. Dodatkowy program do obsługi kamery został napisany w języku programowania C. Umożliwia on zmianę ilości aktywnych pikseli (rozmiar aktywnego okna) oraz wybór położenia aktywnego obszaru na powierzchni matrycy. Rozmiar wewnętrznej pamięci kamery ogranicza czas rejestrowanej sekwencji. Przykładowo, dla rozmiaru 100×100 pikseli, częstość rejestracji wynosiła 224.6 obrazów/s. Odpowiada to sekwencji 51 obrazów i 221 ms trwania procesu.

3.7.2 Filtr interferencyjny

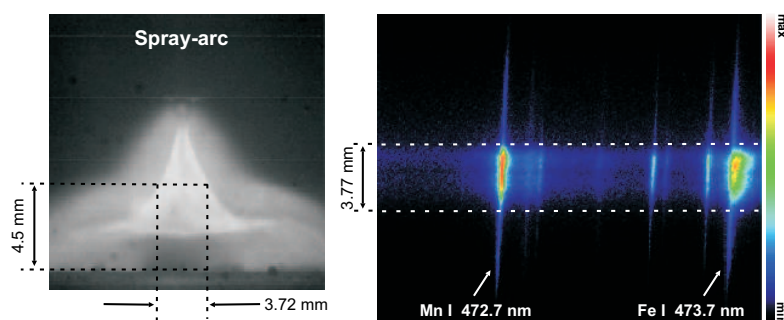
Bezpośrednia obserwacja centrum kolumny łuku i otaczającej go plazmy nie jest prosta ze względu na duże natężenie światła. Rejestracja formy wyładowania wymaga stosowania dodatkowych elementów optycznych. Wykorzystywano niebieski filtr interferencyjny (ref. CVI F03-468.8-4-1.00) o centralnej długości fali 469.2 nm (weryfikowane eksperymentalnie) i FWHM=3 nm. Został on zamocowany w obiektywie kamery bezpośrednio przed matrycą detektora.

Zakres spektralny promieniowania plazmy MIG-MAG przepuszczany przez filtr interferencyjny charakteryzuje się brakiem obecności argonowych linii emisyjnych i dużą ilością linii metali (żelazo, mangan). Wyniki rejestracji widma emisji plazmy, wykonane przy użyciu filtra interferencyjnego i bez, zostały przedstawione na rysunku 3.11.



Rysunek 3.11: Widmo emisyjne plazmy typu MIG. Rejestracje przeprowadzono dla wyładowania w czystym argonie, umieszczając przed szczeliną wejściową spektrometru: (a) filtr spektralny M.T.O. H476a (rozdział 3.6.1), (b) niebieski filtr interferencyjny. Identyfikacja linii spektralnych została zamieszczona w dodatku A.

Zastosowanie filtra interferencyjnego umożliwia obserwację obszaru ciągłego promieniowania plazmy, którego natężenie jest proporcjonalne do kwadratu koncentracji swobodnych elektronów N_e . W przypadku plazmy MIG-MAG odpowiada on rejonowi intensywnej emisji żelaza i manganu. Jest zatem możliwa wizualizacja obszaru przepływu prądu poprzez obserwację strefy łuku o dużym natężeniu światła rejestrowanym przez kamerę MVS-135. Postępowanie takie zostało zweryfikowane eksperymentalnie poprzez jednoczesną rejestrację obrazu łuku i widma emisji plazmy (rysunek 3.12).



Rysunek 3.12: Porównanie obrazu łuku wykonanego przez kamerę MVS-135 z zastosowaniem niebieskiego filtra interferencyjnego i rozkładu natężenia światła zarejestrowanego przez dwuwymiarową matrycę OMA. Szerokość jasnego obszaru centralnej części kolumny łuku na wysokości 4.5 mm od powierzchni katody zgadza się z szerokością strefy intensywnej emisji linii żelaza pochodzącej z tej samej warstwy wyładowania.

Rozdział 4

Wizualizacja kształtu łuku

Kształt kolumny łuku nie był jak dotąd przedmiotem szczegółowej analizy grup badaczy zajmujących się zjawiskami towarzyszącymi procesowi MIG-MAG. Obserwowano zmiany zachodzące w obszarze górnej elektrody, ponieważ było to interesujące z punktu widzenia praktycznych zastosowań oraz modelizacji dynamiki procesu. W szeregu prac [49, 55, 103, 112] publikowano zdjęcia powstających kropli w różnych warunkach wyładowania. Technika rejestracji obrazu polegała jednak zawsze na eliminacji światła łuku.

W tym rozdziale pracy zostaną przedstawione wyniki analizy zdjęć obszaru wyładowania. Zostały one wykonane dla różnych zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym i dla różnych parametrów wyładowania. Ponieważ bardzo duże natężenie światła łuku uniemożliwia bezpośrednią obserwację kolumny plazmy, przed obiektywem kamery umieszczono wąskopasmowy filtr interferencyjny (rozdział 3.7.2, strona 55). Eliminuje on znaczną część emisji plazmy i pozwala śledzić zmiany kształtu wyładowania.

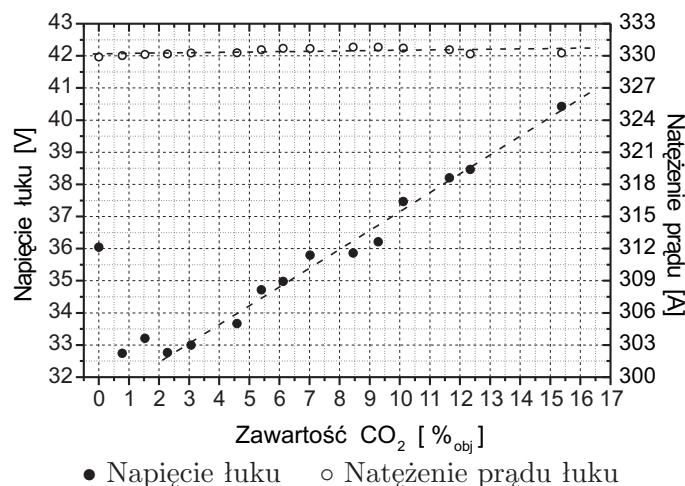
Wszystkie zdjęcia zostały zarejestrowane za pomocą kamery MVS-135. W przypadku matrycy wykonanej w technologii CMOS nie można zdefiniować czasu akwizycji rejestrowanych obrazów. Detektor tego typu (ang. non-integrating sensor) powinien reagować natychmiast na zmiany natężenia światła. W rzeczywistości odpowiedź pikseli wymaga określonego czasu. Jeśli jasność obserwowanego obiektu rośnie to detektor odpowiada niemal natychmiast. W sytuacji odwrotnej czas odpowiedzi jest dłuższy. W przypadku sekwencji obrazów prezentowanych w niniejszym rozdziale możliwy był pomiar częstości zapisu obrazów, która wynika bezpośrednio z czasu potrzebnego na akwizycję, odczyt i zapis obrazu w pamięci kamery.

4.1 Wizualizacja kształtu łuku zależnie od rodzaju stosowanego gazu

Pierwsze rejestracje kształtu i parametrów prądowych łuku zostały przeprowadzone dla przypadku wyładowania w czystym argonie (plazma MIG) oraz w różnych mieszankach argonu i dwutlenku węgla (plazma MAG): Ar+0.8%_{obj} CO₂, Ar+1.5%_{obj} CO₂, Ar+2.3%_{obj} CO₂, Ar+3.1%_{obj} CO₂, Ar+4.6%_{obj} CO₂, Ar+5.4%_{obj} CO₂, Ar+6.1%_{obj} CO₂, Ar+7.0%_{obj} CO₂, Ar+8.5%_{obj} CO₂, Ar+9.3%_{obj} CO₂, Ar+10.1%_{obj} CO₂, Ar+11.6%_{obj} CO₂, Ar+12.3%_{obj} CO₂, Ar+15.4%_{obj} CO₂. Przepływ gazu wynosił we wszystkich przypadkach około 20 l/min. Stosowano argon typu Arcal 1 (tabela 3.3).

We wszystkich przypadkach natężenie prądu łuku było stabilizowane, a napięcie zmieniało się zależnie od długości łuku i rodzaju stosowanego gazu. Odległość między końcówką prądową a powierzchnią katody została ustalona na 20 mm. Konfiguracja generatora SAFMIG pozostawała identyczna podczas wszystkich pomiarów ($I_{Moyen}=326$ A; $I_{ArcOrigine}=330$ A; $V_f=9$ m/min) i odpowiadała konfiguracji typowej dla natryskowego sposobu przenoszenia metalu w łuku MIG. Kamera Mvs-135 pracowała z częstotliwością zapisu 157.2 obrazów/s (czas pomiędzy sąsiednimi obrazami wynosił około 6.4 ms). Rozmiar aktywny matrycy CMOS wynosił 120×120 pikseli.

Uśrednione natężenie prądu łuku (wykluczając inicjalizację i proces stabilizacji łuku) wynosiło około 330 A, a napięcie łuku, uśrednione dla danego procesu, zmieniało się zależnie od rodzaju gazu. Wynosiło od 36 V w przypadku wyładowania w czystym argonie, poprzez 32.7 V dla mieszanki Ar+0.8%_{obj} CO₂, aż do 40.4 V dla mieszanki Ar+15.4%_{obj} CO₂ (rysunek 4.1).



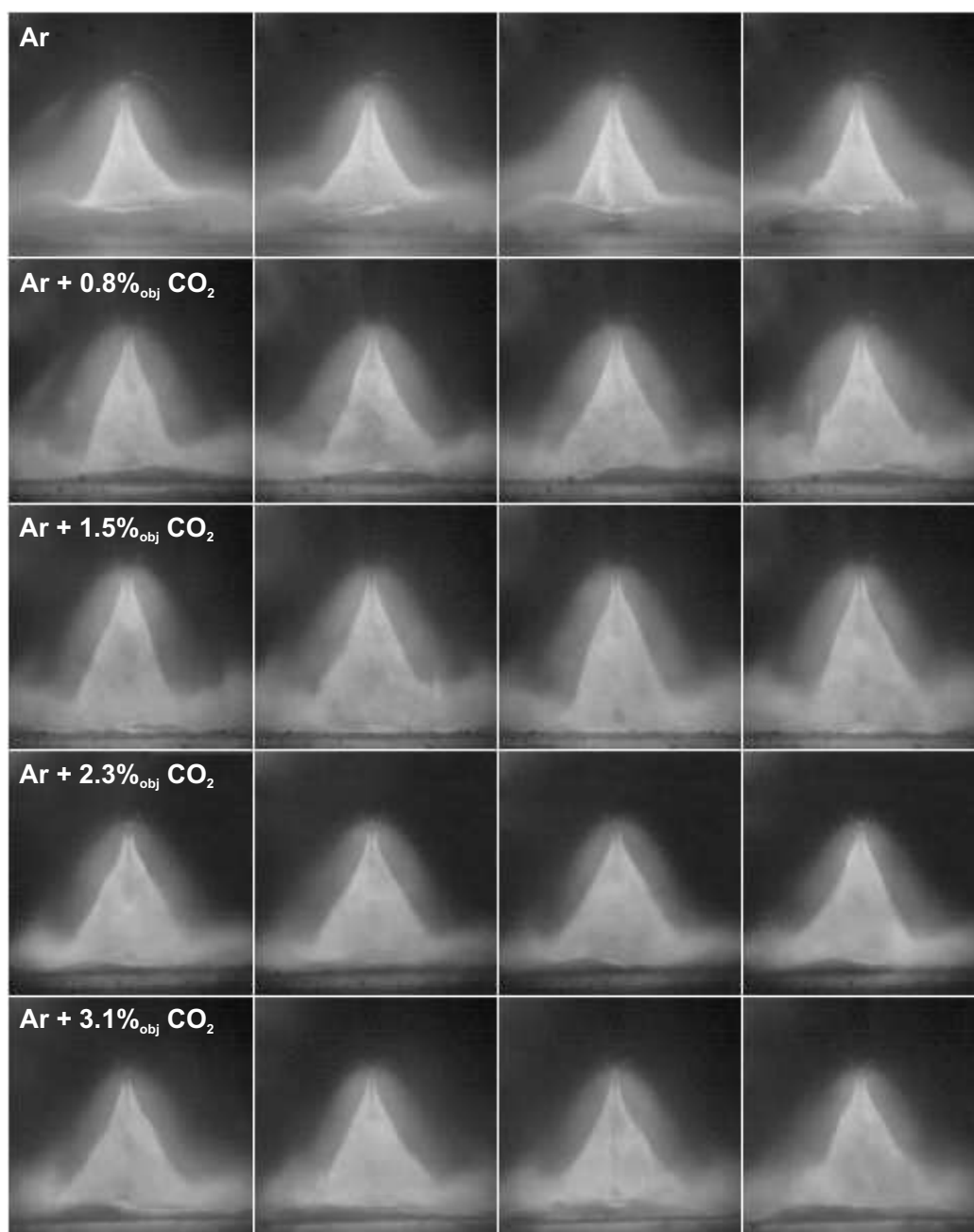
Rysunek 4.1: Zależność napięcia i natężenia prądu łuku od zawartości CO₂ w gazie osłonowym (Arcal 1)

W przypadku wyładowania w osłonie z czystego argonu wewnętrzna jasna część kolumny łuku ma charakterystyczny stożkowy kształt odpowiadający drobnokropłowemu reżimowi pracy łuku [10]. Centrum łuku jest zdominowane przez pary metalu. Zewnętrzna strefa, widoczna na zarejestrowanych obrazach jako mniej intensywna warstwa wyładowania, odpowiada obszarowi emisji linii argonu (rozdział 5.7.1, strona 133). Analiza spektralna światła emitowanego przez plazmę przy zastosowaniu filtra interferencyjnego i bez (rozdział 3.7.2, strona 55) oraz diagnostyka plazmy wykazały, że stożkowa forma centralnej części łuku odpowiada obszarowi o dużej koncentracji swobodnych elektronów. Odzwierciedla ona zatem rejon przepływu prądu.

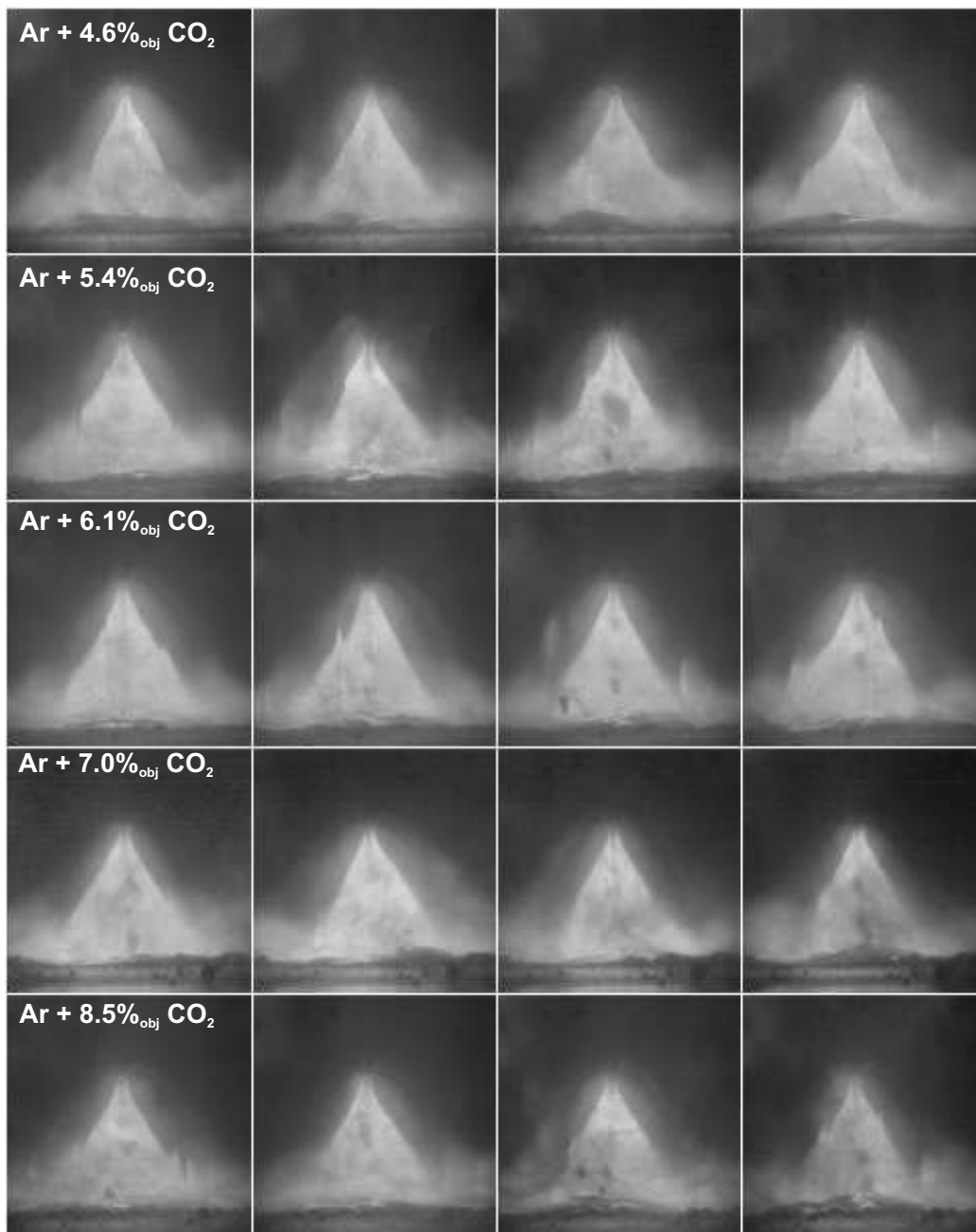
Dla niewielkiego dodatku dwutlenku węgla do gazu osłonowego (rysunki: 4.2, 4.3) forma łuku pozostaje niemal niezmieniona. Łuk jest nadal stabilny a końcówka elektrody zawężona. Obserwujemy osiowy transfer drobnych kropli metalu wewnątrz plazmy.

Stopniowe dodawanie dwutlenku węgla powoduje nieznaczne wydłużenie łuku (od $0.8\%_{obj}$ do $1.5\%_{obj}$ CO_2 w mieszance osłonowej), które przy stałej prędkości przesuwu górnej elektrody może świadczyć o zwiększeniu szybkości jej topienia. Obecność dwutlenku węgla zmniejsza napięcie powierzchniowe płynnego metalu (rozdział 1.7) i ułatwia odrywanie się kropli od końcówki elektrody. Dalszemu zwiększaniu zawartości CO_2 towarzyszy poszerzenie (pęcznienie) kolumny plazmy i pojawienie się dymu w obszarze bliskim katody.

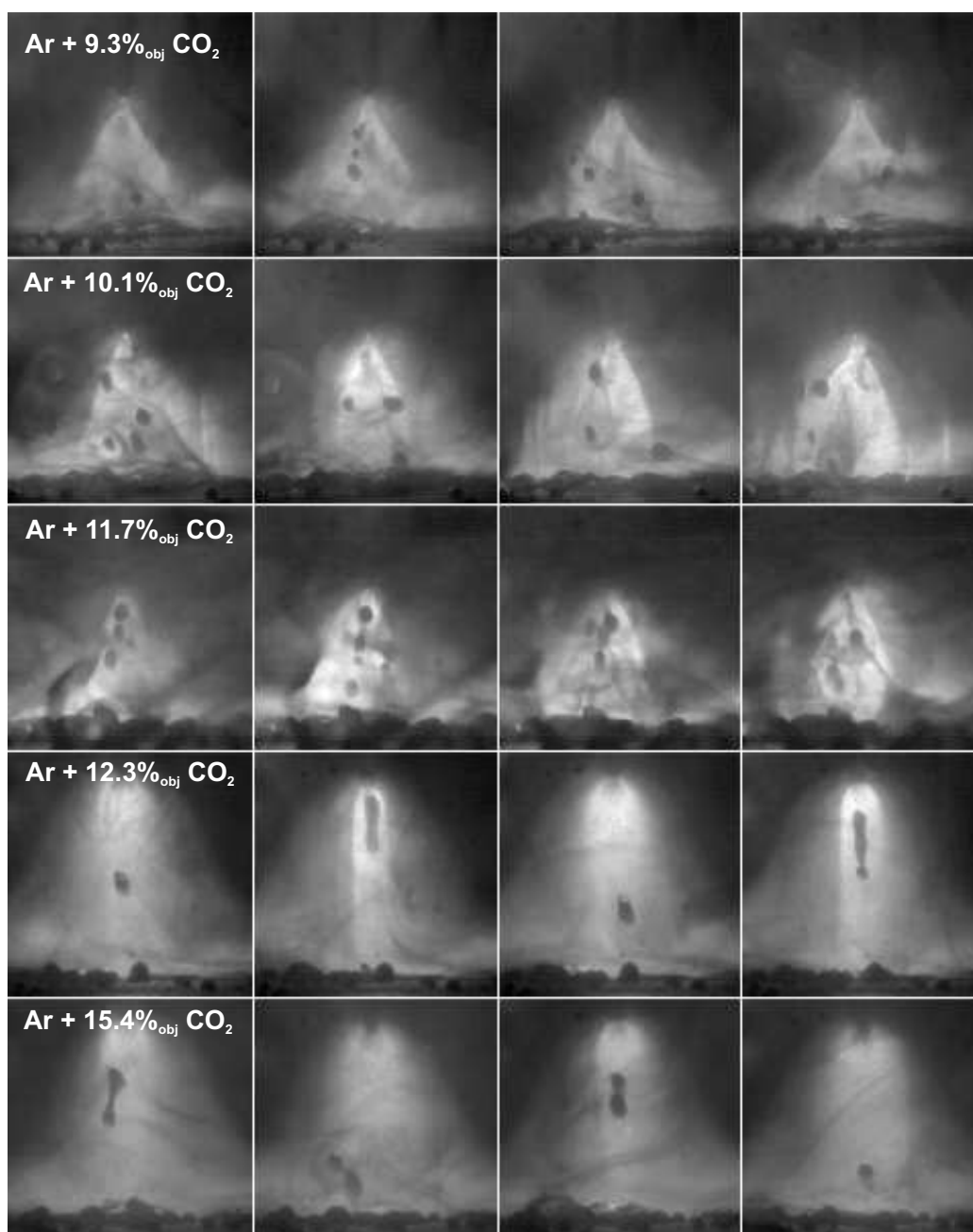
Na wykresie 4.1, przedstawiającym charakterystyki prądowo-napięciowe wyładowania, zwraca uwagę gwałtowny spadek napięcia łuku po dodaniu niewielkiej ilości dwutlenku węgla: od 36 V dla czystego argonu do 32.7 V po dodaniu $0.8\%_{obj}$ CO_2 . Różnica pomiędzy wartością napięcia łuku zmierzoną w przypadku wyładowania w osłonie czystego argonu a wartością napięcia, zarejestrowaną dla mieszanki argonu z niewielkim dodatkiem dwutlenku węgla (do $3.1\%_{obj}$), wynosi około 3 V. Ponieważ natężenie prądu jest stałe, oznacza to spadek oporności plazmy. Można to wyjaśnić uwzględniając wzrost tempa parowania metalu z powierzchni elektrod po dodaniu składników utleniających. Zwiększenie ilości łatwo jonizowalnych par metalu (energia jonizacji żelaza wynosi 7.9 eV, a manganu 7.4 eV) w plazmie ułatwia przewodzenie prądu. Poprawa stabilności łuku towarzysząca niewielkiemu dodatkowi gazów utleniających jest interpretowana w książce Kimpla [57] malejącą pracą wyjścia elektronu z powierzchni katody w obszarze występowania tlenków.



Rysunek 4.2: Zależność kształtu łuku od rodzaju stosowanego gazu. Wyniki obserwacji dla mieszanki argonu (Arcal 1) i CO_2 (od 0-3.0%_{obj}). Parametry rejestracji obrazu: częstość=157.2 obrazy/s, rozmiar obrazu=120×120 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.



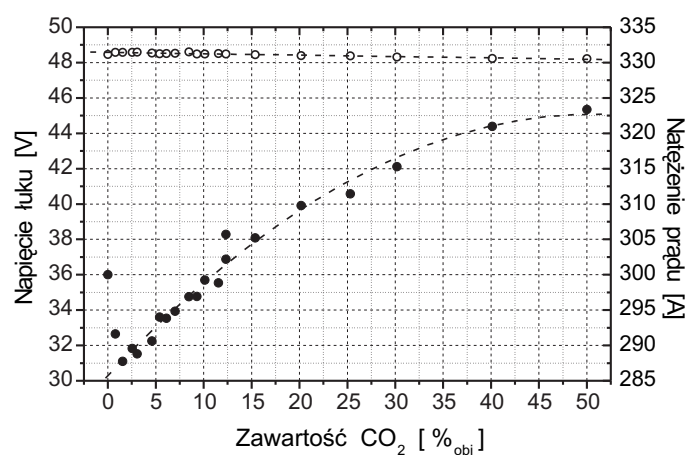
Rysunek 4.3: Zależność kształtu łuku od rodzaju stosowanego gazu. Wyniki obserwacji dla mieszanki argonu (Arcal 1) i CO₂ (od 4.6-8.5%_{obj}). Parametry rejestracji obrazu: częstość=157.2 obrazy/s, rozmiar obrazu=120×120 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.



Rysunek 4.4: Zależność kształtu łuku od rodzaju stosowanego gazu. Wyniki obserwacji dla mieszanki argonu (Arcal 1) i CO₂ (od 9.3-15.4%_{obj}). Parametry rejestracji obrazu: częstota=157.2 obrazy/s, rozmiar obrazu=120×120 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

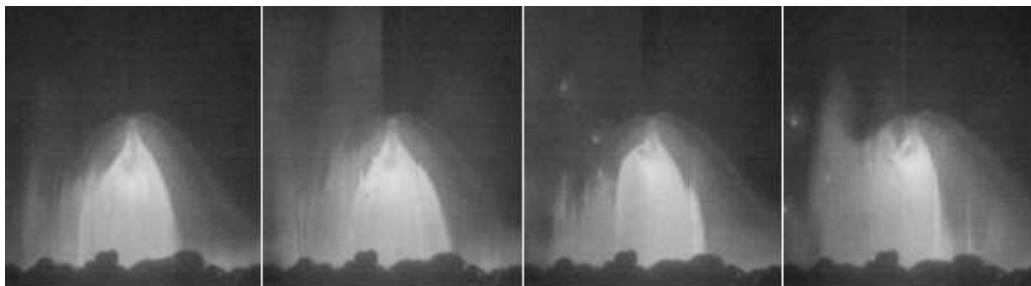
Po zwiększeniu dodatku CO_2 powyżej $9\%_{obj}$ odrywające się krople są wyraźnie widoczne (rysunek 4.4). Łuk traci stabilność, powstaje duży rozprysk i duże ilości dymu. Należy zauważyć, że dzieje się to wówczas, gdy napięcie łuku przekracza wartość napięcia mierzoną dla przypadku wyładowania w czystym argonie. Powyżej 12% CO_2 w gazie osłonowym łuk wydłuża się i zmienia kształt (przyjmuje formę „klosza”), jednocześnie odzyskując stabilność. Wewnętrzna, jasna i wcześniej dobrze określona część kolumny łuku niemal zanika, a obszar o dużym natężeniu światła ogranicza się do bezpośredniego sąsiedztwa górnej elektrody i otoczenia kropli. Obserwujemy wówczas grubokropłowe przenoszenie metalu w łuku. Krople płynnego metalu odrywające się od końcówki elektrody posiadają najczęściej nieregularne i wydłużone kształty (rysunek 4.4).

Pomiary powtórzone dla większej gamy mieszanek gazowych (dodatkowo: $\text{Ar}+20.2\%_{obj} \text{CO}_2$, $\text{Ar}+25.3\%_{obj} \text{CO}_2$, $\text{Ar}+30.2\%_{obj} \text{CO}_2$, $\text{Ar}+40.1\%_{obj} \text{CO}_2$, $\text{Ar}+50.0\%_{obj} \text{CO}_2$) stosując argon typu Alphagaz 1. Jest on czystszy chemicznie od stosowanego poprzednio gazu typu Arcal 1 (tabela 3.3).



Rysunek 4.5: Zależność napięcia i natężenia prądu łuku od zawartości CO_2 w gazie osłonowym (Alphagaz 1)

Ponownie napięcie łuku spadało gwałtownie jeśli dodano małą ilość dwutlenku węgla (od 36.0 V w czystym argonie do 31.1 V dla mieszanki argonu i $1.5\%_{obj} \text{CO}_2$) a następnie wzrastało do wartości 45.4 V dla wyładowania w mieszance argonu i $50.0\%_{obj} \text{CO}_2$ (rysunek 4.5). Z wyjątkiem przypadku czystego argonu, dla wszystkich rodzajów gazu (mieszanki Alphagaz 1 + CO_2) otrzymano wartości napięcia łuku mniejsze niż w trakcie stosowania argonu typu Arcal 1 w tych samych warunkach startowych pracy generatora. Wpływ czystości stosowanego gazu na parametry wyładowania nie jest zatem zanedbywalny.



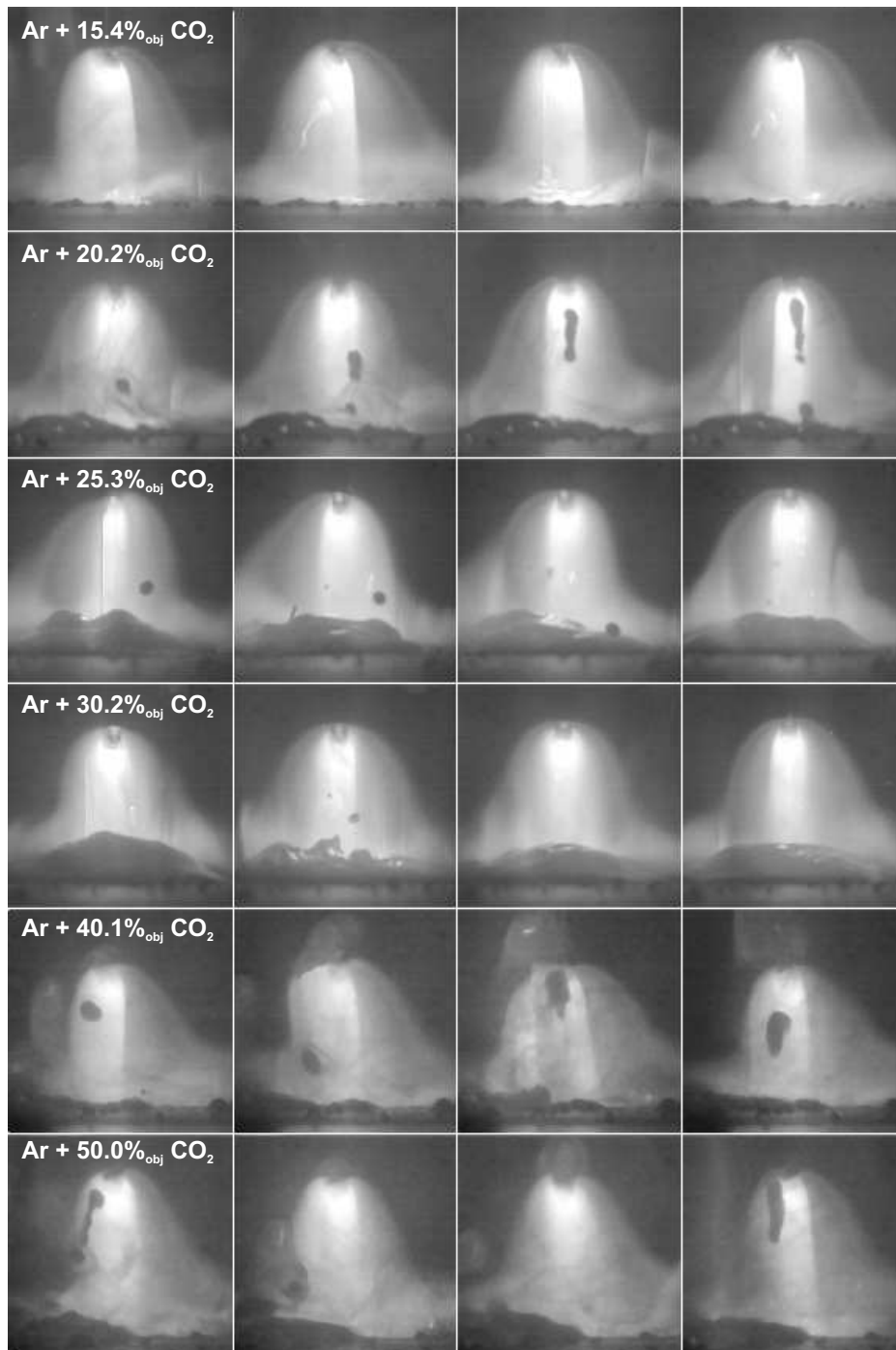
(a) W pobliżu anody łuk ma formę stożka



(b) Wyładowanie ma kształt klosza

Rysunek 4.6: Zależność kształtu łuku od rodzaju stosowanego gazu. Wyniki obserwacji dla mieszanki argonu (Alphagaz 1) i $12.3\%_{obj}$ CO_2 . Parametry rejestracji obrazu: częstość = 99.2 obrazy/s, rozmiar obrazu = 144×160 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

Zmiana kształtu łuku zachodzi dla zawartości $12.3\%_{obj}$ CO_2 w mieszance gazowej w przypadku stosowania argonu typu Alphagaz 1 (pomiędzy $11.7\%_{obj}$ a $12.3\%_{obj}$ zawartości CO_2 dla argonu typu Arcal 1). W identycznych warunkach zarejestrowano dwie różne formy kolumny łuku. Pierwsza z nich (rysunek 4.6a) odpowiada napięciu łuku 36.9 V. Drugiej (rysunek 4.6b), charakterystycznej dla modu grubokropłowego, towarzyszy wyższe napięcie łuku, którego średnia wartość wynosi 38.3 V. Różnica, zarówno parametrów wyładowania jak i kształtu łuku, jest znaczna i świadczy o niestabilności procesu dla tej mieszanki gazu osłonowego. Podobnie jak w pierwszej serii pomiarów, bardzo wyraźne przejście zachodzi dla napięcia łuku przekraczającego wartość napięcia otrzymanego dla wyładowania w czystym argonie.



Rysunek 4.7: Zależność kształtu łuku od rodzaju stosowanego gazu. Wyniki obserwacji dla mieszanki argonu (Alphagaz 1) i CO₂ (od 15.4-50.0%_{obj}). Parametry rejestracji obrazu: częstota=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

Należy dodać, że jeśli natężenie światła zmienia się bardzo szybko, kamera MVS-135 ma problemy z rejestracją obrazu. Te trudnienia, charakterystyczne dla matryc wykonanych w technologii CMOS, są wyraźnie widoczne na zarejestrowanych obrazach, w szczególności w przypadku obserwacji niestabilnych procesów (np. tryb grubokropłowy i zwarciowy). Skutkuje to zmniejszeniem jakości obrazów, na których obserwuje się charakterystyczne pionowe „ciąćcia”.

Rysunek 4.7 przedstawia wyniki obserwacji wyładowania w mieszance gazów o zawartości CO₂ rosnącej od 15.4%_{obj} do 50.0%_{obj}. Kształt łuku nie zmienia się istotnie wraz ze zmianą rodzaju gazu. Podczas pomiarów obserwowano znaczne fluktuacje długości łuku w przypadku stosowania mieszanki argonu i dużej ilości dwutlenku węgla. Rejestrowano również zmiany grubości i kształtu warstwy metalu odłożonej na powierzchni katody.

4.2 Wizualizacja kształtu łuku zależnie od natężenia prądu wyładowania

Przejęcie pomiędzy modami pracy łuku można otrzymać w dwojaki sposób: poprzez odpowiedni dobór rodzaju stosowanego gazu lub zmianę parametrów wyładowania. W dostępnej literaturze nie tylko nie można znaleźć wyników dotyczących analizy kształtu łuku w procesie MIG-MAG, ale również nie przeprowadzono dotychczas dokładnych badań porównujących charakter wyładowania oraz sposób przenoszenia metalu w przypadku wyładowania w czystym argonie i w mieszankach argonu i dwutlenku węgla.

Pomiary, przeprowadzone przez autorkę pracy, miały na celu weryfikację dotychczasowej wiedzy oraz wyjaśnienie procesów zachodzących w przypadku różnych rodzajów gazu w zmieniających się warunkach wyładowania (zmiany natężenia prądu i prędkości przesuwu elektrody). Wykonano rejestracje sekwencji obrazów łuku dla ośmiu różnych średnich wartości natężenia prądu w przypadku wyładowania w czystym argonie i trzech wartości $I_{\text{średnie}}$ dla mieszanek argonu i dwutlenku węgla (Ar+15.4%_{obj} CO₂ i Ar+50.0%_{obj} CO₂).

Zmiany natężenia prądu łuku były rejestrowane przy zastosowaniu opornika wzorcowego i sondy prądowej LEM. Oscyloskop cyfrowy Lecroy LT584L był wyzwalany sygnałem napięciowym (gwałtowny spadek napięcia w chwili inicjalizacji łuku) mierzonym przez sondę różnicową. Częstość próbkowania wynosiła 100 kPróbek/s. Parametry pracy generatora SAFMIG były zmieniane podczas pomiarów. Dokładne ich wartości podano w opisach zamieszczonych ilustracji (rysunki od 4.9 do 4.23).

Odczyty z sondy prądowej były bliskie mierzonym przez układ generatora SAFMIG, w którym jest zamontowany miernik podobnego typu. Były one podobne do zmierzonych za pomocą opornika wzorcowego, które to zostały zamieszczone wraz z odczytami sondy napięciowej na wykresach 4.9b - 4.23b (zakres od trzeciej do piątej sekundy trwania procesu). Otrzymane charakterystyki zostały oczyszczone numerycznie z oscylacji o wysokich częstościach (powyżej 9 kHz).

4.2.1 Wyładowanie w czystym argonie

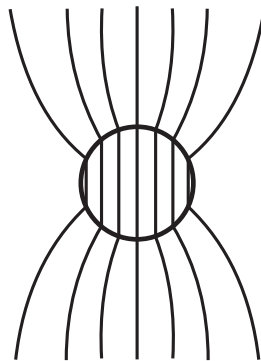
W osłonie z czystego argonu, w zakresie wartości natężenia prądu od 270 A do 410 A łuk pracuje w reżimie natryskowym (rysunki od 4.9a do 4.12a). Centralna część kolumny łuku ma charakterystyczny stożkowy kształt. Kąt rozwarcia stożka zmniejsza się wraz ze spadkiem natężenia prądu łuku. Końcówka elektrody jest wyraźnie zwężona, z widocznym strumieniem płynnego metalu, od którego odrywają się drobne krople. Proces jest bardzo stabilny, co potwierdzają niemal stałe wartości parametrów prądowych wyładowania (rysunki od 4.9b do 4.12b).

Dla natężenia prądu około 240 A obserwujemy reżim mieszany (rysunek 4.13a). Wewnętrzna strefa plazmy ma kształt stożkowy jeśli na końcu elektrody powstają małe krople. Przyjmuje formę walcową podczas przelotu kropli większych rozmiarów. Na rysunku 4.13, przedstawiającym charakterystyki napięciowo prądowe, widać trwające do około 200 ms wzrosty napięcia (rzędu 10 V), którym odpowiadają spadki natężenia prądu łuku (około 8 A). Ponieważ czas rejestracji obrazu jest ograniczony, trudno jednoznacznie zinterpretować zaobserwowane efekty.

Grubokropłowy sposób przenoszenia metalu w wyładowaniu typu MIG otrzymujemy zmniejszając natężenie prądu do wartości około 200 A (rysunek 4.14a). Duże krople o średnicach przewyższających średnicę elektrody formują się wówczas na jej końcu. Wyraźnie sferyczny kształt kropli sugeruje stosunkowo dużą wartość współczynnika napięcia powierzchniowego płynnego metalu i różni się znacznie od wydłużonej formy kropli obserwowanych dla dużych zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym (rozdział 4.1). Jasna strefa kolumny łuku jest zlokalizowana w bezpośrednim sąsiedztwie kropli i odpowiada obszarowi intensywnego parowania metalu. Obecność kropli wpływa na kształt kolumny plazmy i burzy jej symetrię.

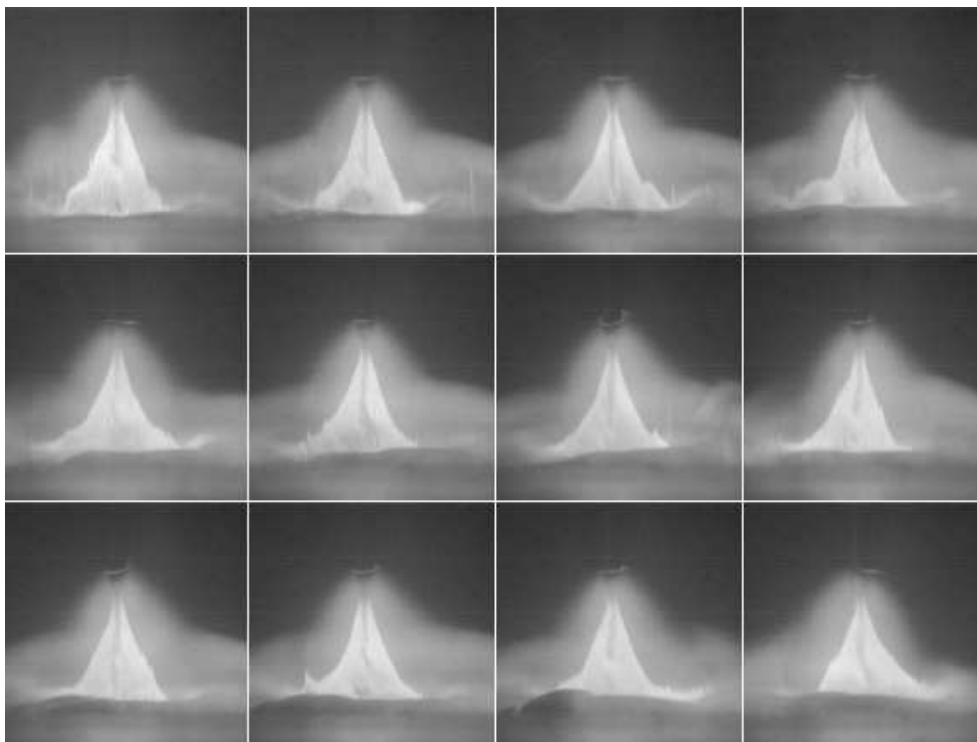
Na kilku obrazach (rysunek 4.14a) można zobaczyć wyładowanie zachodzące pomiędzy końcówką elektrody i oderwaną od niej kroplą. Zgodnie z Lancasterem [63], rozkład gęstości prądu wewnątrz kropli jest jednorodny a linie prądu przebiegają jak na rysunku 4.8, jeśli przewodnictwo elektryczne płynnej kropli jest większe niż przewodnictwo elektryczne otaczającej ją plazmy.

Przelot kropli, czyli obecność w plazmie dobrze przewodzącego płynnego metalu, powoduje zmniejszenie napięcia łuku. Fluktuacje napięcia łuku o częstotliwości około 16 Hz, przedstawione na wykresie 4.14b, odpowiadają odrywaniu się kropli od końcówki anody. Sygnał prądowy z opornika wzorcowego wykazuje podobne zmiany, jednak z powodu dużego zaszumienia aparaturowego otrzymywanych charakterystyk nie są one tak wyraźnie widoczne.

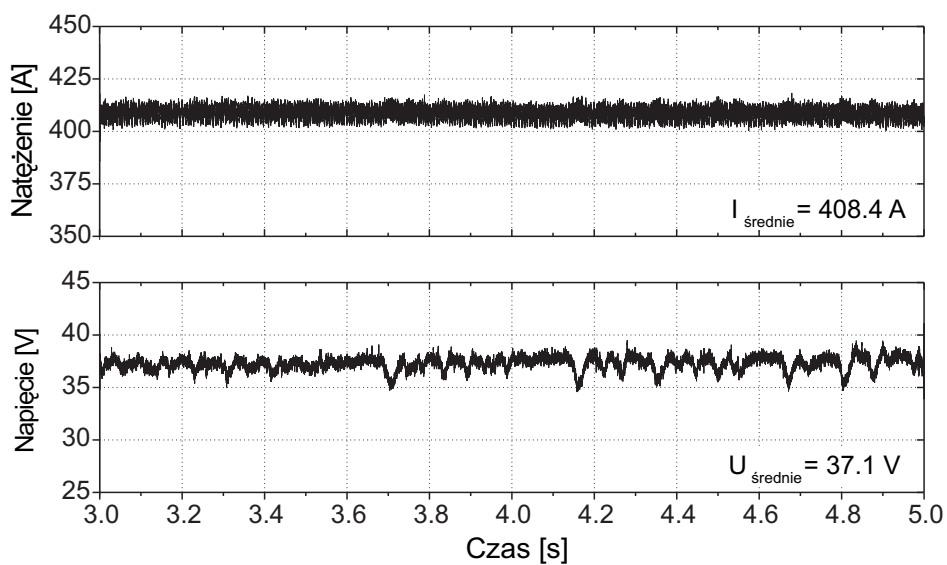


Rysunek 4.8: Przepływ prądu wewnątrz kropli zanurzonej w płynie o niższym przewodnictwie elektrycznym, Lancaster [63].

Dalsze zmniejszanie natężenia prądu łuku powoduje przejście do trybu zwarciowego (rysunki 4.15, 4.16). Niemal zanika wyraźna wcześniej, jasno świecąca centralna część kolumny łuku. Obszar wyładowania jest zdominowany przez duże, sferyczne krople powstające na końcu elektrody. Płynny metal odkłada się na katodzie w wyniku zetknięcia się kropli z jej powierzchnią. Wówczas łuk gaśnie a jego ponowna inicjalizacja może przebiegać bardzo gwałtownie. Podczas zwarcia obu elektrod napięcie łuku spada do wartości bliskiej 0 V a natężenie prądu osiąga bardzo duże wartości (rysunki 4.15b i 4.16b). Zmniejszanie natężenia prądu łuku powoduje spadek częstości zwarć. Wynosi ona ponad 6 Hz w przypadku średniej wartości natężenia prądu łuku bliskiej 160 A (rysunek 4.15b) i około 4.5 Hz dla natężenia prądu wynoszącego około 146 A (rysunek 4.16b).

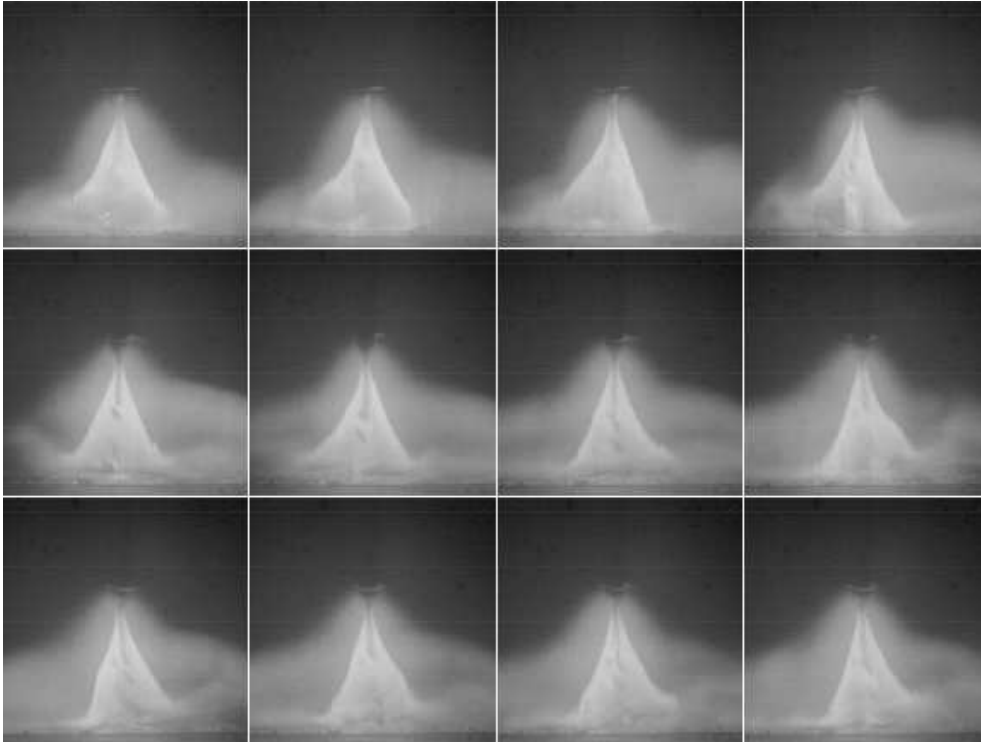


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms

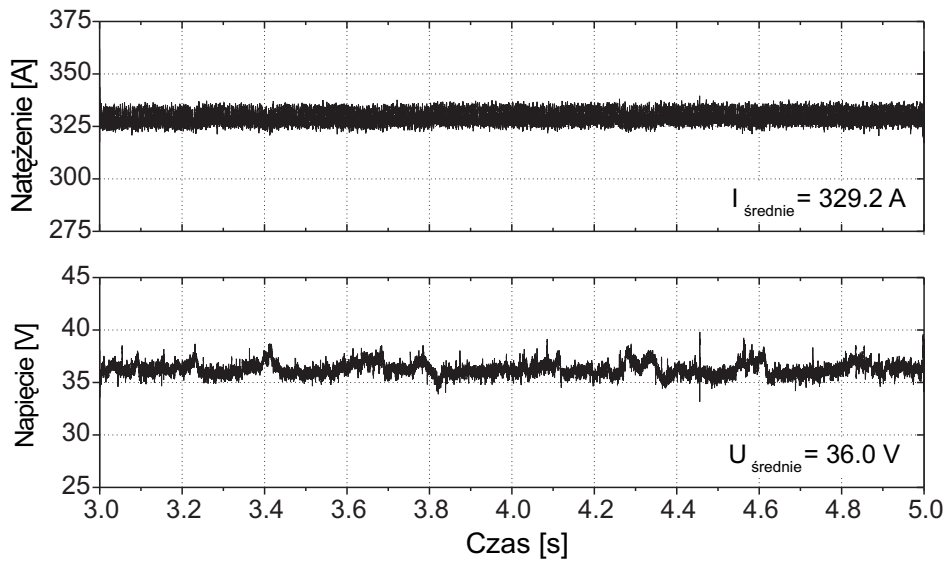


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.9: Wyladowanie w czystym argonie - reżim natryskowy. Parametry generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 410 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 410 \text{ A}$, $V_f = 12 \text{ m/min}$.

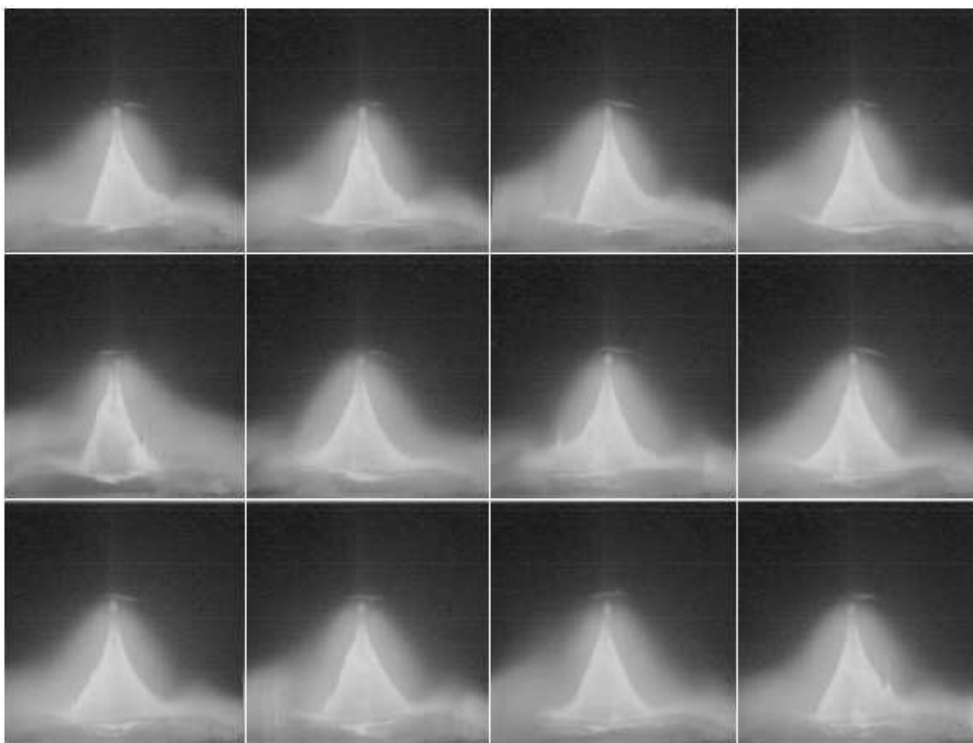


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms

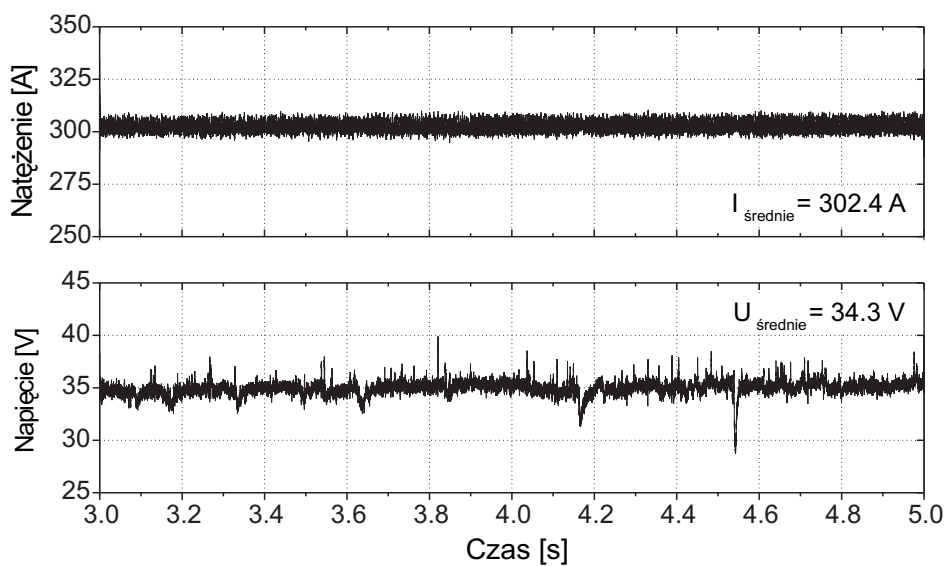


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.10: Wyladowanie w czystym argonie - reżim natryskowy. Parametry generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 326 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 330 \text{ A}$, $V_f = 9 \text{ m/min}$.

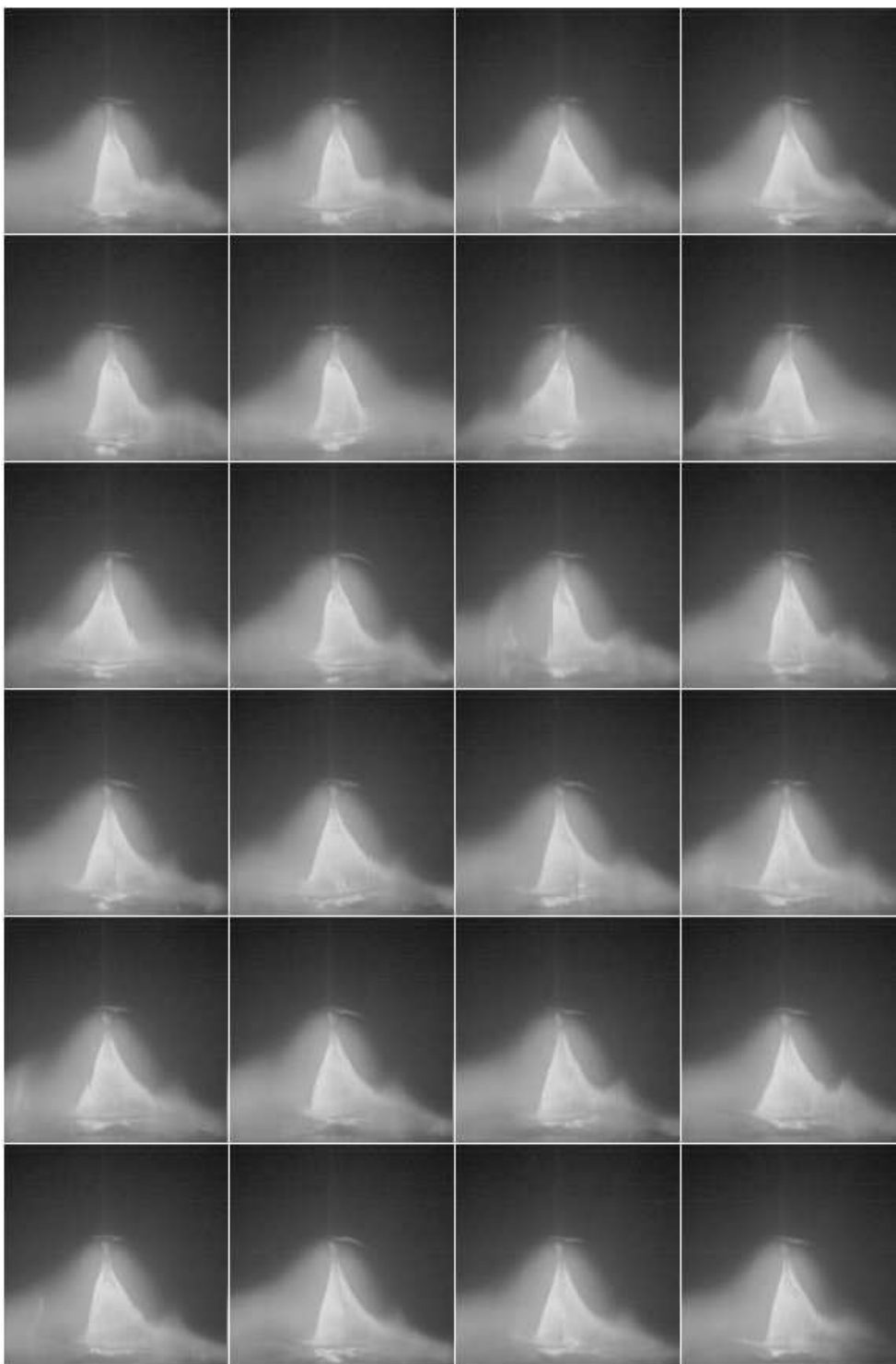


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms

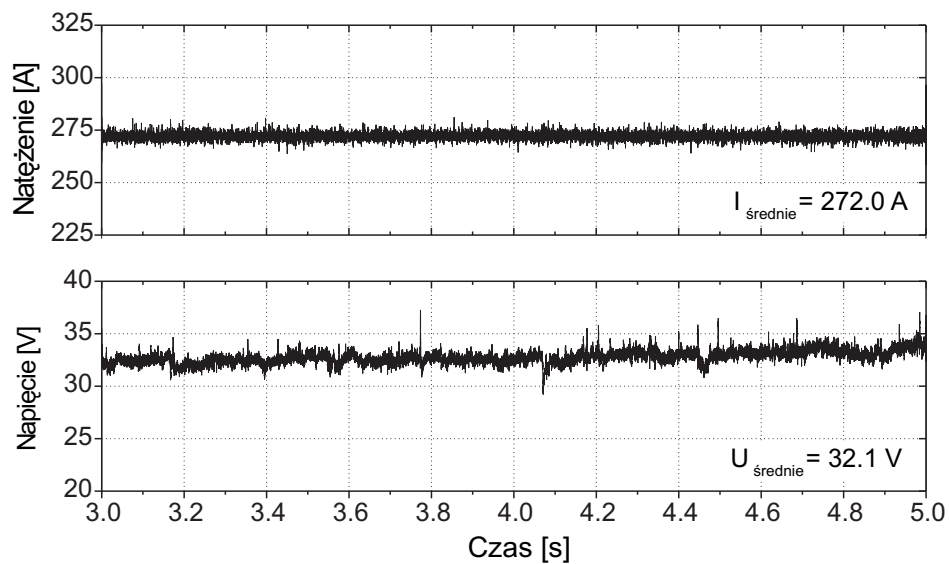


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.11: Wyladowanie w czystym argonie - reżim natryskowy. Parametry generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 300 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 300 \text{ A}$, $V_f = 8 \text{ m/min}$.

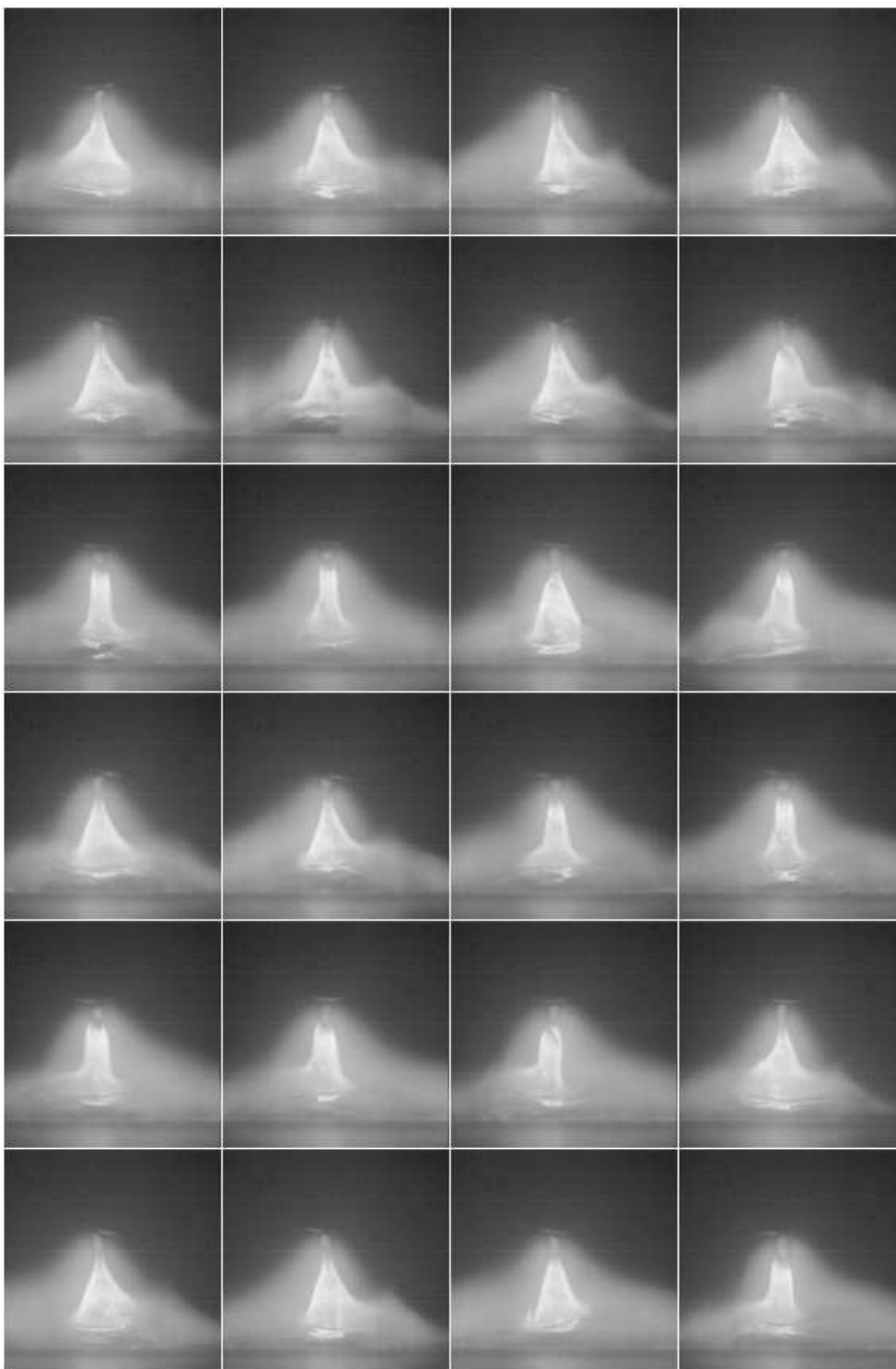


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu= 144×144 pixele, czas rejestracji=218.4 ms

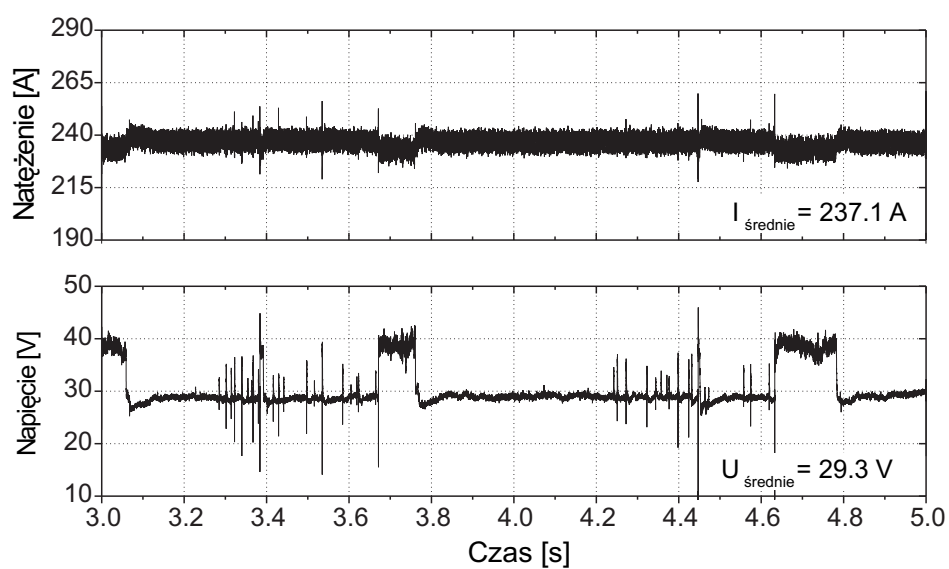


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.12: Wyladowanie w czystym argonie - reżim natryskowy. Parametry generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 270 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 270 \text{ A}$, $V_f = 7 \text{ m/min}$.

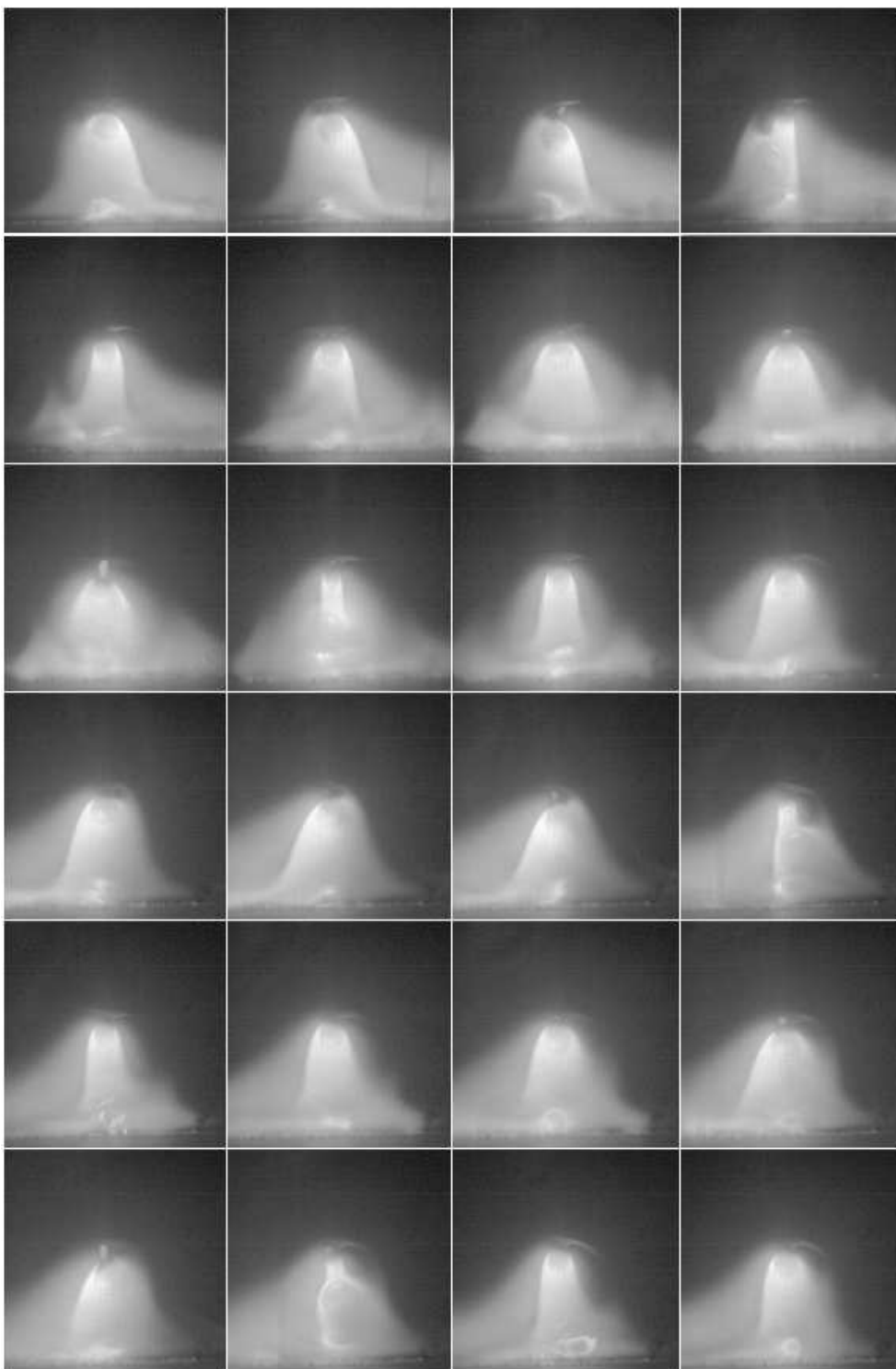


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu= 144×144 pixele, czas rejestracji=218.4 ms

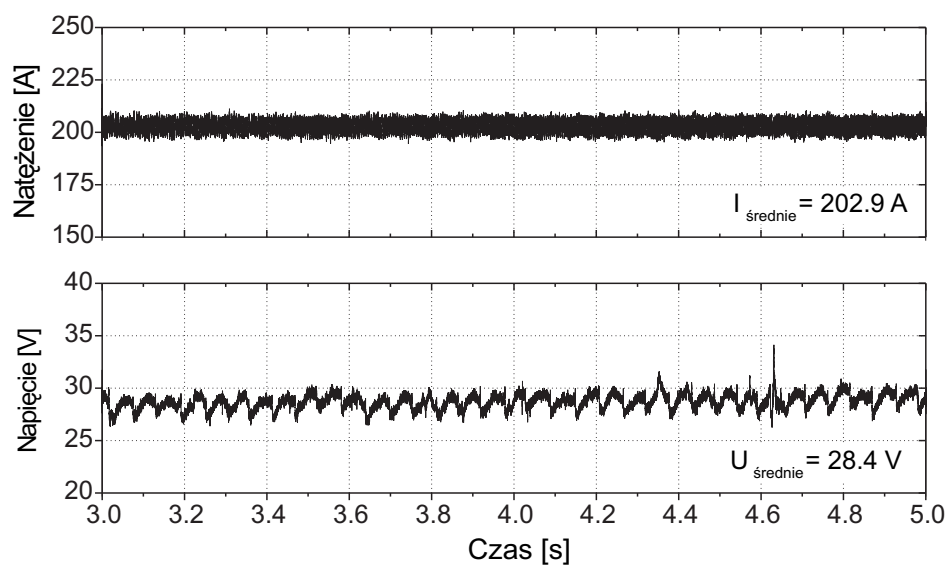


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.13: Wyladowanie w czystym argonie - reżim mieszany. Parametry generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 240 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 240 \text{ A}$, $V_f = 6.5 \text{ m/min}$.

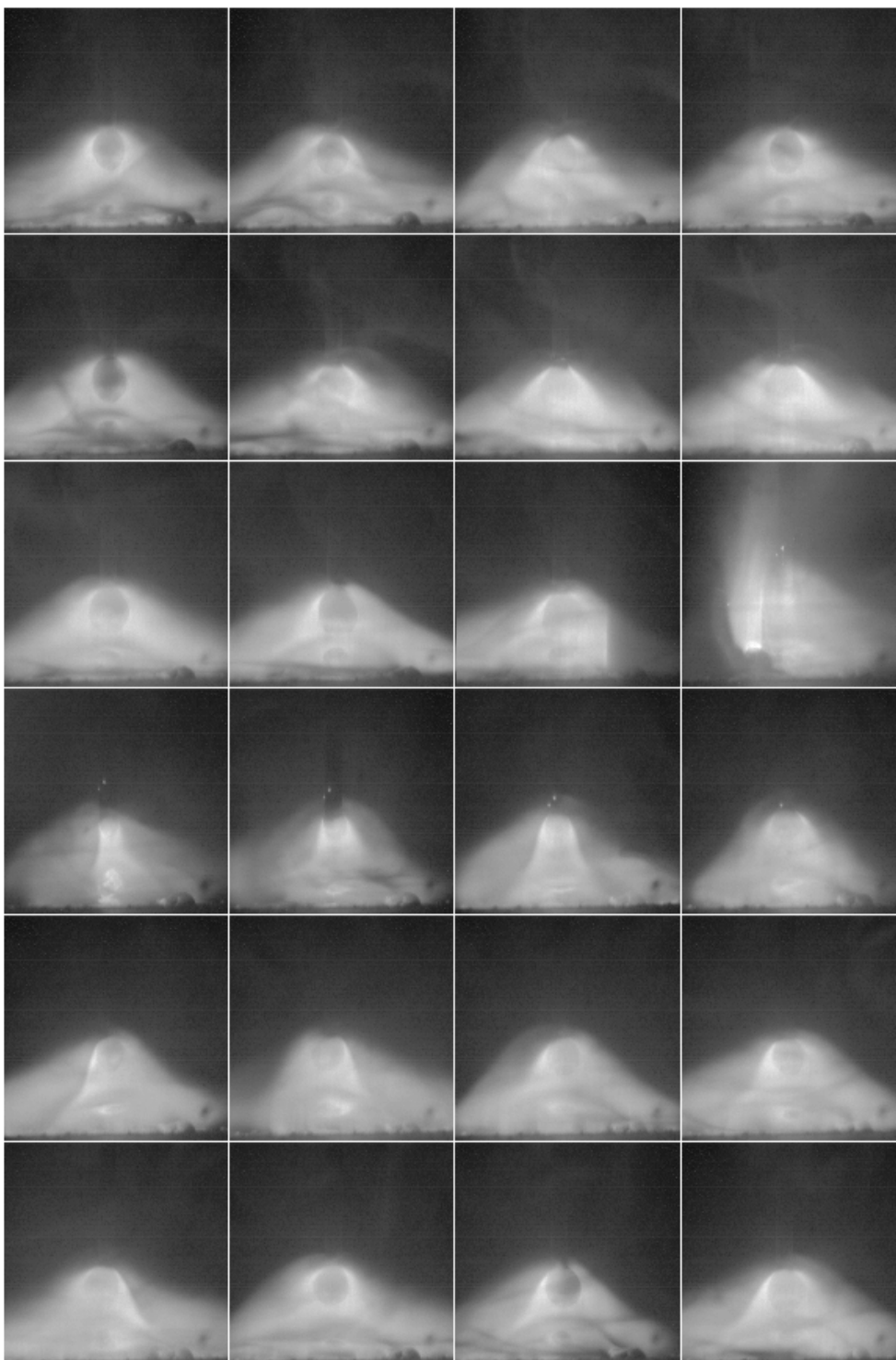


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=218.4 ms

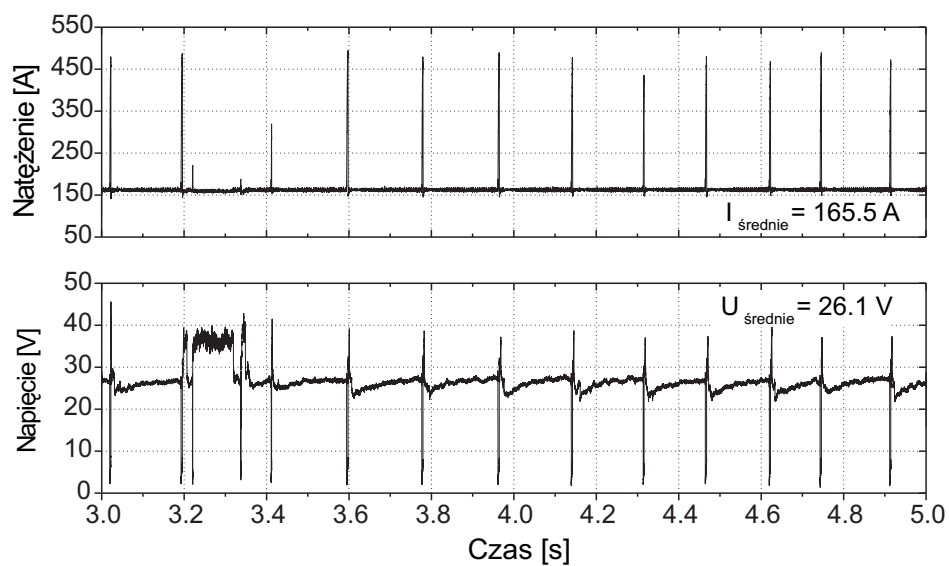


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.14: Wyladowanie w czystym argonie - reżim grubokropłowy. Parametry startowe generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 200 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 200 \text{ A}$, $V_f = 5 \text{ m/min}$.

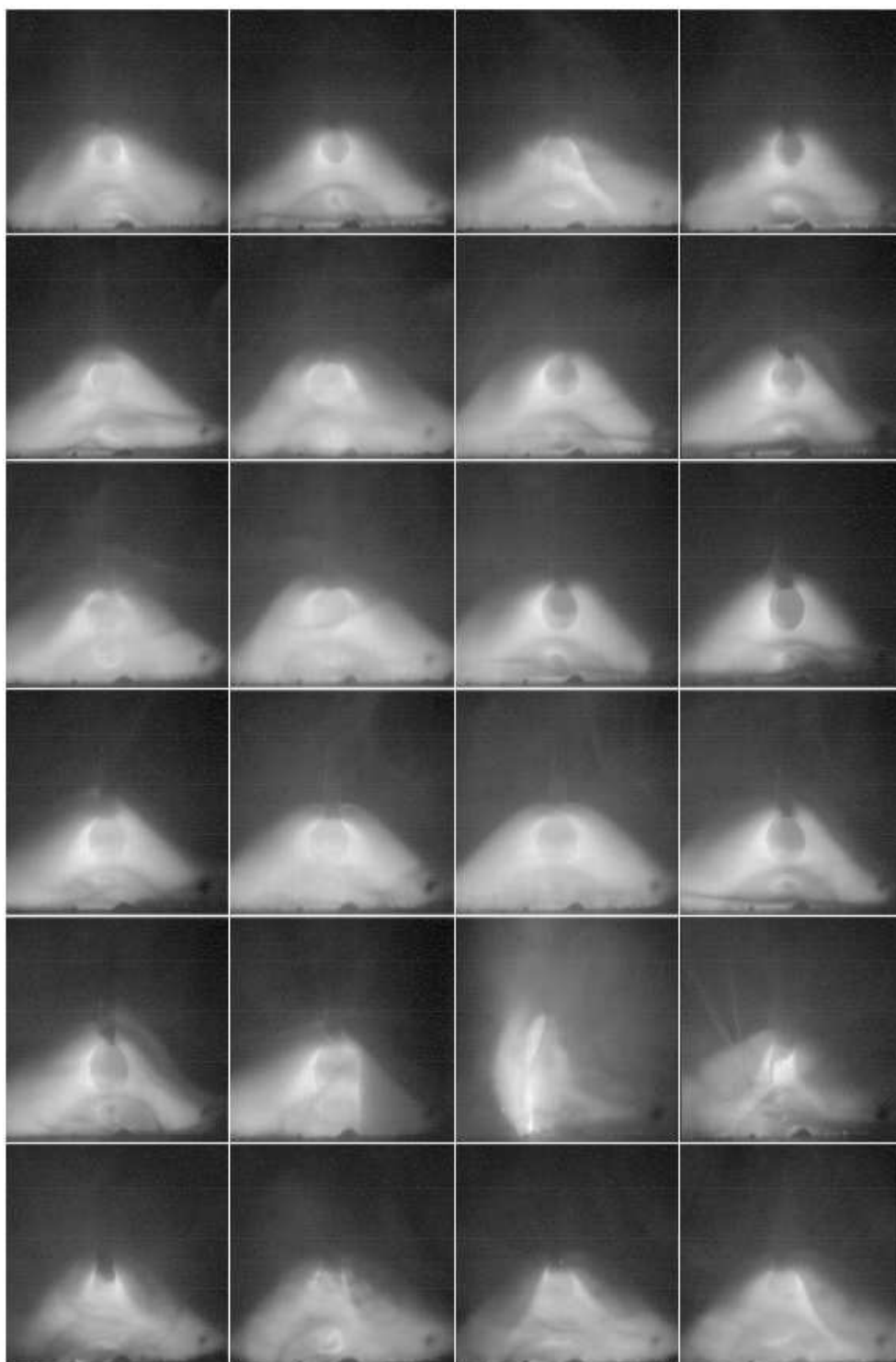


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=218.4 ms

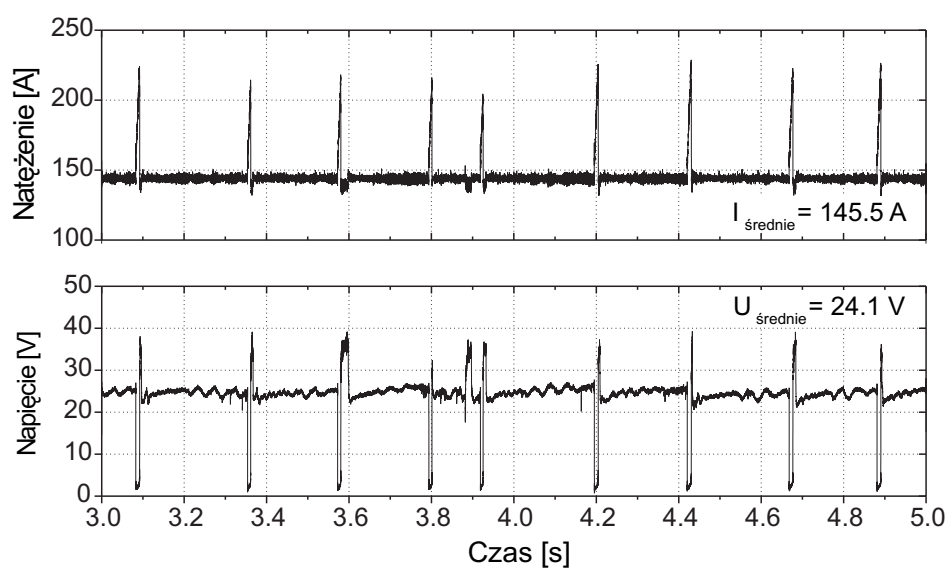


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.15: Wyładowanie w czystym argonie - reżim zwarcia. Parametry generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 160 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 160 \text{ A}$, $V_f = 4 \text{ m/min}$.



(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu= 144×144 pixele, czas rejestracji=218.4 ms



(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

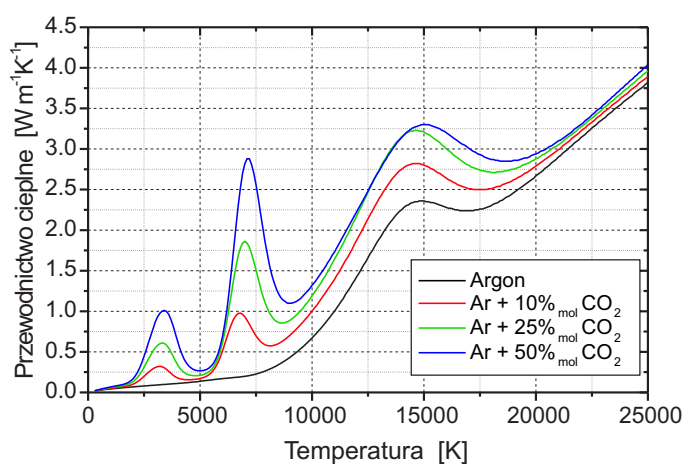
Rysunek 4.16: Wyładowanie w czystym argonie - reżim zwarcia. Parametry generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 146 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 146 \text{ A}$, $V_f = 3.5 \text{ m/min}$.

4.2.2 Wyładowanie w mieszance argonu i 15.4% CO₂

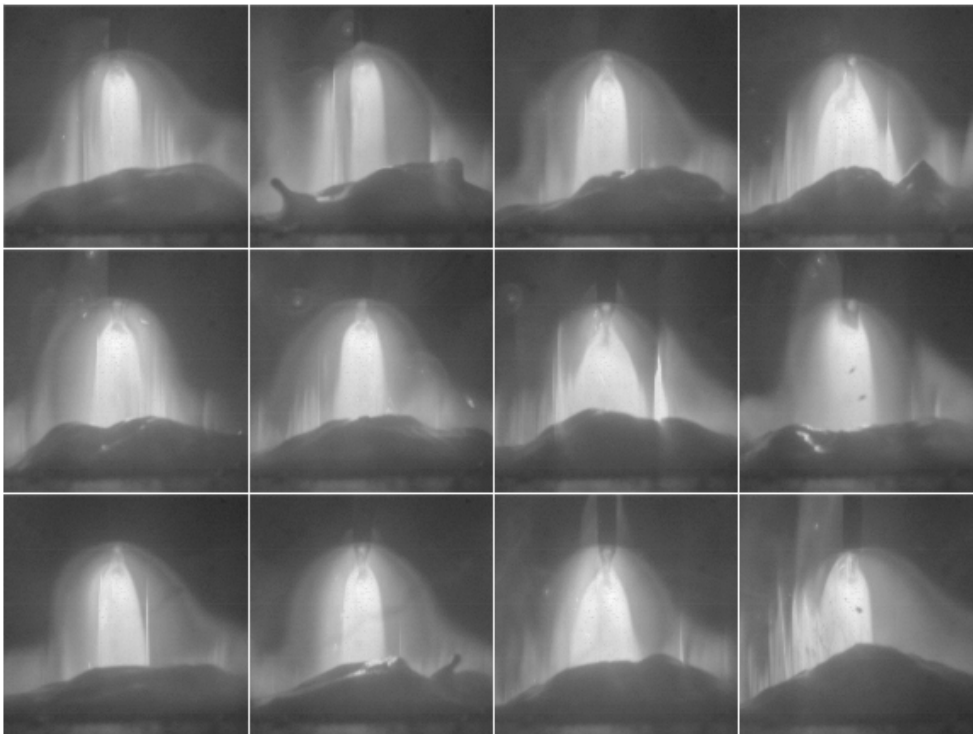
W rozdziale 4.1 wspomniano, że kształt kolumny łuku zależy od rodzaju stosowanego gazu osłonowego i zmienia się gwałtownie dla pewnej zawartości dwutlenku węgla w mieszance gazowej. Stożkowy kształt plazmy zostaje wówczas zastąpiony formą kłosa. Ilość dwutlenku węgla w gazie roboczym odpowiadająca temu przejściu (lub inaczej zmianie sposobu transferu metalu z trybu natryskowego do reżimu grubokropłowego) zależy od natężenia prądu wyładowania.

Zwiększenie natężenia prądu do wartości około 410 A umożliwia odzyskanie drobnokropłowego charakteru przenoszenia metalu dla mieszanki gazu zawierającej 15.4%_{obj} CO₂ (rysunek 4.18). Dla tych parametrów wyładowania nie jest to jednak proces stabilny. Odpowiada raczej niestabilnemu etapowi przejścia między modami pracy łuku, podobnie jak dla sekwencji zdjęć (rysunek 4.6) przedstawionych w rozdziale 4.1. Świadczą o tym dodatkowo problemy z rejestracją obrazów przez szybką kamerę MVS-135, wskazujące na gwałtowne zmiany natężenia światła łuku.

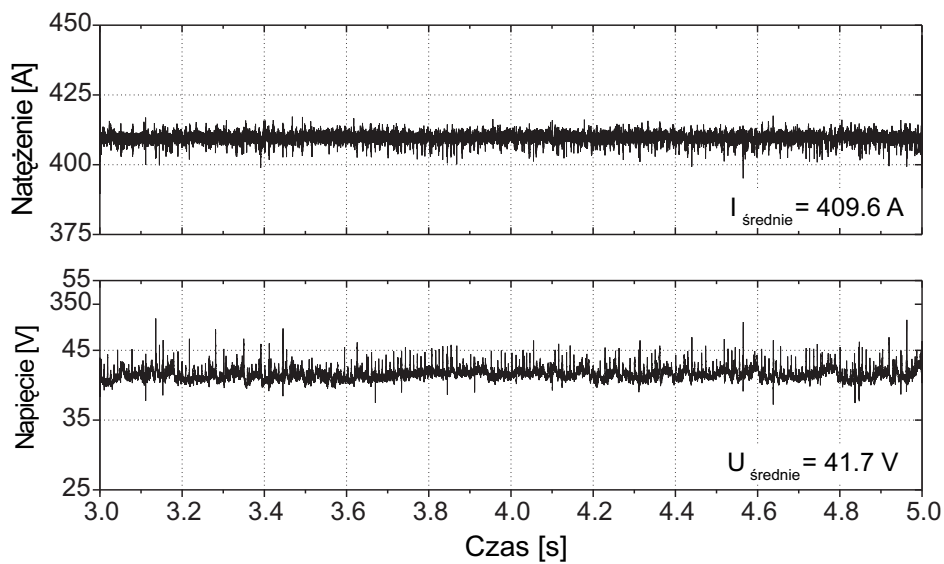
Stożkowy kształt centralnej części łuku (rysunek 4.18a), charakterystyczny dla dużego natężenia prądu łuku i niewielkiej zawartości dwutlenku węgla w mieszance gazowej jest nadal obserwowany, ale jedynie w pobliżu górnej elektrody. Zwiększona długość łuku, w porównaniu z długością wyładowania w czystym argonie (rysunek 4.9), zniekształca jego formę i wskazuje na dużą efektywność topienia górnej elektrody. Ponieważ dodatek dwutlenku węgla zwiększa przewodnictwo cieplne plazmy (rysunek 4.17), wyniki obserwacji sugerują zwiększony przekaz energii plazmy do obszaru anody.



Rysunek 4.17: Zależność przewodnictwa cieplnego plazmy od temperatury. Plazma w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej pod ciśnieniem 1 atmosfery [A. B. Murphy, komunikat prywatny].



(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms

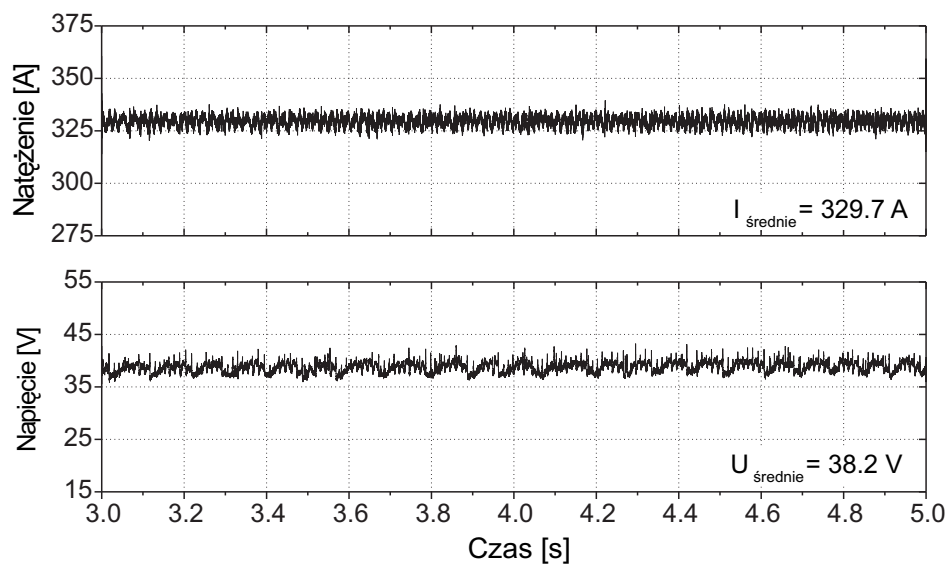


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.18: Wyladowanie w mieszance $\text{Ar}+15.4\%_{\text{obj}} \text{CO}_2$. Parametry startowe generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{\text{Moyen}} = 410 \text{ A}$, $I_{\text{ArcOrigine}} = 410 \text{ A}$, $V_f = 12 \text{ m/min}$.

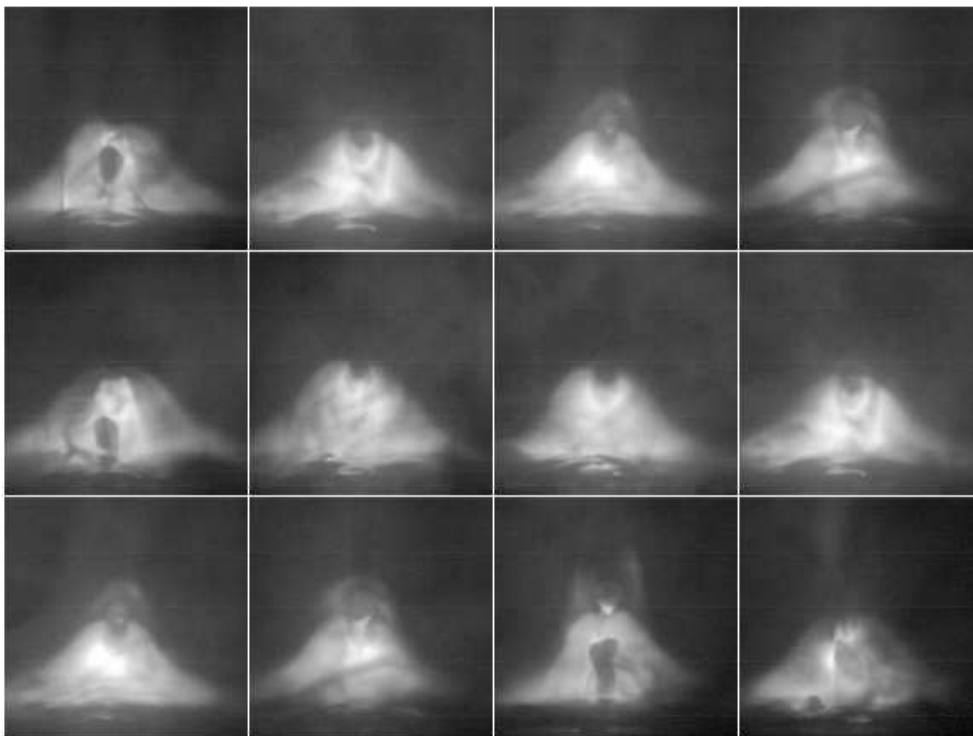


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms

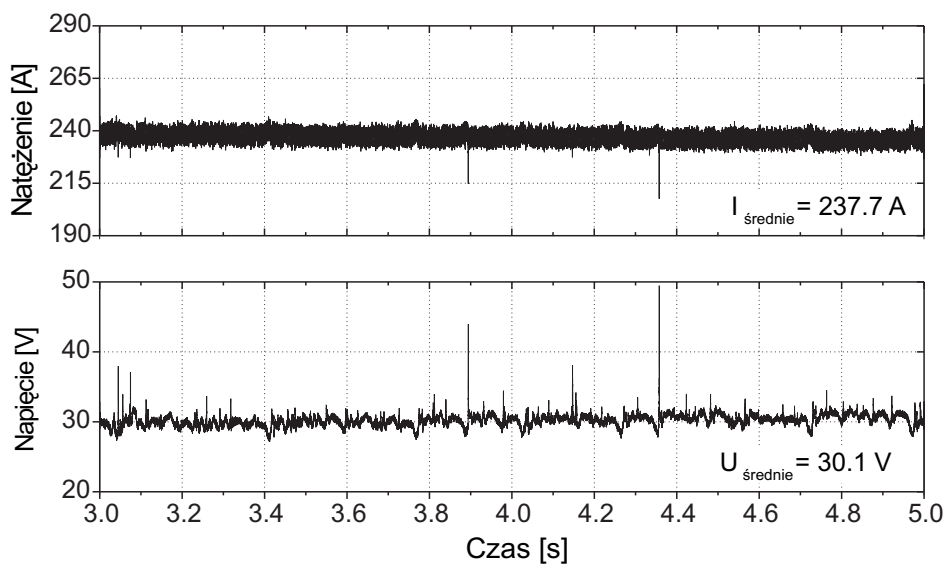


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.19: Wyladowanie w mieszance $\text{Ar}+15.4\%_{\text{obj}} \text{CO}_2$. Parametry startowe generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{\text{Moyen}} = 326 \text{ A}$, $I_{\text{ArcOrigine}} = 330 \text{ A}$, $V_f = 9 \text{ m/min}$.



(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms



(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.20: Wyladowanie w mieszance $\text{Ar}+15.4\%_{\text{obj}} \text{CO}_2$. Parametry startowe generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{\text{Moyen}} = 240 \text{ A}$, $I_{\text{ArcOrigine}} = 240 \text{ A}$, $V_f = 6.5 \text{ m/min}$.

Zmniejszenie natężenia prądu do wartości około 330 A prowadzi do zmiany sposobu transferu metalu. Łuk MAG pracuje wówczas w stosunkowo stabilnym reżimie grubokropłowym (rysunek 4.19). Duże krople o niesferycznych kształtach formują się na końcu anody. Są przenoszone do powierzchni katody po trajektoriach często dalekich od osi łuku. Część kropli zostaje wyrzucona poza obszar wyładowania. Fluktuacje napięcia, obserwowane na rysunku 4.19b, odpowiadają momentom odrywania się kropli od końcówki górnej elektrody.

Obniżanie wartości natężenia prądu łuku do 240 A (rysunek 4.20) powoduje zmniejszenie długości kolumny plazmy. Na końcu elektrody powstają wówczas wyraźnie widoczne duże niesferyczne krople. Charakterystyka napięciowa łuku (rysunek 4.20b) nie przedstawia wyraźnych regularności co może świadczyć o niestabilności procesu.

4.2.3 Wyładowanie w mieszance argonu i 50.0% CO₂

W przypadku mieszanki o zawartości 50%_{obj} dwutlenku węgla nie obserwowano stożkowej formy centralnej strefy wyładowania, charakterystycznej dla natryskowego sposobu przenoszenia metalu w łuku. Kształt kolumny plazmy miał zawsze formę „klosza”.

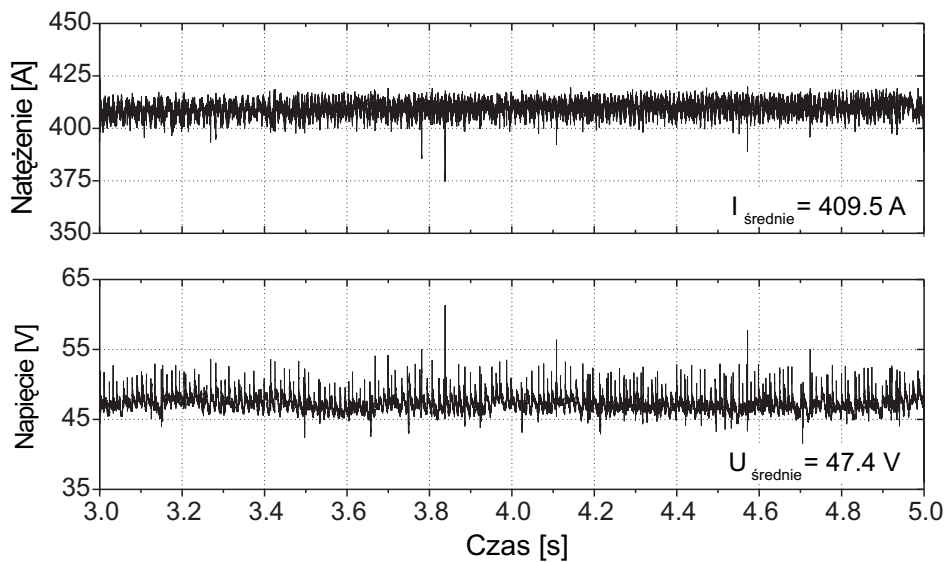
Dla dużej wartości natężenia prądu łuku (około 410 A) wyładowanie jest bardzo niestabilne. Obserwowane na rysunku 4.21 drobne krople, wyrzucane na zewnątrz obszaru wyładowania, świadczą o znacznym rozprysku. Zmiany kształtu warstwy metalu odłożonej na powierzchni katody wskazują na spadek napięcia powierzchniowego płynnej stali.

Po obniżeniu parametrów wyładowania (natężenie prądu około 330 A) na końcu górnej elektrody powstają zarówno duże krople o nieregularnych kształtach jak i niewielkie sferyczne kropelki (rysunek 4.22a). Podobnie jak w przypadku wyładowania w gazie o zawartości 15.4% dwutlenku węgla, również dla tej mieszanki gazowej znaczna część materiału górnej elektrody jest przenoszona nieosiowo do powierzchni stalowej płyty. W pobliżu katody można zaobserwować znaczne ilości dymu. Kształt wyładowania nie zmienia się zasadniczo i nadal ma formę „klosza” również po kolejnym zmniejszeniu natężenia prądu łuku do wartości około 240 A (rysunek 4.23).

Częstość fluktuacji napięcia łuku maleje wraz z obniżaniem natężenia prądu wyładowania i prędkości przesuwu anody. Maleje zatem ilość kropli powstających na końcu anody w jednostce czasu.



(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms

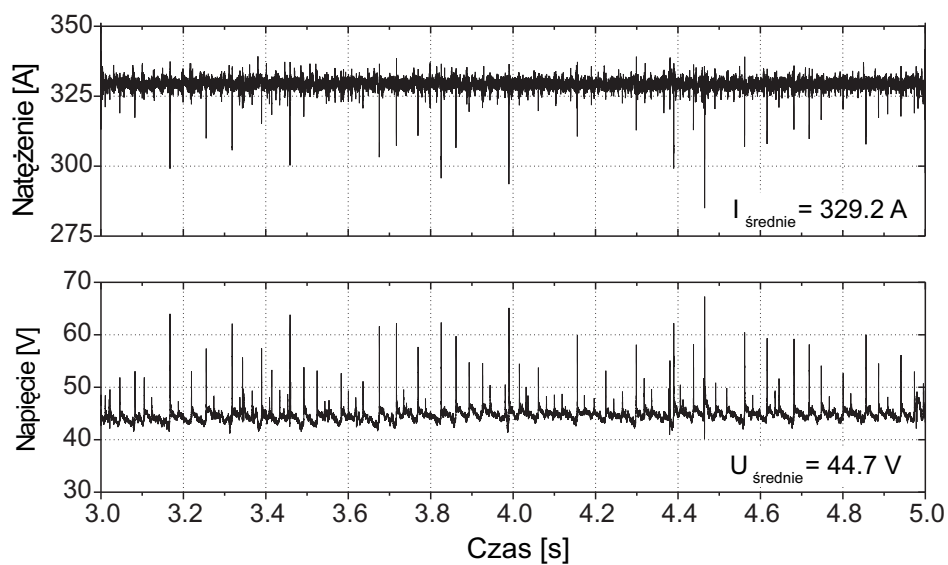


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.21: Wyladowanie w mieszance $\text{Ar}+50.0\%_{obj} \text{CO}_2$. Parametry startowe generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 410 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 410 \text{ A}$, $V_f = 12 \text{ m/min}$.



(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms

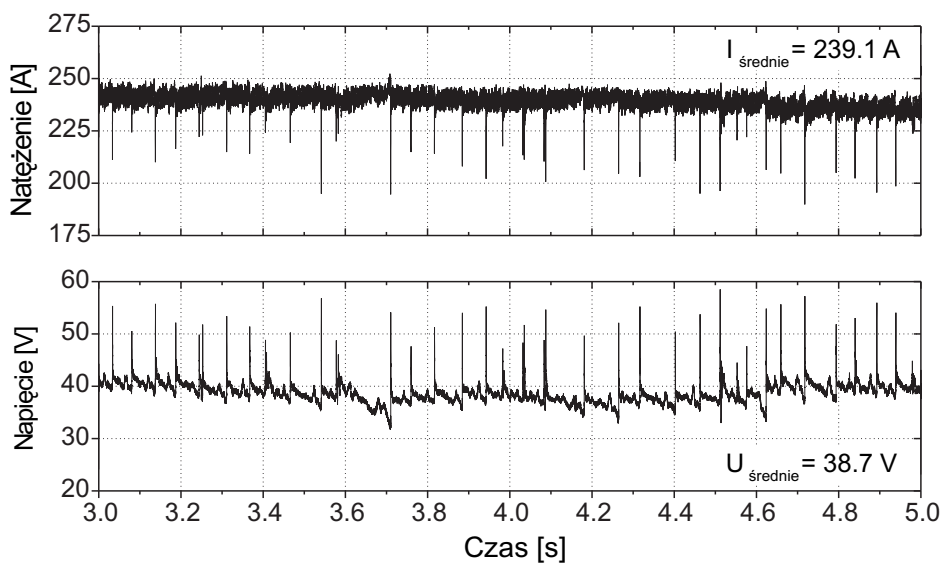


(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.22: Wyladowanie w mieszance $\text{Ar}+50.0\%_{obj} \text{CO}_2$. Parametry startowe generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 326 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 330 \text{ A}$, $V_f = 9 \text{ m/min}$.

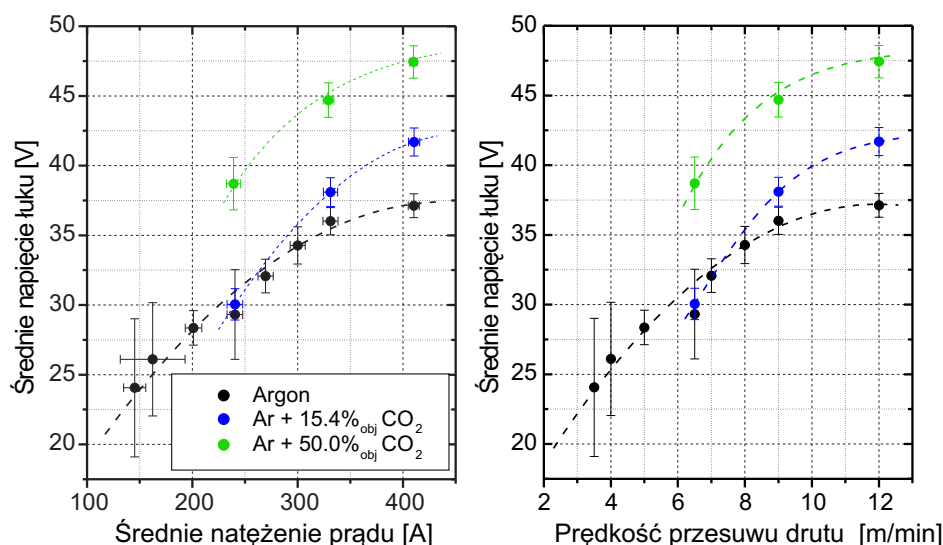


(a) Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele, czas rejestracji=109.2 ms



(b) Napięcie i natężenie prądu łuku

Rysunek 4.23: Wyladowanie w mieszance $\text{Ar}+50.0\%_{obj} \text{CO}_2$. Parametry startowe generatora: $V_g = 20 \text{ l/min}$, $I_{Moyen} = 240 \text{ A}$, $I_{ArcOrigine} = 240 \text{ A}$, $V_f = 6.5 \text{ m/min}$.



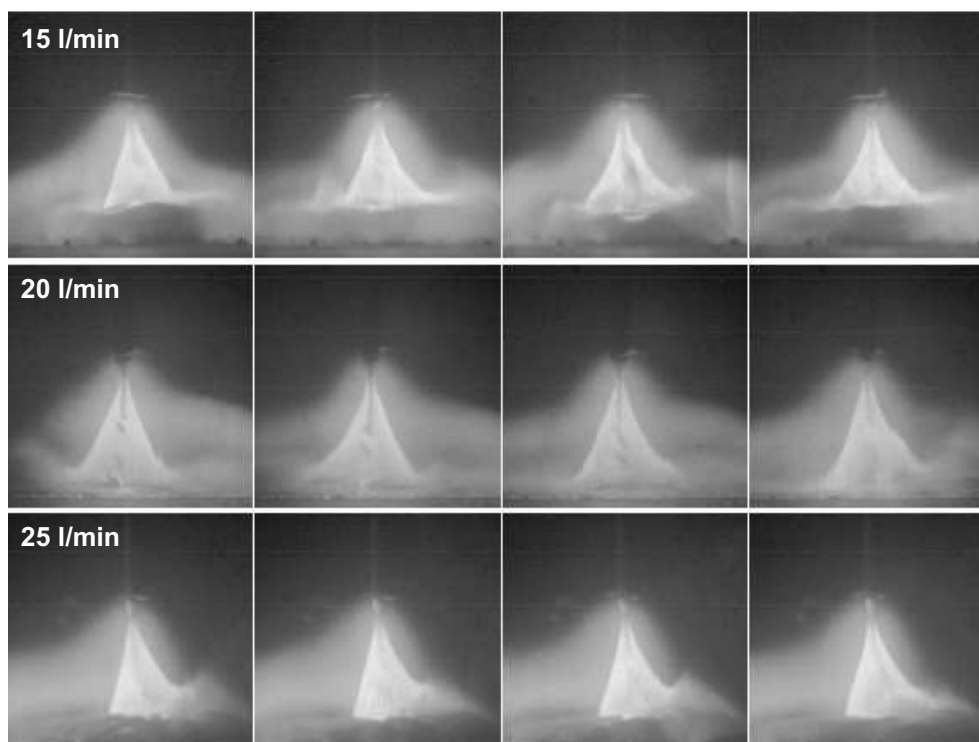
Rysunek 4.24: Porównanie charakterystyk prądowo-napięciowych dla stosowanych mieszanek gazowych.

Spadek napięcia w łuku rośnie wraz ze wzrostem natężenia prądu dla danej mieszanki gazowej (rysunek 4.24). Dodatek dwutlenku węgla zwiększa spadek napięcia łuku dla stałej wartości natężenia prądu. Ponieważ moc elektryczna wydzielana w plazmie jest proporcjonalna do napięcia i natężenia prądu łuku, rośnie ona wraz ze wzrostem prądu wyładowania i zawartością dwutlenku węgla w gazie osłonowym. Może to prowadzić do zwiększenia szybkości topienia anody i wydłużenia łuku. Obserwacje plazmy MIG-MAG wskazują, że sytuacja może być bardziej skomplikowana a otrzymanie stabilnego procesu wymaga odpowiedniego doboru parametrów wyładowania.

4.3 Wizualizacja kształtu łuku w zależności od szybkości przepływu gazu osłonowego

Dla stałych parametrów wyładowania przeprowadzono rejestracje obrazów łuku zmieniając szybkość przepływu gazu. Pomiar przeprowadzono dla łuku MIG (wyładowanie w czystym argonie) w warunkach odpowiadających natryskowemu sposobowi transferu metalu w łuku. Obrazy zarejestrowane przy zastosowaniu wąskopasmowego filtra interferencyjnego zostały przedstawione na rysunku 4.25.

Zmiana szybkości przepływu gazu od wartości 15 l/min do 25 l/min nie miała istotnego wpływu na stabilność wyładowania i kształt kolumny łuku, który uległ jedynie niewielkiej modyfikacji. Ilość przepływającego gazu



Rysunek 4.25: Wizualizacja kształtu łuku w zależności od szybkości przepływu gazu dla procesu MIG w czystym argonie. Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 piksele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

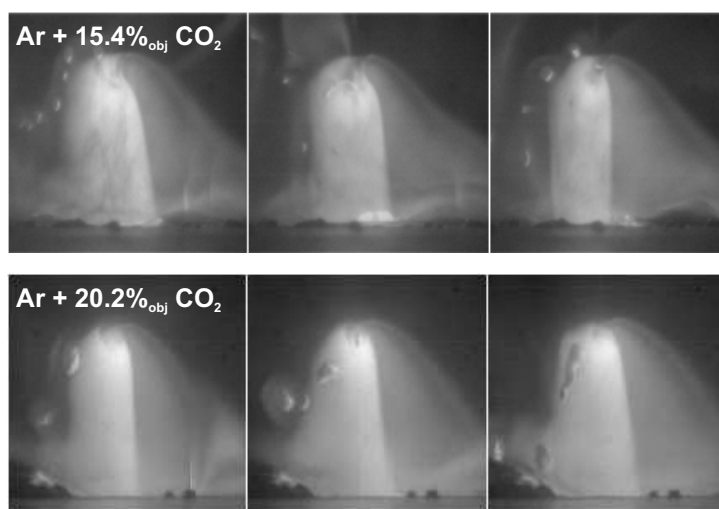
istotnie wpływała natomiast na procesy zachodzące w metalu odłożonym na powierzchni katody. Niedostateczna ochrona formującej się spoiny przed działaniem powietrza atmosferycznego, przy małej szybkości przepływu gazu, powoduje powstanie pęcherzy, pęknięć i nierówności na jej powierzchni. W praktyce szybkość przepływu gazu ustala się przyjmując 1 l/min na każdy milimetr średnicy dyszy gazowej (tutaj 20 mm).

4.4 Podsumowanie

Podczas analizy zarejestrowanych obrazów, zaobserwowano kilka szczególnych zjawisk towarzyszących procesowi typu MAG:

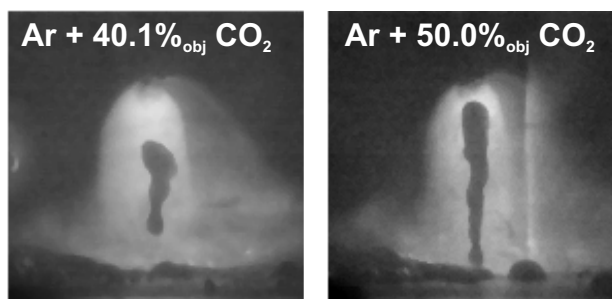
- W pewnych warunkach, jedynie w przypadku procesu MAG, obserwowano wyrzucanie dużej ilości kropli płynnego metalu na zewnątrz kolumny łuku (rysunek 4.26). Dodatkowo taka „fontanna kropli” wyrzucała materiał górnej elektrody zawsze w jednym kierunku. Ob-

serwacje te potwierdza bardzo duża ilość kropli metalu odłożona poza powierzchnią katody zawsze po stronie odpowiadającej kierunkowi poruszania się kropli zarejestrowanych na zdjęciach.



Rysunek 4.26: „Fontanny kropli” obserwowane podczas procesu typu MAG. Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

- W przypadku dużej zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym obserwowano powstawanie ogromnych, **podłużnych kropli** (rysunek 4.27). Ich długość mogła sięgać niemal długości łuku. Świadczy to o istnieniu sił przeciwdziałających oderwaniu się kropli i utrzymujących płynny metal na końcu elektrody.



Rysunek 4.27: Powstawanie dużych wydłużonych kropli płynnego metalu obserwowane w procesie typu MAG z dużą zawartością dwutlenku węgla. Parametry rejestracji obrazu: częstość=109.8 obrazy/s, rozmiar obrazu=144×144 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

- Przy stosunkowo dużej zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym obserwowano specyficzne „**eksplozje katody**” (rysunek 4.28). Krople metalu były wyrywane z płynnego jeziora spoiny.



Rysunek 4.28: „Eksplzje” z powierzchni katody, obserwowane w procesie typu MAG. Parametry rejestracji obrazu: częstość = 109.8 obraz/s, czas = 9.1 ms, rozmiar obrazu = 144×144 pixele. Parametry startowe generatora: $V_g = 20$ l/min, $I_{Moyen} = 326$ A, $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min.

Podsumowując analizę zdjęć wykonanych szybką kamerą można stwierdzić, że klasyfikacja sposobów przenoszenia metalu przedstawiona w rozdziale 1.3 i stosowana powszechnie do opisu procesów zachodzących w wyładowaniu typu MIG-MAG może być jedynie umowna. Nie można bowiem stosować kryterium rozmiaru kropli (porównanie jej średnicy do średnicy górnej elektrody) w równej mierze dla przypadku plazmy argonowej i wyładowania w gazie o dużej zawartości dwutlenku węgla. O ile w czystym argonie powstające sferyczne krople umożliwiają używanie wspomnianego podziału, to nie jest to możliwe w przypadku mieszanki argonu i dużej ilości dwutlenku węgla. W szczególności w tej drugiej sytuacji trudno nawet stosować określenie „kropla” w stosunku do wydłużonej formy płynnego metalu odrywającego się od końcówki elektrody.

Stosując szczególny sposób obserwacji procesu z zastosowaniem filtra interferencyjnego zauważono istotne zmiany kształtu kolumny plazmy i ich związek z charakterem przenoszenia metalu w łuku. Eksperymenty wykazują, zgodnie z wynikami pracy [96], że wartość natężenia prądu odpowiadają-

ca przejściu z reżimu o dużych kroplach w tryb drobnokropłowy rośnie wraz ze wzrostem zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym aż osiągnięcie natryskowego przenoszenia metalu w łuku staje się niemożliwe (w zakresie parametrów dostępnych dla stosowanego generatora).

Przeciwnie do propozycji opisanych w literaturze (rozdział 1.7, strona 21) obserwacje nie potwierdzają, że ściśnięcie łuku jest źródłem zmiany charakteru przenoszenia metalu przy dużej zawartości CO₂ w mieszance osłonowej. Sposób zaczepienia łuku w obszarze przyanodowym jest tak odmienny dla jego stożkowej i kloszowej formy, że w praktyce uniemożliwia to ich porównywanie. W przypadku czystego argonu i mieszanek z niewielką zawartością dwutlenku węgla zarówno drobne krople, jak i zawężona końcówka elektrody są całkowicie otoczone przez łuk. Jeśli ilość dwutlenku węgla wzrasta to intensywnie świecąca, centralna strefa wyładowania przestaje być dobrze zdefiniowana i nie ma możliwości dokładnego określenia obszaru przepływu prądu łuku.

Rozdział 5

Spektroskopia emisyjna plazmy

Wyładowanie typu MIG-MAG znacznie różni się od dobrze zbadanych łuków swobodnych typu TIG (Tungsten Inert Gas) pracujących w osłonie argonu, mimo że konfiguracja źródła plazmy jest bardzo podobna. Obecność elektrody topliwej sprawia, że mamy do czynienia z plazmą zdominowaną przez pary metali. Zrozumienie zjawisk związanych z procesami towarzyszącymi wyładowaniu tego typu wymaga poznania składu plazmy oraz rozkładów temperatury i koncentracji swobodnych elektronów w kolumnie łuku. W szczególności wydaje się interesujące, nie tylko ze względu na zastosowania techniczne, poznanie i zrozumienie wpływu rodzaju stosowanego gazu na charakter wyładowania i stopień parowania metalu z powierzchni elektrod.

Po przeprowadzeniu analizy dostępnych publikacji, autorce nie są znane prace eksperymentalne charakteryzujące warunki fizyczne panujące w plazmie MIG-MAG. Lancaster w pracy [63], powołując się na dokumenty Międzynarodowego Instytutu Spawalnictwa (International Institute of Welding, IIW) podaje, że temperatura centralnej części łuku argonowego MIG (obszar emisji par metali) z elektrodą stalową wynosi od 6000 do 7000 K i osiąga wartość maksymalną równą około 13000 K w pewnej odległości od osi wyładowania. Można się jedynie domyślać, że przytoczone wyniki są rezultatem badania linii emisyjnych plazmy. Niestety autor nie podaje parametrów wyładowania.

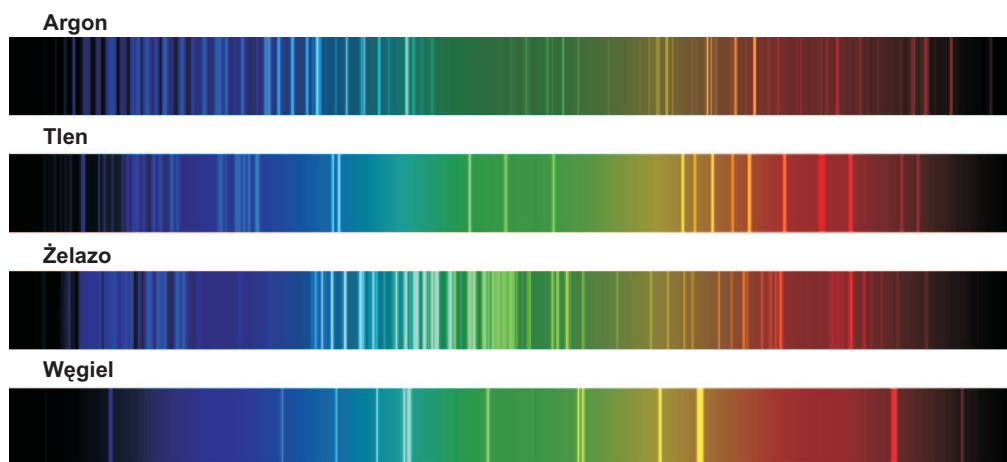
Jak opisano w rozdziale 2.2, rezultaty obliczeń, przedstawione w publikacjach Haidara [35, 36, 37, 38, 39, 41] znacznie odbiegają od wyników eksperymentalnych otrzymanych przez autorkę pracy (rozdział 5.7.1, strona 133). Zaprezentowany model MHD nie przewiduje charakterystycznego dla plazmy MIG obniżenia temperatury w centrum łuku.

Jedyną metodą, mogącą aktualnie dostarczyć informacji na temat własności fizycznych plazm tego rodzaju, wydaje się nieinwazyjna diagnostyka oparta na spektroskopii emisyjnej. Istotne będzie zweryfikowanie czy wnio-

ski wynikające z obserwowanych zmian kształtu łuku w zależności od składu mieszanki gazowej (rozdział 4, strona 57) znajdują potwierdzenie w rezultatach diagnostyki plazmy.

5.1 Analiza widma emisji łuku MIG-MAG

Składnikami plazmy łuku z elektrodą topliwą nie są jedynie atomy i jony gazu osłonowego. Silne parowanie powierzchni elektrod skutkuje obecnością linii metalicznych w widmie emisyjnym łuku. Natężenie prądu łuku wpływa na intensywność światła emitowanego z obszaru wyładowania (natężenie emitowanego promieniowania wzrasta wraz ze wzrostem natężenia prądu łuku) i stosunki natężeń linii spektralnych, co zostało przedstawione przez Agapiou w pracy [4]. Zarejestrował on widmo emisyjne plazmy MIG (wyładowanie w osłonie z czystego argonu) w zakresie spektralnym od 150-970 nm. Mała zdolność rozdzielcza zastosowanego układu optycznego uniemożliwia wykorzystanie wyników tej pracy do wstępnej selekcji zakresu długości fali odpowiedniego do przeprowadzenia diagnostyki plazmy.



Rysunek 5.1: Widma emisyjne wybranych atomów i jonów jednokrotnych (400 - 700 nm). Źródło: <http://home.achilles.net/~ypvsj/data>.

Obecność w widmie emisyjnym plazmy MIG-MAG dużej ilości linii spektralnych pierwiastków metalicznych (Fe, Mn, Cu, Cr) i tym samym problemy ze znalezieniem linii dobrze izolowanych, znacznie ograniczają możliwości wyboru zakresu spektralnego, dogodnego do przeprowadzenia diagnostyki plazmy łuku. Z tego powodu rejon widma od 200 nm do 400 nm został wykluczony ze szczegółowej analizy, gdyż w tym obszarze spektralnym ilość atomowych i jonowych linii metali jest tak duża, że zdolność rozdzielcza wykorzystywanego układu eksperymentalnego jest niewystarczająca.

Dokładna analiza widma promieniowania plazmy MIG-MAG nie była prawdopodobnie do tej pory przeprowadzana, o czym może świadczyć brak opublikowanych danych. Z tego powodu zarejestrowano widmo emisyjne łuku MAG w szerokim zakresie spektralnym (od 411 - 558 nm). Jako gaz osłonowy zastosowano mieszanę $\text{Ar}+2.3\%_{obj} \text{CO}_2$. Parametry wyładowania odpowiadały natryskowemu sposobowi przenoszenia metalu w łuku (prędkość przesuwu anody wynosiła 9 m/min, natężenie prądu łuku było stabilizowane na wartości 330 A, średnie napięcie prądu łuku wynosiło około 32 V). Wyniki pomiarów zostały przedstawione w dodatku A na stronie 183.

Otrzymane widma emisyjne, pochodzące z warstwy odległej o 4.5 mm od powierzchni katody, nie były kalibrowane za pomocą wstęgowej lampy wolframowej. Z tego powodu nie jest możliwe porównywanie natężeń linii spektralnych różniących się znacznie długością fali. Przedstawione widmo jest wynikiem uśrednienia otrzymanych wartości natężeń dla kilku linii matrycy CCD rejestrujących promieniowanie pochodzące z obszaru wokół osi łuku. Korekcja deformacji wynikającej z konfiguracji spektrografu nie była w tym przypadku przeprowadzana.

Identyfikacja linii spektralnych została wykonana na podstawie bazy danych udostępnianej „on line” przez National Institute of Standards and Technology [86]. Niektóre linie spektralne oznaczone symbolem 'Fe' zostały rozpoznane jako linie żelaza dzięki porównaniu z widmem emisyjnym wyładowania w katodzie węgłowej (żelazo-neon; 90 mA), pochodzącym z pracy Allena [1].

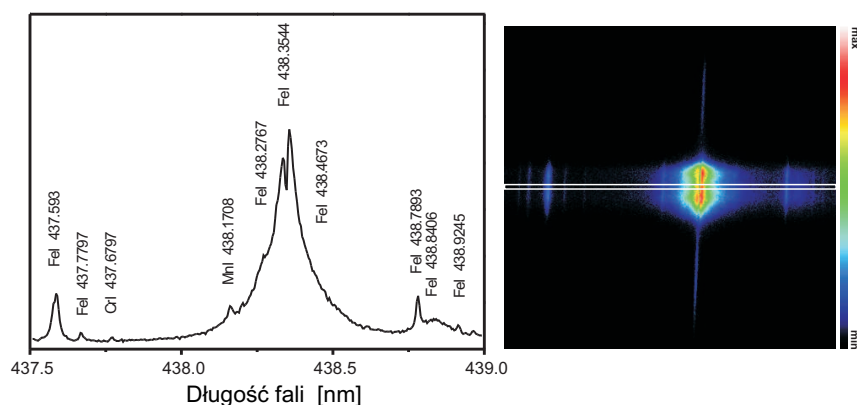
Znając skład chemiczny stali elektrodowej, zanalizowano obecność poszczególnych jej komponentów w widmie emisyjnym plazmy (tabela 3.2). Wyniki wykazują obecność linii spektralnych pierwiastków o stosunkowo niskiej energii wzbudzenia, co sugeruje niezbyt wysoką temperaturę plazmy. Należy dodać, że niewielkie koncentracje większości składników stali mogą być niewystarczające do zaobserwowania ich linii emisyjnych w plazmie wyładowania.

Uzupełniając pomiary przeprowadzono dodatkowe rejestracje widma emisji plazmy w różnych warunkach wyładowania, również w przypadku dużej zawartości dwutlenku węgla w mieszance gazu osłonowego. Badano zakresy spektralne widma charakterystyczne dla emisji argonu, tlenu, węgla (rysunek 5.1 oraz molekuł CO i CO₂).

W obszarze spektralnym zdominowanym przez linie pierwiastków metalicznych obserwowano słabe linie emisyjne atomowego argonu. Silne linie argonowe były natomiast dobrze izolowane w czerwonym zakresie widma. W przypadku wyładowania w czystym argonie oraz w mieszance z niewielkim dodatkiem dwutlenku węgla (gdy centralna część kolumny łuku posiadała charakterystyczny stożkowy kształt) obserwowano odseparowanie przestrzenne obszarów maksymalnej emisji argonu oraz pierwiastków metalicz-

nych. Linie spektralne pierwiastków metalicznych dominowały w pobliżu osi łuku a linie argonowe w pewnej odległości od jego centrum. Jest to wynikiem radialnej dyfuzji par metali w kierunku od środka wyładowania do jego zewnętrznych warstw i wskazuje na obniżenie temperatury w centralnej części kolumny plazmy (rozdział 5.7.1, strona 133). W przypadku tak specyficznej plazmy trudno ocenić wpływ efektów odmieszania [76, 98], charakterystycznych dla plazm złożonych, o różnych potencjałach jonizacji poszczególnych ich składników.

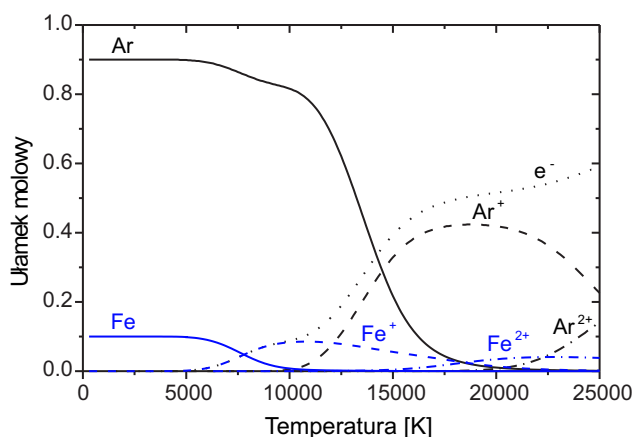
Linie atomowe żelaza, odpowiadające emisji promieniowania przy przejściu elektronu do poziomów o niskich energiach wzbudzenia (lub linie rezonansowe) i charakteryzujące wysokimi wartościami mocy oscylatora, były wyraźnie reabsorbowane (np. rysunek 5.2, dodatek A: linie 438.35 nm, 526.95 nm lub 532.8 nm). Efekt ten, który zwiększa się wraz z zawartością CO_2 w mieszanke gazu osłonowego uniemożliwia zastosowanie tych linii spektralnych do celów diagnostycznych.



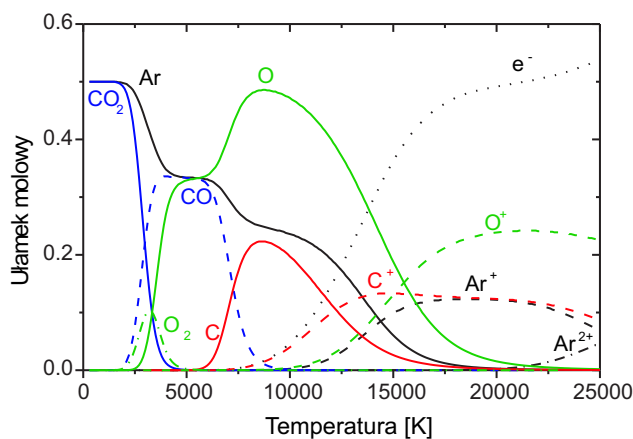
Rysunek 5.2: Fragment zarejestrowanego widma emisji plazmy MAG (Dodatek A, strona 183). Fragment widma emisji łuku (rysunek po lewej stronie) jest wynikiem sumowania natężenia promieniowania zarejestrowanego dla kilku linii matrycy CCD detektora (biała ramka na rysunku po prawej stronie).

Maksimum emisji FeII przypada na bliski ultrafiolet i niebieski zakres widma, dlatego w szczegółowo analizowanym rejonie spektralnym (od 411.3 do 557.9 nm) zidentyfikowano jedynie kilka linii jonowych żelaza. Nie zaobserwowano natomiast obecności linii ArII (energia jonizacji argonu (15.8 eV) jest dwukrotnie większa od energii jonizacji żelaza (7.9 eV)). Rysunek 5.3, przedstawiający równowagowy skład plazmy argonowej z dodatkiem 10%_{mol} par żelaza [A. B. Murphy, komunikat prywatny] pokazuje, że temperatura konieczna do zaobserwowania emisji tych składników plazmy musi przekraczać kilkanaście tysięcy stopni Kelwina (linie ArII są obserwowane w widmie

promieniowania łuku argonowego stabilizowanego ściankami w temperaturze przekraczającej 13000 K [89]). Sugeruje to niezbyt wysoką temperaturę wyładowania.



Rysunek 5.3: Równowagowy skład plazmy wyładowania w przypadku plazmy argonowej z dodatkiem 10%_{mol} żelaza pod ciśnieniem atmosferycznym. A. B. Murphy [prywatny komunikat].



Rysunek 5.4: Równowagowy skład plazmy wyładowania w przypadku mieszanki 50%_{mol} argonu i 50%_{mol} dwutlenku węgla pod ciśnieniem atmosferycznym. A. B. Murphy [prywatny komunikat].

W przypadku wyładowania w gazie z dużą zawartością dwutlenku węgla spodziewano się zaobserwować widma molekularne. W temperaturze około 3500 K rozpoczyna się dysocjacja CO₂ i O₂ (rysunek 5.4). Energie dysocjacji wynoszą odpowiednio 5.4 i 5.1 eV [46]. Między 7000 K a 8000 K następuje dysocjacja CO i C₂ oraz jonizacja atomów węgla [69]. Nawet w przypadku dużej zawartości CO₂ w gazie osłonowym nie obserwowano jednak ani składowych

spektralnych widma cząsteczkowego CO, ani linii atomowych tlenu. Widmo CO zasadniczo łatwiej zaobserwować w ultrafiolecie, ale ten rejon spektralny jest zdominowany przez atomowe i jonowe linie metaliczne, co uniemożliwia jego ewentualną identyfikację. Bardzo słabą linię atomową węgla, odpowiadającą przejściu o długości fali 538.03 nm, zarejestrowano przy zastosowaniu mieszanki Ar+20%_{obj} CO₂. Była ona obecna w widmie emisyjnym pochodzącym z obszaru znajdującego się poza centrum łuku (w odległości od 2.5 do 4 mm od osi łuku w przypadku pomiarów dla warstwy 4.5 mm). W badanym zakresie spektralnym dominacja emisji żelaza wyklucza zaobserwowanie większej ilości linii atomowych węgla (rysunek 5.1).

Podsumowując można stwierdzić, że temperatura wyładowania nie przekracza kilkunastu tysięcy stopni Kelwina. W przypadku warunków odpowiadających natryskowemu sposobowi transferu w łuku MIG-MAG obniża się ona w kierunku osi wyładowania. Większość obserwowanych linii żelaza i manganu oraz linii atomowego argonu była silnie poszerzona pod wpływem efektu Starka. Pozwala to przewidywać relatywnie duże koncentracje swobodnych elektronów w kolumnie łuku. W celu diagnostyki plazmy wybrano ostatecznie dwie emisyjne linie spektralne (tabela 5.1): FeI (538.3 nm) i ArI (696.5 nm).

Tabela 5.1: Linie emisyjne FeI i ArI zastosowane do diagnostyki plazmy MIG-MAG

	λ [nm]	Przejście	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]
FeI	538.337	$3d^7(^4F)4p - 3d^7(^4F)4d$	$z^5G^\circ - e^5H$	5 - 6	4.313 - 6.615
ArI	696.543	$3s^23p^5(^2P^\circ(3/2))4s - 3s^23p^5(^2P^\circ(1/2))4p$	$2[\frac{3}{2}]^\circ - 2[\frac{1}{2}]$	2 - 1	11.548 - 13.327

5.2 Wpływ poszczególnych czynników na szerokość linii widmowych

5.2.1 Naturalna szerokość linii widmowych

Naturalna szerokość linii spektralnej jest wynikiem skończonego czasu życia poziomów energetycznych i jest tym większa, im czasy życia są krótsze. Profil linii emisyjnej, wynikający z rozszerzenia naturalnego, jest lorentzianem. Jego pełna szerokość połówkowa wyraża się wzorem:

$$\Delta\lambda_N = \lambda^2 \frac{1}{2\pi c} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} \right) \quad (5.1)$$

gdzie τ_i i τ_k są czasami życia górnego i dolnego poziomu przejścia. O'Brian i inni [87] zmierzili czasy życia dla 181 poziomów żelaza stosując metodę

fluorescencji indukowanej laserowo z czasową zdolnością rozdzielczą. Czasy życia górnego i dolnego poziomu przejścia, odpowiadającego długości fali 538.3 nm, wynoszą odpowiednio 12.8 ns i 11.6 ns, co daje szerokość naturalną $2.5 \cdot 10^{-5}$ nm. W przypadku linii argonu 696.5 nm wynosi ona $9.7 \cdot 10^{-5}$ nm [91].

5.2.2 Rozszerzenie dopplerowskie linii widmowych

Rozszerzenie dopplerowskie linii spektralnych jest związane z ruchem cząstek emitujących promieniowanie. Jeśli emiter posiada składową prędkości o kierunku zgodnym z kierunkiem obserwacji, to względna zmiana długości fali, związana ze zmianą częstości wywołaną efektem Dopplera, wynosi:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c} \quad (5.2)$$

gdzie v jest składową prędkości emitera w kierunku obserwacji a c jest prędkością światła.

W przypadku ruchów termicznych, gdy rozkład prędkości emitujących cząstek jest rozkładem Maxwella, profil emitowanej linii spektralnej jest profilem Gaussa:

$$I(\lambda) = I(\lambda_0) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot (\lambda - \lambda_0)^2}{\Delta w_D}\right) \quad (5.3)$$

gdzie λ_0 jest długością fali rozważanego przejścia a Δw_D pełną szerokością w $\frac{1}{e}$ wysokości linii. Możemy zapisać:

$$\Delta w_D = 2 \cdot \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (5.4)$$

gdzie m jest liczbą masową promieniującej cząstki, k stałą Boltzmanna a T temperaturą wyrażoną w stopniach Kelwina. Wtedy pełną szerokość połówkową profilu linii można opisać równaniem:

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\ln 2} \cdot \Delta w_D = 2 \cdot \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2 \ln 2 kT}{m}} \quad (5.5)$$

lub podstawiając znane wartości:

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad (5.6)$$

Dla argonu ($m=39.948$), w przypadku linii 696.5 nm, rozszerzenie Dopplera zmienia się od $0.35 \cdot 10^{-2}$ do $1.00 \cdot 10^{-2}$ nm w zakresie temperatur od 2000 do 16000 K. Szerokość profilu dopplerowskiego dla linii żelaza ($m=55.845$) o centralnej długości fali 538.3 nm zmienia się w tym zakresie temperatur od $0.23 \cdot 10^{-2}$ do $0.65 \cdot 10^{-2}$ nm.

5.2.3 Rozszerzenie ciśnieniowe linii widmowych

Ten rodzaj rozszerzenia linii widmowej jest wynikiem zderzeń cząstek emitera z innymi cząstkami. Mogą one ograniczać czas życia wzbudzonych poziomów atomowych a tym samym prowadzić do rozszerzenia profilu linii, który w tym przypadku jest typu lorentzowskiego. Wyróżniamy zasadniczo trzy rodzaje rozszerzeń ciśnieniowych:

Rozszerzenie rezonansowe

Rozszerzenie rezonansowe linii spektralnej występuje wówczas gdy zachodzi oddziaływanie z wymianą energii między cząstkami tego samego emitera w różnym stanie wzbudzenia. Zderzenia takie mają znaczenie tylko wtedy, gdy jedna z cząstek znajduje się w stanie podstawowym, lub inaczej, gdy którykolwiek z poziomów badanego przejścia jest sprzężony dipolowo z poziomem podstawowym. Wtedy szerokość rezonansową, wyrażoną w nm, możemy przedstawić wzorem:

$$\Delta\lambda_R \approx 0.0184 \cdot \sqrt{\frac{g_0}{g_R}} \cdot \frac{f}{c} \cdot N_0 \cdot \lambda^3 \quad (5.7)$$

gdzie g_0 i g_R oznaczają wagi statystyczne odpowiednio poziomu podstawowego i poziomu rezonansowego, N_0 określa koncentrację cząstek w stanie podstawowym, f jest siłą oscylatora dla rozważanego przejścia a λ odpowiadającą mu długością fali.

Zarówno w przypadku linii argonu 696.5 nm jak i linii żelaza 538.3 nm żaden z poziomów przejścia nie pozostaje w rezonansie z poziomem podstawowym, dlatego rozszerzenie rezonansowe nie występuje.

Rozszerzenie van der Waalsa

O rozszerzeniu van der Waalsa mówimy wówczas gdy perturbatorami są cząstki neutralne w stanie podstawowym, a nie zachodzi sprzężenie poziomów wywołujące rozszerzenie rezonansowe. Pełną szerokość połówkową profilu, proporcjonalną do koncentracji cząstek zaburzających, możemy wyrazić w nm posługując się wzorem 37 z pracy [79]:

$$\Delta\lambda_{vdW} = 8.2 \cdot 10^{-21} \cdot \lambda^2 (\alpha \cdot 10^{-4} \cdot \overline{R^2})^{\frac{2}{5}} \cdot \left(\frac{T}{\mu}\right)^{\frac{3}{10}} \cdot N \quad (5.8)$$

Polaryzowalność atomu α wyrażona jest w m^3 , temperatura T w stopniach Kelwina a gęstość perturbatora N w m^{-3} .

$$\overline{R^2} = \frac{1}{2} \cdot \left[n_k^{*2} (5n_k^{*2} + 1 - 3l_k(l_k + 1)) - n_i^{*2} (5n_i^{*2} + 1 - 3l_i(l_i + 1)) \right] \quad (5.9)$$

gdzie n_i^{*2} , n_k^{*2} , l_i i l_k są odpowiednio efektywnymi głównymi i orbitalnymi liczbami kwantowymi dolnego i górnego poziomu rozważanego przejścia.

W przypadku oddziaływania Ar-Ar ($\alpha = 1.654 \cdot 10^{-30} m^3$, $\mu = 20$), zakładając $N_{Ar} = 10^{23} m^{-3}$ i maksymalną temperaturę 13000 K, dla linii argonu 696.5 nm otrzymujemy $\Delta\lambda_{vdW} = 2 \cdot 10^{-3}$ nm. Rozważając układ Fe-Ar ($\mu = 23.3$), szerokość linii FeI 538.3 nm wynikająca z oddziaływania van der Waalsa wynosi około $3 \cdot 10^{-3}$ nm. Jeśli wartość polaryzowalności nie jest stabilizowana, co ma miejsce w przypadku żelaza, to można ją przybliżyć równaniem [1, 31, 61]:

$$\bar{\alpha} = \frac{9}{2} \cdot a_0^3 \cdot \left(\frac{3E_H}{4E_1} \right)^2 \quad (5.10)$$

gdzie a_0 oznacza promień Bohra a E_1 pierwszy poziom wzbudzony perturbatora. Wówczas polaryzowalność żelaza wynosi $\alpha = 4.636 \cdot 10^{-26} m^3$. Jeśli rozważymy zaburzenie wywołane zderzeniami z atomami żelaza, zakładając jednocześnie 10 razy mniejszą koncentrację perturbatora niż w przypadku argonu, szerokości wynoszą odpowiednio $4 \cdot 10^{-5}$ nm dla linii ArI 696.5 nm i $7 \cdot 10^{-5}$ nm dla linii FeI 538.3 nm (oddziaływanie Fe-Fe $\mu = 28$).

Rozszerzenie Starka

Rozszerzenie Starka profilu linii spektralnej jest wynikiem oddziaływania promieniującego atomu z cząstkami naładowanymi: elektronami lub jonami. Efekt Starka jest dominujący w plazmie wyładowania gdy stopień jonizacji plazmy przekracza 1%.

Zaburzenie wywołane oddziaływaniem z jonami, które są cząstkami ciężkimi i mniej ruchliwymi, może być opisane teorią Holtsmarka. Stosuje ona przybliżenie quasistatyczne zakładając wolnozmiennność pola elektrycznego wywołanego przez jony. Ogranicza tym samym rozważania do przypadku statycznego pola oddziałującego na emitujący atom. W przypadku bardziej ruchliwych elektronów stosuje się teorię zderzeniową, w której rozważany czas oddziaływania cząstki zaburzającej z emitерem jest krótki w porównaniu z czasem pomiędzy kolejnymi zderzeniami. Pozwala to rozważać promieniującą cząstkę jako praktycznie niezaburzoną.

Liniowy efekt Starka obserwujemy jeżeli istnieje degeneracja energii poziomów. Z taką sytuacją mamy do czynienia w przypadku atomu wodoru i jonów wodoropodobnych (degeneracja stanów ze względu na liczbę kwantową l). Wówczas zewnętrzne pole elektryczne prowadzi do zniesienia degeneracji i rozszczepienia poziomów. Dla innych cząstek wpływ pola jonów jest słaby i rozszerzenie linii jest wywołane głównie oddziaływaniem z elektronami (kwadratowy efekt Starka i efekty wyższych rzędów). Profil linii spektralnej ma wówczas kształt w przybliżeniu dyspersyjny i jest zwykle przesunięty

względem profilu linii niezaburzonej.

$$I(\lambda) = I(\lambda_0) \cdot \frac{\frac{\Delta\lambda_S}{2}}{(\lambda - \lambda_0 + d_S)^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_S}{2}\right)^2} \quad (5.11)$$

gdzie $\Delta\lambda_S$ jest pełną szerokością połówkową a d_S przesunięciem Starka. Ewentualny wkład quasistatycznego pola jonów może przejawiać się asymetrią linii widmowej.

Griem [31] zaproponował formułę półempiryczną wyrażając pełną szerokość połówkową i przesunięcie linii spektralnej przybliżonymi wzorami:

$$\Delta\lambda_S = 2 \cdot [1 + 1.75 \cdot \alpha \cdot (1 - C \cdot r)] \cdot w \quad (5.12)$$

$$d_S = \left[\frac{d}{w} \pm 2.0 \cdot \alpha \cdot (1 - C \cdot r) \right] \cdot w \quad (5.13)$$

gdzie:

$\alpha = \left(\frac{N_e}{N_e^{nor}}\right)^{1/4} \cdot \alpha_n(T)$ - parametr charakteryzujący wpływ quasistatycznego pola jonów (proporcjonalny do $N_e^{1/4}$)

$w = \frac{N_e}{N_e^{nor}} \cdot w_n(T)$ - szerokość połówkowa wynikająca z oddziaływania z elektronami (proporcjonalna do N_e)

$C = 0.75$ dla linii atomowych i $C = 1.2$ dla linii jonowych

$$r \approx 9 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{N_e^{1/6}}{\sqrt{T}}$$

$N_e^{nor} = 10^{22} m^{-3}$ - znormalizowana gęstość elektronów

N_e wyrażone jest w m^{-3}

Parametry $w_n(T)$, $\alpha_n(T)$ i $\frac{d}{w}(T)$ dla wielu linii widmowych różnych pierwiastków zostały opublikowane przez Griema [31], [33]. Zgodnie z rozważaniami autora równania są dobrym przybliżeniem parametrów profilu linii gdy:

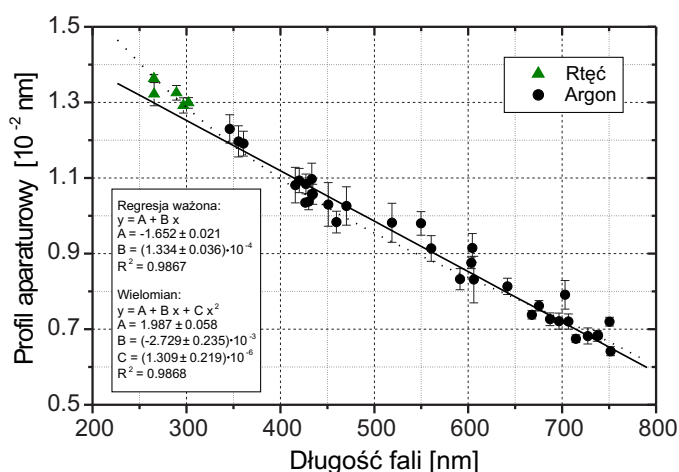
$$0.05 < \alpha < 0.5; \quad r < 0.8 \quad (5.14)$$

W plazmie typu MIG-MAG efekt Starka ma dominujący wpływ na szerokość linii emisyjnych. Wynika to bezpośrednio z dużej koncentracji swobodnych elektronów w kolumnie łuku (rzędu $10^{23} m^{-3}$). O ile w przypadku linii emisyjnych argonu szerokość profilu słabo zależy od temperatury elektronowej [90] i jest zgodna z teorią Griema, to dla linii żelaza ten warunek nie jest spełniony (rozdział 5.5.3). Najnowsza krytyczna analiza danych eksperymentalnych National Institute of Standards and Technology [62], obejmująca okres od 1989 do 2000 roku, zawiera również wyniki dotyczące wartości rozszerzeń Starka dla linii atomowych argonu 696.5 nm i żelaza 538.3 nm.

5.2.4 Profil aparaturowy

Układ elementów składowych spektrometru jest czynnikiem powodującym dodatkowe rozszerzenie linii spektralnej. Profil jest w tym przypadku typu gaussowskiego. Teoretycznie funkcja aparaturowa spektrometru powinna liniowo zależeć od długości fali. W rzeczywistości jednak, profil aparaturowy jest splotem funkcji związanej z matrycą detektora i funkcji związanych z elementami optycznymi układu spektrometru.

W celu dokładnego wyznaczenia zależności szerokości aparaturowej od długości fali wykonano pomiary przy użyciu niskociśnieniowych lamp spektralnych: rtęciowej i argonowej (rysunek 5.5). Można przyjąć, że profil rejestrowanych linii spektralnych jest profilem gaussowskim, którego szerokość w połowie wysokości jest szukaną szerokością aparaturową.



Rysunek 5.5: Eksperymentalnie wyznaczona zależność całkowitej szerokości połowkowej profilu aparaturowego od długości fali, dla drugiego rzędu dyfrakcji spektrometru (uwzględniono zależność dyspersyjną przedstawioną na rysunku 3.3).

5.2.5 Podsumowanie - Profil Voigta

Czynniki powodujące rozszerzenie linii spektralnych można podzielić na dające lorentzowski i gaussowski kształt profilu linii. Ich wpływ na wartość rozszerzenia jest różny i może zależeć od warunków panujących w plazmie.

W przypadku rozważanych linii spektralnych argonu i żelaza, w warunkach odpowiadających plazmie typu MIG-MAG możemy, usystematyzowując otrzymane wyniki, napisać relację:

$$\Delta\lambda_N < \Delta\lambda_{vdW} < \Delta\lambda_D < \Delta\lambda_A < \Delta\lambda_S \quad (5.15)$$

Część lorentzowska profilu, wyrażona sumą:

$$\Delta\lambda_L = \Delta\lambda_N + \Delta\lambda_{vdW} + \Delta\lambda_S \quad (5.16)$$

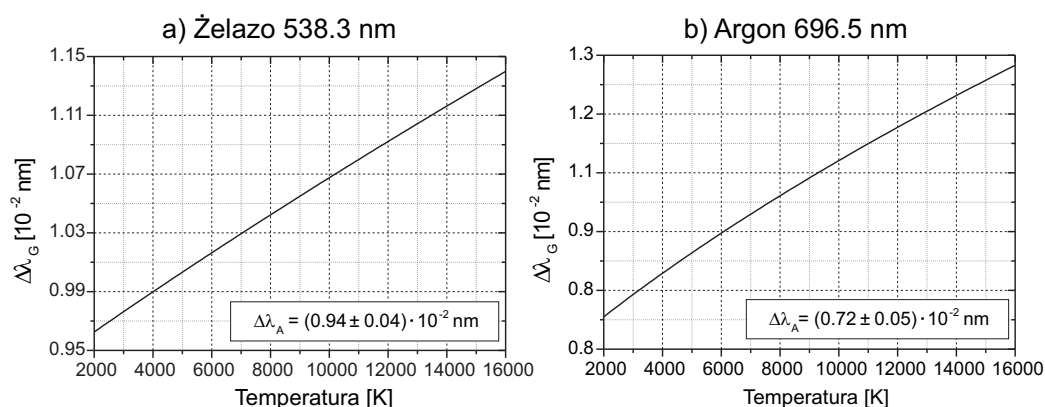
jest zdominowana przez efekt Starka. Ponieważ:

$$\frac{\Delta\lambda_N + \Delta\lambda_{vdW}}{\Delta\lambda_L} < 1\% \quad (5.17)$$

wpływ pozostałych czynników jest zanedbywalny. Pełna szerokość połówkowa gaussowskiej części profilu wyraża się wzorem:

$$\Delta\lambda_G = \sqrt{\Delta\lambda_A^2 + \Delta\lambda_D^2} \quad (5.18)$$

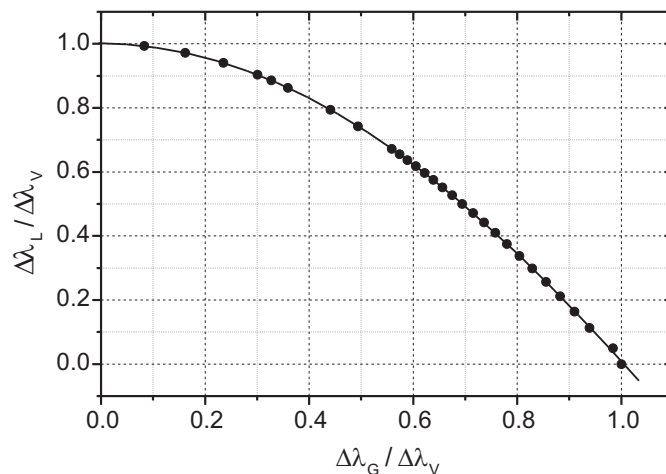
gdzie $\Delta\lambda_A$ i $\Delta\lambda_D$ oznaczają pełne szerokości w połowie wysokości profilu. Zależność szerokości gaussowskiej $\Delta\lambda_G$ od temperatury przedstawia rysunek 5.6.



Rysunek 5.6: Zależność rozszerzenia typu gaussowskiego w funkcji temperatury dla wybranych linii spektralnych.

Wypadkowym profilem linii spektralnej jest zatem funkcja będąca spletem funkcji Lorentza i Gaussa zwana profilem Voigta. Często do celów obliczeniowych stosowano przybliżenia profilu Voigta [67]. Aktualnie szybkość maszyn obliczeniowych pozwala numerycznie dopasowywać profile linii spektralnych bez dodatkowych ograniczeń.

W starszych publikacjach, w celu wyznaczenia szerokości połówkowej lorentzowskiej części profilu, powszechnie stosowano tabelę konwersji zaproponowaną przez Daviesa i Vaughana [15] (rysunek 5.7).



Rysunek 5.7: Wykres wzajemnych zależności szerokości części lorentzowskiej ($\Delta\lambda_L$), gausowskiej ($\Delta\lambda_G$) i całkowitej ($\Delta\lambda_V$) profilu Voigta, stosowanych w metodzie konwersji danych zaproponowanej przez Daviesa i Vaughana [15].

5.3 Inwersja Abela

Ponieważ bezpośredni pomiar współczynnika emisji linii widmowej nie jest możliwy, metody spektroskopii emisyjnej bazują na określeniu rozkładu natężenia linii spektralnych. Sygnał jest zbierany wzdłuż całej drogi obserwacji (rysunek 5.8).

Jeśli przewidywany rozkład temperatury plazmy jest typu gaussowskiego, co ma miejsce często w przypadku łuków elektrycznych lub strug plazmowych (ang. plasma jet), istnieje możliwość zastosowania metody zaproponowanej przez Marotta w pracy [70]. Niestety taka sytuacja nie ma miejsca w plazmie wyładowania typu MIG-MAG i dla obserwacji realizowanych „side-on” (rysunek 5.8) należy stosować procedurę inwersji Abela.

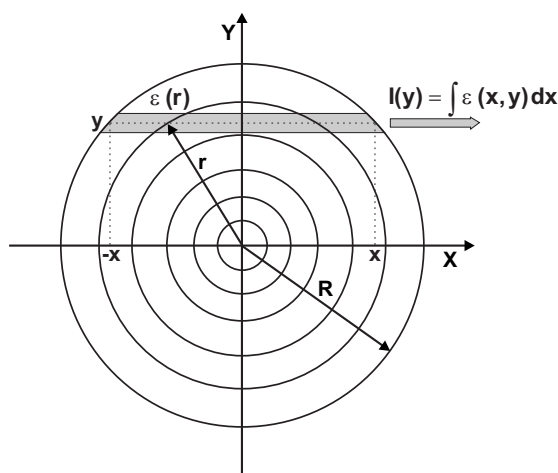
Dla plazmy optycznie cienkiej o symetrii cylindrycznej natężenie cięciowe wyraża się następująco:

$$I(y) = 2 \int_y^R \frac{r\varepsilon_\lambda(r)}{(R^2 - y^2)^{\frac{1}{2}}} dr \quad (5.19)$$

Stosując inwersję Abela, otrzymujemy radialny rozkład współczynnika emisji:

$$\varepsilon_\lambda(r) = -\frac{1}{\pi} \cdot \int_r^R \frac{I'(y)}{(y^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}} dy \quad (5.20)$$

W praktyce można mierzyć jedynie wartości natężenia promieniowania w poszczególnych punktach rozkładu $I(y)$, które odpowiadają pikselom detektora.



Rysunek 5.8: Związek między współczynnikiem emisji plazmy a obserwowanym natężeniem.

Założenie pełnej symetrii cylindrycznej wyładowania nigdy nie jest spełnione dla rzeczywistego źródła plazmy. Pochodna mierzonego natężenia, występująca we wzorze 5.20 sprawia, że metoda jest bardzo czuła na szumy towarzyszące pomiarom. Stosowanie transformacji Abela wymaga najczęściej dodatkowej symetryzacji i gładzenia danych eksperymentalnych. Sposób wyliczania rozkładu współczynnika emisji od brzegów do środka rozkładu powoduje, że wszelkie błędy propagują się w kierunku jego centrum.

5.4 Opis stanu plazmy - Lokalna Równowaga Termodynamiczna

W przypadku łuku MIG-MAG składnikami plazmy są obok elektronów, atomy, cząsteczki i jony, zarówno w stanach podstawowych jak i w stanach wzbudzonych, pochodzące z gazu osłonowego i materiału elektrod. Wielość elementów znacznie utrudnia nie tylko opis procesów zachodzących w wyładowaniu ale również komplikuje weryfikację stanu równowagi panującej w plazmie.

Klasyfikacja stanów równowagi jest szczegółowo opisana przez van der Mullen [107], a dokładna analiza stanu równowagi w plazmie termicznej wraz z bogatym opisem dostępnych informacji teoretycznych oraz danych eksperymentalnych, została przedstawiona przez B. Pokrzywkę w rozprawie habilitacyjnej [91].

Założenie lokalnej równowagi termodynamicznej pozostaje często spełnione dla plazmy wytwarzanej w łuku elektrycznym pod ciśnieniem atmosferycznym, w szczególności dla plazmy argonowej w łuku swobodnym lub w łuku stabilizowanym ściankami. Sytuacja znacznie się komplikuje w przypadku wieloskładnikowej plazmy typu MIG-MAG.

Warunkiem istnienia stanu lokalnej równowagi termodynamicznej w plazmie jest spełnienie równań opisujących stan plazmy:

Rozkład Maxwella

Liczba cząstek dN_i o prędkościach z przedziału $(v, v + dv)$ jest wyrażona wzorem:

$$dN_i = 4\pi N_i v^2 \left(\frac{m}{2\pi k T_{kin}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k T_{kin}} \right) dv \quad (5.21)$$

gdzie: T_{kin} jest temperaturą kinetyczną, v jest prędkością cząstek, N_i jest całkowitą liczbą cząstek i a m oznacza masę cząstki.

Prawo Boltzmann

Koncentracja cząstek i -tego rodzaju znajdujących się w k -tym stanie wzbudzonym, o wadze statystycznej $g_{i,k}$ i energii $E_{i,k}$ wynosi:

$$N_{i,k} = N_i \frac{g_{i,k}}{U_i(T_{wzb})} \exp \left(-\frac{E_{i,k}}{k T_{wzb}} \right) \quad (5.22)$$

gdzie N_i jest koncentracją cząstek danego rodzaju. Równanie Boltzmann definiuje temperaturę wzbudzeniową T_{wzb} . Funkcja podziału energii wewnętrznej i -tego składnika plazmy określona jest wzorem:

$$U_i(T_{wzb}) = \sum_k g_{i,k} \exp \left(-\frac{E_{i,k}}{k T_{wzb}} \right) \quad (5.23)$$

Wyniki obliczeń funkcji podziału energii wewnętrznej dla żelaza zostały opublikowane przez Halenkę i Grabowskiego [43]. Przypadek argonu został rozpatrzony w pracy [89].

Współczynnik emisji ε_{kj} linii spektralnej o długości fali λ_{kj} i prawdopodobieństwie przejścia ze stanu k do stanu j równym A_{kj} wynosi wówczas:

$$\varepsilon_{kj} = \frac{A_{kj}}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{kj}} N_{i,k} \quad (5.24)$$

Równanie Sahy

Koncentracje cząstek danego składnika plazmy w kolejnych stanach jonizacyjnych można przedstawić równaniem:

$$\frac{N_e N_{i,z+1}}{N_{i,z}} = 2 \frac{U_{i,z+1}}{U_{i,z}} \left(\frac{2\pi m_e k T_j}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E_{i,z}^\infty - \Delta E_{i,z}^\infty}{k T_j} \right) \quad (5.25)$$

gdzie m_e jest masą elektronu, h stałą Plancka.

Zanurzony w plazmie atom lub jon nie jest izolowany dlatego jego energia jonizacji jest mniejsza niż w przypadku pojedynczej cząstki izolowanej $E_{z,i}^\infty$. Wprowadza się zatem parametr $\Delta E_{z,i}^\infty$ zdefiniowany jako obniżenie potencjału jonizacji spowodowane obecnością pola elektrycznego. Według Griema [31] dla plazmy w stanie LRT:

$$\Delta E_{i,z}^\infty = \frac{(z+1) e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_D} = \frac{(z+1) e^2}{4\pi \varepsilon_0} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{e^2} \cdot \frac{k T}{N_e + \sum_z (z+1)^2 N_{i,z+1}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5.26)$$

gdzie r_D jest plazmowym promieniem Debye'a. Wówczas:

$$\Delta E_{i,0}^\infty = \Delta E_{i,1}^\infty/2 = \Delta E_{i,2}^\infty/3 = \dots \approx 2.086 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{N_{ef}}{T}} \quad (5.27)$$

gdzie:

$$N_{ef} = N_e + \sum_z (z+1)^2 N_{i,z+1} \quad (5.28)$$

N_e jest wyrażone w m^{-3} a T w stopniach Kelwina. W szczególności, dla plazmy jednokrotnie zjonizowanej, można stosować uproszczoną formułę:

$$\Delta E_{i,0}^\infty = \Delta E_{i,1}^\infty/2 \approx 2.953 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{N_e}{T}} \quad (5.29)$$

Równanie quasineutralności plazmy

Równanie to wynika bezpośrednio z definicji plazmy i dla plazmy wieloskładnikowej wyraża się następująco:

$$N_e = \sum_{i,z} z N_{i,z} \quad z = 0, 1, 2, \dots, Z-1 \quad (5.30)$$

gdzie N_e jest koncentracją swobodnych elektronów, z oznacza stan jonizacyjny atomu lub cząsteczki (nie można pominąć ewentualnych molekuł, produktów dysocjacji CO_2) a i numeruje składniki plazmy.

Prawo Daltona

Całkowite ciśnienie P jest sumą ciśnień parcjalnych poszczególnych składników plazmy:

$$P = N_e k T_e + k \sum_{i,z} T_i N_{i,z} \quad (5.31)$$

T_e jest temperaturą elektronową, T_i oznacza temperatury cięższych cząstek a k stałą Boltzmanną.

W stanie lokalnej równowagi termodynamicznej temperatury wynikające z przedstawionych powyżej równań są równe. Zatem:

$$T = T_{kin} = T_{wzb} = T_j = T_i = T_e \quad (5.32)$$

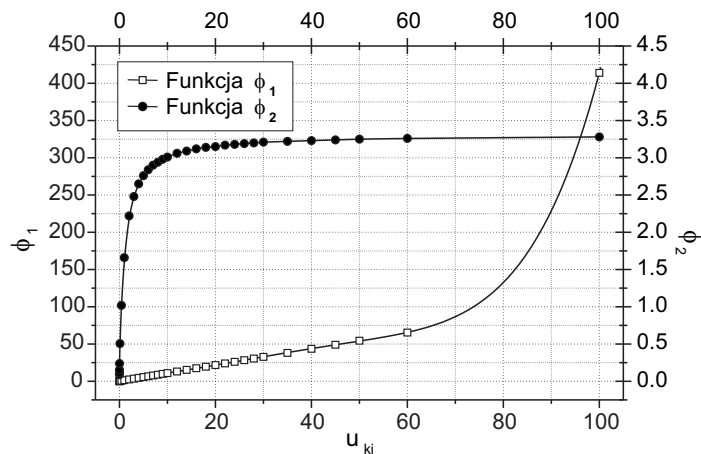
Dokładne określenie stanu równowagi plazmy wymaga analizy rozkładu obsadzeń stanów energetycznych wszystkich składników plazmy. W przypadku plazmy termicznej przekaz energii zachodzi głównie poprzez zderzenia niesprężyste pomiędzy atomami i jonami a elektronami swobodnymi. Dlatego do ustalenia stanu równowagi wymagana jest odpowiednia minimalna koncentracja swobodnych elektronów.

W praktyce przyjmuje się, jako warunek wystarczający, istnienie stanu równowagi LRT pomiędzy stanem podstawowym i pierwszym stanem rezonansowym. Wówczas ilość przejść ze stanu podstawowego, będących wynikiem zderzeń z elektronami, powinna dziesięciokrotnie przewyższać ilość procesów radiacyjnych, powodujących wzrost obsadzenia poziomu podstawowego. W przypadku atomów żelaza różnica energii pomiędzy takimi poziomami nie przekracza 1 eV i jest znacznie mniejsza niż przerwa energetyczna pomiędzy poziomem podstawowym a pierwszym poziomem rezonansowym atomu argonu (11.62 eV). Z tego powodu gęstość swobodnych elektronów konieczna do spełnienia warunków stanu LRT jest znacznie mniejsza w przypadku plazmy metalicznej niż w przypadku plazmy argonowej.

Griem [31], stosując przybliżenie wodoropodobne, określił minimalną koncentrację swobodnych elektronów, wymaganą do osiągnięcia stanu lokalnej równowagi termodynamicznej dla optycznie cienkiej i jednorodnej plazmy:

$$N_e \geq 9 \cdot 10^{23} \cdot \left(\frac{E_2}{E_H} \right)^3 \cdot \sqrt{\frac{k T}{E_H}} \quad (5.33)$$

E_H oznacza energię jonizacji wodoru a E_2 energię pierwszego stanu wzbudzonego danego składnika plazmy. Wówczas dla temperatury 10000 K koncentracja swobodnych elektronów spełniająca warunek Griema musi przewyższać wartość $1.4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ w przypadku plazmy argonowej i $5.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla plazmy żelazowej.



Rysunek 5.9: Funkcje ϕ_1 i ϕ_2 z kryterium Drawina.

Kryterium zaproponowane przez Drawina [21, 97] przyjmuje, że osiągnięcie stanu równowagi między dwoma sąsiednimi poziomami wymaga koncentracji swobodnych elektronów:

$$N_e \geq 0.65 \cdot 10^{23} \cdot \frac{g_k}{g_j} \cdot \left(\frac{E_k - E_j}{E_H} \right)^3 \cdot \sqrt{\frac{kT}{E_H}} \cdot \begin{cases} \phi_1(u_{kj}) & \text{dla atomów} \\ \phi_2(u_{kj}) & \text{dla jonów} \end{cases} \quad (5.34)$$

gdzie g_j i g_k są wagami statystycznymi poziomów, $u_{kj} = \frac{E_k - E_j}{kT}$ a wartości funkcji ϕ_1 i ϕ_2 zostały przedstawione na rysunku 5.9. Prawa strona nierówności 5.34 osiąga największą wartość gdy różnica energii $E_k - E_j$ jest maksymalna. W temperaturze 10000 K, wartość N_e musi zatem przewyższać $4.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $7.2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ odpowiednio dla plazmy argonowej i żelazowej.

Dla plazmy argonowej, na podstawie nierówności 5.33 i 5.34, otrzymano relatywnie wysokie koncentracje swobodnych elektronów. Zatem dla plazmy optycznie cienkiej populacja poziomu podstawowego może przewyższać obsadzenie równowagowe. W przypadku plazm pod ciśnieniem atmosferycznym często obserwuje się silną reabsorbcję linii rezonansowych. Obniżając obsadzenie stanu podstawowego oraz zmniejszając współczynnik ucieczki promieniowania z plazmy, powoduje ona spadek krytycznej wartości gęstości swobodnych elektronów, koniecznej do osiągnięcia stanu lokalnej równowagi termodynamicznej. Zgodnie z oszacowaniami Griema [31] i Drawina [97] w takiej sytuacji, prawe strony obu nierówności należy pomnożyć przez czynnik 0.1.

W przypadku plazmy MIG-MAG otrzymane eksperymentalnie (rozdział 5.7.1, strona 133) wartości koncentracji swobodnych elektronów wynoszą od około $0.5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ do $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ w zależności od rodzaju gazu osłonowego.

Biorąc to pod uwagę można przypuszczać, że warunki lokalnej równowagi termodynamicznej dla Ar i Fe mogą być spełnione. Ze względu na niejednorodny rozkład koncentracji par metali w plazmie oraz dodatek gazu molekularnego, zagadnienie jest jednak bardziej skomplikowane. Podczas drobnokropłowego reżimu pracy łuku w centrum wyładowania obserwuje się niemal ciągły przepływ płynnego metalu. Sytuacja w pobliżu osi łuku może zatem przypominać procesy zachodzące w pobliżu ścianek w łuku stabilizowanym ściankami, gdzie warunki równowagi nie są spełnione.

Niewielkie przerwy energetyczne pomiędzy kolejnymi poziomami energetycznymi atomów metali pozwalają przypuszczać, że obsadzenia stanów wzbudzonych bardzo szybko osiągają rozkład Boltzmanna. Jednak w pobliżu osi łuku i w sąsiedztwie katody stały napływ „chłodnych” atomów (w stanie podstawowym lub stanach niskowzbudzonych), będący wynikiem parowania z powierzchni elektrod, może powodować odstępstwa od stanu LRT, a w szczególności wywołać nadpopulację stanów niskowzbudzonych. Obserwowana emisja linii jonowych żelaza daleko od osi łuku, wywołana efektem Penninga (rozdział 5.7.2, strona 145) wskazuje, że warunki równowagi Sahy nie są spełnione.

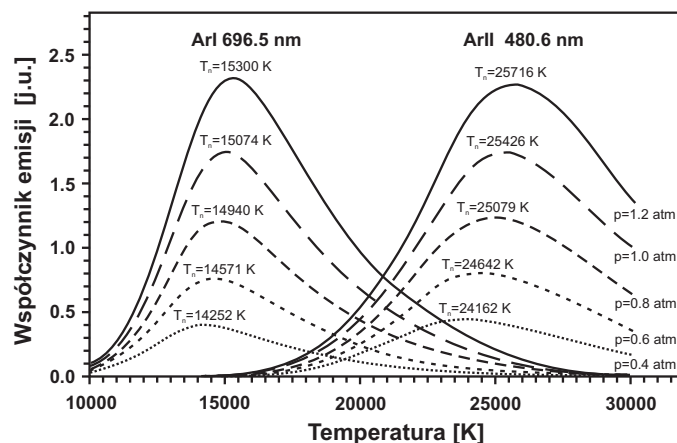
5.5 Metody diagnostyki plazmy i możliwości ich zastosowania w przypadku łuku plazmowego typu MIG-MAG

Istnieje szereg metod diagnostyki plazmy opisywanych szeroko w literaturze [31, 67, 97] ale specyficzne warunki plazmy typu MIG-MAG ograniczają zakres ich stosowalności. Przepływ metalu wewnątrz kolumny łuku, brak jej pełnej stabilności oraz ewentualny stopień komplikacji układu eksperymentalnego eliminują zarówno rozpraszanie Thompsona [67] jak i metodę mieszania czterech fal. W praktyce, ze względu na swoją nieinwazyjność i stosunkowo prostą realizację eksperymentalną, jedyną dostępną techniką pomiaru pozostaje spektroskopia emisyjna.

5.5.1 Określanie temperatury elektronowej

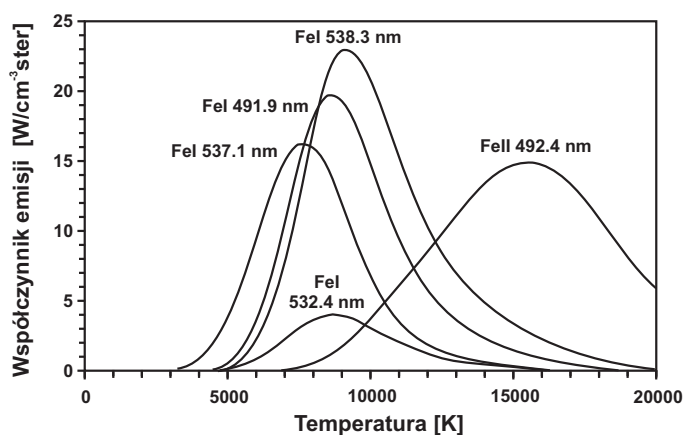
W przypadku plazm wysokociśnieniowych ($P \geq 1$ atm) zdominowanych zderzeniowo i spełniających warunki lokalnej równowagi termodynamicznej przyjmuje się jednotemperaturowy model plazmy. Wówczas jedna temperatura charakteryzuje wszystkie składniki plazmy: elektrony, jony i cząstki neutralne. Istnieje wiele metod określania temperatury w plazmie ale wszystkie

opierają się na założeniach stanu lokalnej równowagi termodynamicznej.



Rysunek 5.10: Zależność współczynnika emisji od temperatury dla linii ArI 696.5 nm i ArII 480.6 nm w przypadku plazmy jednorodnej w stanie LRT [89].

Współczynnik emisji linii spektralnej zależy od temperatury zgodnie z równaniem 5.24 i prawem Boltzmanna. W plazmie jednorodnej w LRT, dla określonego ciśnienia, osiąga on maksimum w temperaturze zwanej temperaturą normatywną. Zależność współczynnika emisji od temperatury dla wybranych linii argonu i żelaza przedstawiono na rysunkach 5.10 i 5.11. Występowanie maksimum emisji danej linii spektralnej poza osią łuku wystarcza wówczas do wyznaczenia radialnego rozkładu temperatury w całym obszarze wyładowania. Taka procedura, nazwana metodą **Lorenz-Fowler-Milne**, nie może być stosowana w przypadku łuku MIG-MAG ze względu na niejednorodny rozkład koncentracji ciężkich składników plazmy.



Rysunek 5.11: Współczynnik emisji kilku linii żelaza w przypadku plazmy jednorodnej w stanie LRT pod ciśnieniem 1 atm [105].

Fluktuacje natężenia rejestrowanego promieniowania, wywołane specyfiką procesu (zobacz rozdział 5.6.1, strona 121), wykluczają zastosowanie metod diagnostycznych opartych o wyznaczanie bezwzględnych współczynników emisji linii spektralnych [97], gdyż absolutna kalibracja nie jest możliwa.

Wyznaczanie temperatury plazmy na podstawie stosunków natężeń linii spektralnych oraz metody **grafiku Boltzmann** wymaga rejestracji linii emisyjnych o znacznie różniących się energiach wzbudzenia górnych poziomów przejść. Taka procedura zwiększa bowiem dokładność pomiaru ale warunkiem koniecznym jej stosowania jest, aby obsadzenia poziomów energetycznych spełniały założenia równowagi Boltzmann.

Zależność współczynnika emisji linii spektralnej od temperatury opisuje równanie:

$$\varepsilon_{kj}(T) = K(T) \cdot \frac{A_{kj} g_k}{\lambda_{kj}} \cdot \exp\left(-\frac{E_k}{k T}\right) \quad (5.35)$$

gdzie współczynnik $K(T)$, zawierający funkcję rozkładu energii $U(T)$ i koncentrację atomów emitera $N(T)$, zależy jedynie od temperatury w danym punkcie plazmy. E_k i g_k oznaczają odpowiednio energię i wagę statystyczną górnego poziomu przejścia. Równanie 5.35 można przepisać w postaci:

$$\ln\left(\frac{\lambda_{kj} \varepsilon_{kj}}{A_{kj} g_k}\right) = C - \frac{E_k}{kT} \quad (5.36)$$

Otrzymano w ten sposób liniową zależność lewej strony równania 5.36 od energii górnego poziomu badanego przejścia. Mierząc natężenia kilku linii spektralnych można wówczas wyznaczyć temperaturę plazmy. Biorąc pod uwagę zmiany natężenia promieniowania plazmy MIG-MAG można analizować jedynie zakres spektralny rejestrowany w pojedynczej ekspozycji (maksymalnie około 2 nm dla układu eksperymentalnego opisanego w rozdziale 3.6). Diagnostyka tego typu plazmy oparta o metodę grafiku Boltzmann ogranicza się zatem do badania linii spektralnych atomowego żelaza. Jest możliwa do zrealizowania jedynie w rejonie łuku, gdzie natężenia co najmniej kilku linii spektralnych (wolnych od reabsorpcji) są dostatecznie duże aby można było do punktów pomiarowych dopasować profile Voigta. Prawdopodobieństwa przejść tych linii emisyjnych muszą być znane z dobrą dokładnością. W praktyce dla rozważanego układu eksperymentalnego znalezienie zakresu spektralnego spełniającego wszystkie warunki nie jest możliwe.

W przypadku dużej koncentracji swobodnych elektronów w plazmie, a z taką sytuacją mamy do czynienia w centrum wyładowania, współczynnik emisji linii spektralnych odpowiadających przejściom z poziomów energetycznych o wysokich energiach wzbudzenia (bliskich energii jonizacji) jest obniżony w wyniku wpływu mikropola w plazmie. Może to wywołać znaczny błąd

określenia parametrów plazmy w przypadku stosowania metod diagnostycznych opartych o pomiary natężenia linii spektralnych [97].

Wątpliwości co do stanu równowagi w plazmie wyładowania, obserwowana reabsorbacja linii spektralnych FeI odpowiadających przejściom do stanów o niskich energiach oraz nagromadzenie linii silnie poszerzonych Starkowsko (utrudniające wybór linii emisyjnych dobrze izolowanych) w praktyce uniemożliwiają stosowanie opisanych metod.

5.5.2 Określanie koncentracji swobodnych elektronów

Jedną z metod często wykorzystywaną do określenia koncentracji swobodnych elektronów w plazmie bazuje na wynikach pracy opublikowanej w 1963 roku przez Wiesę i innych [113]. Parametry Starkowskie linii spektralnych dużej grupy pierwiastków zależą głównie od koncentracji swobodnych elektronów w plazmie. Ponieważ temperatura plazmy ma na nie znacznie mniejszy wpływ w wielu przypadkach można go zaniedbać lub uwzględnić stosując odpowiednią procedurę iteracyjną.

Taka procedura była stosowana do wyznaczenia koncentracji swobodnych elektronów poprzez pomiar szerokości połówkowej linii wodoru H_β [79], dla której wyniki obliczeń zależności szerokości Starka od koncentracji swobodnych elektronów można znaleźć w pracach Griema [32] oraz Vidala i współpracowników [108]. W plazmie typu MIG-MAG linie wodorowe nie były obserwowane i tym samym wykorzystanie dokładnie zbadanej linii H_β nie jest możliwe. W celach diagnostyki można oczywiście rozważyć dodatek wodoru do gazu roboczego ale należy brać wówczas pod uwagę zmianę parametrów wyładowania.

Podobną procedurę możemy jednak zastosować do dobrze zbadanej atomowej linii argonu 696.5 nm. Gdy zaniedbamy wpływ temperatury szerokość profilu linii wynikająca z efektu Starka jest proporcjonalna do koncentracji elektronów w plazmie. Metoda polega zatem na założeniu, że stosunek $\frac{\Delta\lambda_S}{N_e}$ pozostaje stały w danym zakresie temperatur. Zatem:

$$N_e = \alpha \cdot \Delta\lambda_S \quad (5.37)$$

gdzie w przypadku linii emisyjnych argonu współczynniki proporcjonalności α są znane z dokładnością od 15% do 50% [58, 60]. Określenie koncentracji elektronów sprowadza się zatem do określenia rozszerzenia Starka na podstawie całkowitej szerokości połówkowej linii emisyjnej. Metoda jest niezależna od stanu równowagi w plazmie.

5.5.3 Metoda równoczesnego określania koncentracji swobodnych elektronów N_e i temperatury elektronowej plazmy T_e

Większość stosowanych metod diagnostyki plazmy bazujących na spektroskopii emisyjnej wymaga spełnienia specyficznych założeń odnośnie stanu równowagi w plazmie. Ponieważ w wielu rzeczywistych źródłach plazmy trudno jednoznacznie określić rodzaj równowagi, a tym samym przeprowadzić poprawną analizę danych pomiarowych, należałoby zastosować metodę możliwie niezależną od stanu plazmy.

Jedną z takich metod diagnostycznych, pozwalającą określić jednocześnie zarówno koncentrację swobodnych elektronów jak i temperaturę elektronową, jest rozpraszanie Thomsona [67]. Niestety ze względu na charakter źródła plazmy oraz trudności eksperymentalne, w przypadku plazmy typu MIG-MAG nie znajduje ona zastosowania.

Jeśli tylko rozkład temperatury elektronowej jest znany to drogą do wyznaczenia rozkładu koncentracji swobodnych elektronów w łuku jest badanie rozszerzenia Starka linii emisyjnych emitowanych przez składniki plazmy. Okazuje się, że jeśli znamy z dobrą dokładnością zależność rozszerzenia Starka od koncentracji swobodnych elektronów i temperatury elektronowej dla dwóch lub więcej badanych linii spektralnych i możemy dla nich przeprowadzić pomiary w tych samych warunkach eksperymentalnych, to potrafimy wyznaczyć oba te istotne parametry plazmy jednocześnie. Metodę taką zaproponowali w 1991 autorzy pracy [101] ale do tej pory nie była ona szerzej stosowana. Od nazwiska pierwszego z autorów wspomnianej pracy stosowana procedura będzie dalej nazywana metodą Sola.

Torres i współpracownicy [106] zbadali funkcjonalność metody Sola dla linii wodorowych H_β i H_γ z serii Balmera obserwowanych w plazmie argonowej (wodór pochodzi z zanieczyszczeń gazu lub niewielkiego dodatku wodoru H_2) pod ciśnieniem atmosferycznym, wytwarzanej poprzez sprzężenie wyładowania z energią mikrofal o częstotliwości 2.45 GHz. Dla typowych wartości rozszerzeń Starka otrzymanych w eksperymencie, obliczyli temperatury elektronowe i koncentracje swobodnych elektronów korzystając z dwóch teoretycznych opisów rozszerzenia Starka badanych linii spektralnych (teoria GKS [30] i teoria Gig-Card [26]).

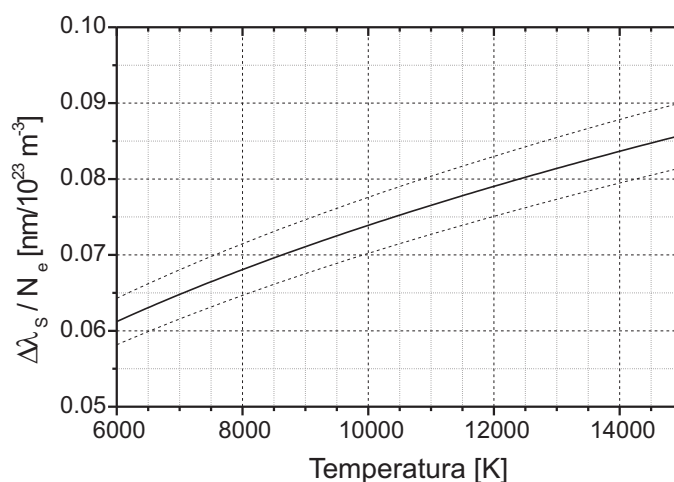
Jak już wspomniano, najistotniejszym punktem takiej analizy danych pomiarowych jest bardzo dobra znajomość parametrów starkowskich badanych linii spektralnych. W przypadku łuku plazmowego typu MIG-MAG z elektrodami stalowymi, w obserwowanym widmie emisyjnym przeważają atomowe i jonowe linie metaliczne (Fe, Mn, Cu, Cr, Cd). Obserwujemy również linie

spektralne atomów gazu osłonowego, w szczególności linie argonu, ale ich analiza jest możliwa jedynie w obszarze spektralnym nie pokrywającym się z obszarem intensywnej emisji linii żelaza (linie z zakresu powyżej 600 nm).

Analizując dostępne dane eksperymentalne i prace teoretyczne oraz bazując na doświadczeniu grup badaczy zajmujących się plazmą indukowaną laserowo, wybrano dwie dobrze zbadane linie spektralne: linię argonu 696.5 nm odpowiadającą przejściu $4p'[1/2]-4s[3/2]$ i linię żelaza $e^5H-z^5G^o$ 538.3 nm. Obie linie są znacznie rozszerzone w warunkach plazmy łuku MIG-MAG a ich szerokości w różny sposób zależą od temperatury elektronowej. Jest to szczególnie istotne dla zapewnienia dobrej dokładności wybranej metody diagnostycznej. Brak wystarczająco precyzyjnych danych eksperymentalnych oraz wyliczeń teoretycznych dla innych linii pierwiastków metalicznych obserwowanych w widmie emisyjnym plazmy wyklucza ich zastosowanie w celu diagnostyki plazmy.

Rozszerzenie Starka linii argonu 696.5 nm

Pomiary całkowitej szerokości połówkowej linii argonu 696.5 nm emitowanej przez atomy strefy przykatodowej w łuku argonowym, zaprezentowane w pracy [90] pozwoliły wyznaczyć zależność rozszerzenia starkowskiego tej linii od koncentracji swobodnych elektronów i temperatury elektronowej w plazmie.



Rysunek 5.12: Zależność znormalizowanej szerokości Starkowskiej (FWHM) od temperatury dla linii argonu 696.5 nm [90].

Autorzy pracy założyli zależność temperaturową zgodną z teorią przedstawioną przez Griema [31], a następnie porównali otrzymane rezultaty z dostępnymi danymi eksperymentalnymi. W wyniku szczegółowej analizy, dla warunków plazmy gdzie koncentracja swobodnych elektronów $N_e \leq 2 \cdot 10^{23} m^{-3}$,

otrzymali związek postaci:

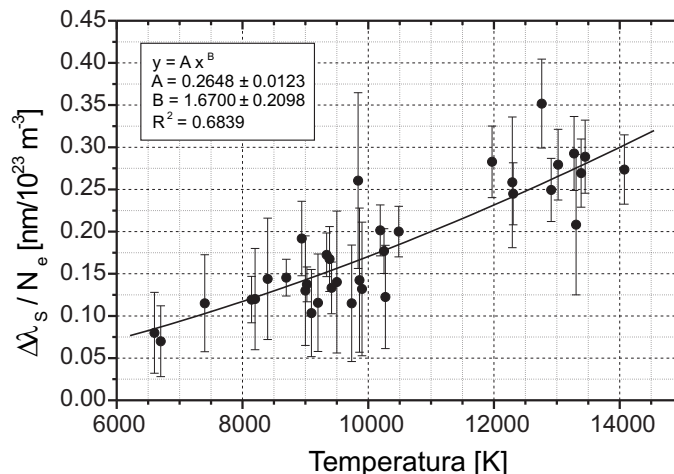
$$\Delta\lambda_s^{Ar} = 0.0814 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{0.3685} \quad (5.38)$$

$\Delta\lambda_s^{Ar}$ jest wyrażona w nm, N_e w m^{-3} a T_e w stopniach Kelwina. Dokładność współczynnika proporcjonalności wynosi 5%. Zależność ta została przedstawiona graficznie na rysunku 5.12.

W przypadku analizowanej linii argonu nie ma danych eksperymentalnych dla temperatur poniżej 10000 K. Ponieważ zarówno obliczenia teoretyczne [31] jak i wyniki pomiarów wskazują na słabą zależność temperaturową jej szerokości starkowskiej, wydaje się uzasadnione korzystanie z formuły 5.38 w zakresie temperatur przedstawionym na wykresie 5.12.

Rozszerzenie Starka linii żelaza 538.3 nm

W przypadku linii metalicznych istnieje niewiele danych mogących posłużyć do diagnostyki plazmy. Wybrano linię żelaza 538.3 nm, gdyż zależność jej szerokości starkowskiej od temperatury i koncentracji swobodnych elektronów jest najlepiej zbadana.



Rysunek 5.13: Zależność znormalizowanej szerokości Starkowskiej (FWHM) od temperatury dla linii żelaza 538.3 nm [62, 64]. Trend eksperymentalny przybliżono funkcją potęgową $y = Ax^B$.

Moity wraz ze współpracownikami [73] badali zależność szerokości Starkowskich kilku linii żelaza od koncentracji swobodnych elektronów w temperaturze 8000 K. Freudenstein i Cooper [24, 25] zaproponowali prostą teoretyczną formułę (STP) określającą szerokość Starka linii FeI 538.3 nm i dla tej linii przeprowadzili pomiary w wąskim zakresie temperatur (w pobliżu

wartości 10000 K). Wyniki ich obliczeń znacznie odbiegają od rezultatów eksperymentalnych. Dopiero Lesage w pracy z 1990 roku [64] opublikował dane doświadczalne otrzymane w pomiarach wykonanych dla dużego zakresu temperatur. Wyniki, przedstawione na rysunku 5.13, ukazały się również w najnowszej kompilacji parametrów starkowskich linii spektralnych NIST [62].

Postępując podobnie jak autorzy pracy dotyczącej linii argonu 696.5 nm [90], do danych eksperymentalnych dopasowano zależność potęgową. Dla ułatwienia późniejszych obliczeń zastosowano analogiczną normalizację temperatury i koncentracji swobodnych elektronów do wartości odpowiednio $T_e = 13000$ K i $N_e = 10^{23}$ m⁻³. Wówczas zależność całkowitej szerokości połówkowej starkowskiej składowej profilu linii od temperatury i koncentracji swobodnych elektronów można przedstawić równaniem:

$$\Delta\lambda_s^{Fe} = 0.2648 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{1.6700} \quad (5.39)$$

$\Delta\lambda_s^{Fe}$ jest wyrażona w nm, N_e w m⁻³, temperatura T_e w stopniach Kelwina. Można przyjąć, że tak określona zależność jest słuszna w zakresie temperatur prezentowanym na wykresie 5.13. Ponieważ brak danych doświadczalnych dla temperatur mniejszych od 6600 K i większych od 14074 K, należy ostrożnie interpretować ewentualne otrzymanie takich wartości temperatury elektronowej.

Podsumowanie

Mając zmierzone wartości szerokości starkowskich dla obu linii spektralnych, pozostaje do rozwiązania układ dwóch równań z dwiema niewiadomymi:

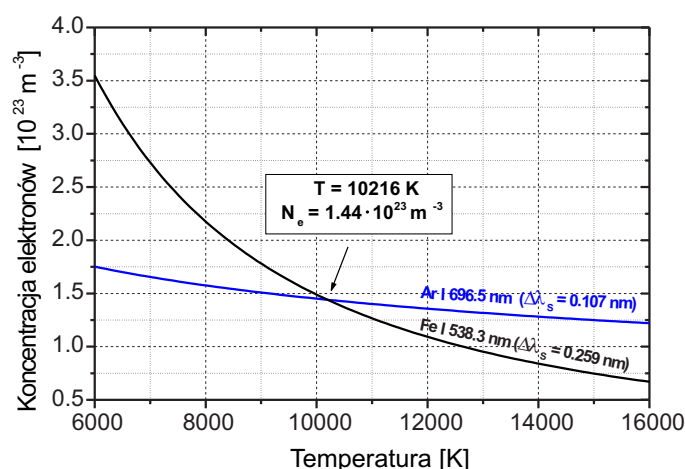
$$\begin{cases} \Delta\lambda_s^{Ar} = 0.0814 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{0.3685} \\ \Delta\lambda_s^{Fe} = 0.2648 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{1.6700} \end{cases} \quad (5.40)$$

Jego graficzne rozwiązanie, dla przykładowych wartości $\Delta\lambda_s^{Ar}$ i $\Delta\lambda_s^{Fe}$, przedstawiono na rysunku 5.14.

Stosując równania 5.38 i 5.39, otrzymujemy wyrażenie pozwalające wyliczyć temperaturę elektronową w funkcji wzajemnego stosunku szerokości Starka obu linii spektralnych:

$$T_e = 13000 \cdot \left(\frac{\Delta\lambda_s^{Fe}}{\Delta\lambda_s^{Ar}} \cdot \frac{0.0814}{0.2648} \right)^{0.7683} \quad (5.41)$$

Dla danej temperatury można następnie obliczyć koncentrację swobodnych elektronów, stosując jedno z równań 5.38 lub 5.39.



Rysunek 5.14: Przykład zastosowania metody zaproponowanej przez Sola do jednoczesnego określania temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów, przy zastosowaniu szerokości starkowskich linii argonu 696.5 nm i żelaza 538.3 nm.

5.6 Procedura pomiarowa

5.6.1 Warunki pomiaru

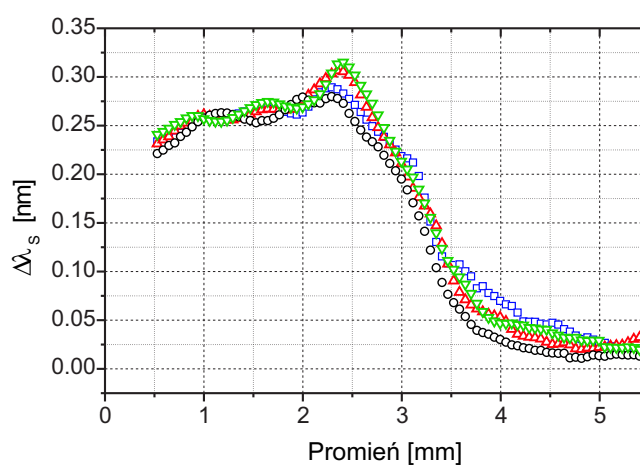
Pomiary spektroskopowe były wykonywane dla wyładowania w czystym argonie oraz w dwóch różnych mieszankach argonu i dwutlenku węgla. Przepływ gazu wynosił zawsze około 20 l/min. Stosowanie mieszanki o zawartości 5.4%_{obj} CO₂ odpowiadało, podobnie jak w przypadku argonu, natryskowemu sposobowi przenoszenia metalu w łuku. W przypadku drugiej mieszanki (20.2%_{obj} CO₂) obserwowano stabilny tryb grubokropłowy.

Parametry wejściowe generatora SAFMIG były identyczne dla wszystkich przeprowadzonych pomiarów i odpowiadały parametrom przyjętym w opisanym w rozdziale 4 analizie wpływu stosowanego gazu na kształt i charakter wyładowania. Prędkość przesuwu anody wynosiła 9 m/min, średnia wartość natężenia prądu łuku ($I_{ArcOrigine}$) była równa około 330 A a wartość napięcia łuku kształtowała się zależnie od rodzaju gazu osłonowego (około 36.0 V dla czystego argonu, 33.6 V dla Ar+5.4%_{obj} CO₂ i 39.9 V w osłonie Ar+20.2%_{obj} CO₂).

Dla każdego rodzaju gazu wykonano około 40 niezależnych pomiarów widma emisji łuku w różnych zakresach spektralnych. Jednocześnie obserwowano obszar wyładowania przy użyciu kamery MVS-135 oraz mierzono zmiany parametrów prądowych łuku. Po wyłączeniu wyładowania dla każdego zakresu długości fali rejestrowano natężenie tła charakteryzujące prąd ciemny detektora OMA.

Porównanie średnich wartości natężenia prądu łuku obliczonych dla wszystkich wykonanych rejestracji wykazuje, że rozbieżności tego, stabilizowanego przez generator parametru, nie przekraczają 0.5%. Rozważając oddzielnie wyładowania w każdym ze stosowanych rodzajów gazu, rozbieżności obliczonych średnich wartości napięcia łuku wynoszą około 1%. Można zatem przyjąć, że pod względem warunków wyładowania badany proces jest powtarzalny.

Każdy pomiar polegał na rejestracji sekwencji kilkunastu widm (najczęściej 15) z czasem ekspozycji matrycy detektora od 50 do 300 ms zależnie od natężenia światła łuku z odstępami czasowymi wynoszącymi 260.523 ms, związanymi z czasem odczytu sygnału z detektora. Dla właściwego procesu (pomijając początkowe widma odpowiadające inicjalizacji łuku i etapowi jego stabilizacji) obserwowano znaczne fluktuacje całkowitego rejestrowanego natężenia światła, szczególnie w przypadku wyładowania w mieszkach argonu i CO₂ (od około 80%). Jednocześnie stosunki natężeń obserwowanych linii spektralnych oraz ich szerokości połówkowe nie ulegały istotnym zmianom.



Rysunek 5.15: Rozkład radialny rozszerzenia Starka linii spektralnej FeI 538.3 nm. Cztery niezależne pomiary przeprowadzono w łuku argonowym MIG w ciągu dwóch dni pomiarowych. Wyniki zostały poddane podobnej obróbce numerycznej (rozdział 5.6.4). Nieduże rozbieżności, w szczególności w obszarze do 2 mm od osi łuku, świadczą o dobrej powtarzalności procesu.

Na rysunku 5.15 przedstawiono rozkłady radialne szerokości Starka linii FeI 538.3 nm zarejestrowane podczas czterech niezależnych pomiarów (wyładowanie w czystym argonie, warstwa oddalona o 4.5 mm od powierzchni katody) przeprowadzonych w ciągu dwóch dni pomiarowych. W obsza-

rze wyładowania, gdzie natężenie linii spektralnej jest stosunkowo duże (do około 2 mm od osi łuku), rozbieżności nie przekraczają 5%. Wzrastają one do około 30% dla zewnętrznej warstwy kolumny plazmy. Wyniki pomiarów przedstawione na rysunku 5.15 świadczą o dobrej stabilności i powtarzalności warunków panujących w plazmie, w szczególności w centralnym obszarze wyładowania.

Zmiany całkowitego natężenia światła można wyjaśnić specyfiką procesu. Cechą charakterystyczną wyładowania typu MIG-MAG jest powstawanie dymu, którego ilość jest zależna od rodzaju stosowanego gazu. W szczególności wzrost zawartości dwutlenku węgla zwiększa ilość powstającego dymu. Bosworth [9] oraz Deam [16] badali wpływ rozmiarów kropli płynnego metalu, przenoszonych w łuku, na ilość powstającego dymu. Wykazali, bazując na obliczeniach teoretycznych, że im większe krople tym więcej dymu powstaje w trakcie wyładowania. Ma to ścisły związek z efektywną powierzchnią parowania metalu. Quimby i Urlich [95] badali zależność ilości dymu od sposobu transferu metalu w łuku. Otrzymane przez nich wyniki są zgodne ze wspomnianą wcześniej analizą. W stabilnym trybie natryskowym, gdzie krople mają najmniejsze rozmiary, koncentracja dymu jest najmniejsza.

Rejestracja widm była zatem zakłócana pojawieniem się dymu na drodze obserwacji, szczególnie w przypadku mieszanki gazowej zawierającej 20%_{obj} CO₂. Stosowano wówczas bardzo słaby dodatkowy nadmuch czystego argonu na powierzchnię katody (nie zmieniający parametrów wyładowania), w celu „oczyszczenia” drogi rejestracji.

5.6.2 Warunki stosowania inwersji Abela

Aby wykorzystanie procedury inwersji Abela było uzasadnione, badana plazma powinna spełniać dwa warunki: musi posiadać symetrię osiową i być optycznie cienka dla rozważanych linii emisyjnych.

Stosowanie inwersji Abela w przypadku łuku MIG-MAG, którego symetria budzi wątpliwości, może być dyskusyjna. W przypadku pomiarów wykorzystywanych do diagnostyki plazmy jest ona jednak konieczna. Stopień symetrii plazmy zależy istotnie od stabilności łuku, a ta z kolei od rodzaju stosowanego gazu i parametrów prądowych wyładowania. Wpływ na kształt kolumny łuku ma również ruch katody oraz metal odłożony na jej powierzchni. Można jednak z dobrym przybliżeniem przyjąć, że w warunkach natryskowego przenoszenia metalu w łuku, kiedy wyładowanie pozostaje stabilne a grubość warstwy metalu jest niewielka, badana plazma ma symetrię osiową. Podobne wnioski można przedstawić dla przypadku stabilnego wyładowania o charakterze grubokropłowym (rozdział 4.1, strona 58) dla większej zawartości CO₂ w gazie osłonowym.

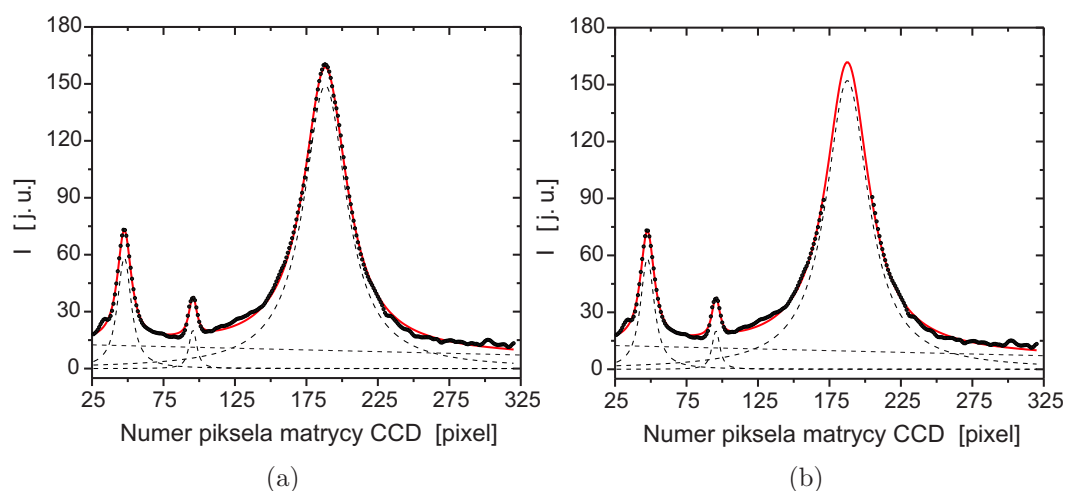
Linie spektralne żelaza o dużym natężeniu, odpowiadające przejściom do poziomów o niskich energiach, są wyraźnie reabsorbowane. Niestety, specyfika wyładowania i znaczne fluktuacje natężenia światła, uniemożliwiają eksperymentalne wyznaczenie grubości optycznej plazmy (na przykład metodą podwójnej drogi światła [80, 102]). Absorbcję promieniowania o danej długości fali można wyznaczyć teoretycznie. Zgodnie z obliczeniami Neumanna, jeśli profil linii spektralnej ma charakter dyspersyjny, grubość optyczną plazmy w centrum linii można wyrazić wzorem:

$$\tau_{kj} = \frac{A_{kj} N_j(T) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right] l}{8\pi^2\nu^2\beta} \cdot c^2 \quad (5.42)$$

gdzie A_{kj} oznacza prawdopodobieństwo przejścia, N_j jest obsadzeniem dolnego poziomu przejścia w cm^{-3} , ν określa częstotliwość, l charakteryzuje rozmiary plazmy w cm, a β jest połową szerokości połówkowej (HWHM) wyrażoną w jednostkach częstotliwości. Absorbcja jest zaniedbywalna gdy $\tau_{kj} < 0.1$. W warunkach plazmy MIG-MAG nierówność ta jest spełniona dla linii ArI 696.5 nm.

Nie można określić bezwzględnych wartości współczynników emisji linii spektralnych oraz porównywać natężeń linii emisyjnych atomowego żelaza i atomowego argonu w przypadku niestabilności natężenia światła łuku (problem powstawania dymu). Metoda obliczania składu plazmy, oparta na wykorzystaniu równania Sahy (5.25) i prawa Daltona (5.31) przy zadanych rozkładach koncentracji swobodnych elektronów i temperatury elektronowej, również nie może być stosowana jeśli nie są spełnione warunki równowagi Sahy. Nie jest zatem możliwe wyznaczenie ani koncentracji par żelaza w plazmie ani stosunku koncentracji FeI do koncentracji ArI. Próby oszacowania gęstości par żelaza, podjęte przez autorkę pracy, wykorzystujące dwie ostatnie metody, dawały wyniki różniące się wzajemnie nawet o trzy rzędy wielkości. To wyklucza oszacowanie grubości optycznej plazmy dla linii żelaza.

Ponieważ reabsorbacja najbardziej zniekształca centrum linii emisyjnej można przyjąć, że na jej skrzydłach plazma jest optycznie cienka. Duża dokładność dopasowania profilów Voigta do danych pomiarowych dla rozważanych linii żelaza (538.3 nm oraz linie FeI wykorzystane w pomiarach parametrów starkowskich - rozdział 5.8) oraz niewielkie rozbieżności szerokości połówkowej linii w przypadku dopasowania profilów Voigta jedynie do skrzydeł linii spektralnych (pomijając centrum linii) sugerują, że stopień absorbcji jest nieznaczny i nie wpływa na wartości temperatury i koncentracji swobodnych elektronów wyznaczonych metodą Sola (rysunek 5.16).

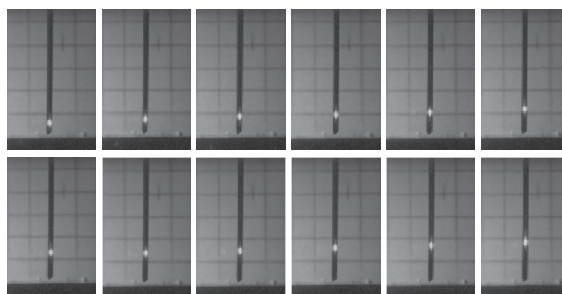


Rysunek 5.16: Wyładowanie w mieszance Ar+20.2% CO₂. Warstwa oddalona o 4.5 mm od powierzchni katody. Fragmenty widma przedstawiają linie emisyjne MnI 537.76 nm, FeI 537.96 nm i FeI 538.34 nm. Rysunek (a) obrazuje rezultat dopasowania trzech profili Voigta do danych pomiarowych. Eliminując punkty eksperymentalne bliskie maksimum linii emisyjnej FeI 538.34 nm (wykorzystywanej w diagnostyce plazmy) ponownie dopasowano profile Voigta do danych przedstawionych na rysunku oznaczonym literą (b). Różnica pomiędzy szerokościami połówkowymi rozważanej linii emisyjnej otrzymanymi w sytuacjach (a) i (b) nie przekracza 1.5%. Wskazuje to na nieznaczny stopień absorpcji badanej linii żelaza.

5.6.3 Kalibracja odległości punktu obserwacji od powierzchni katody

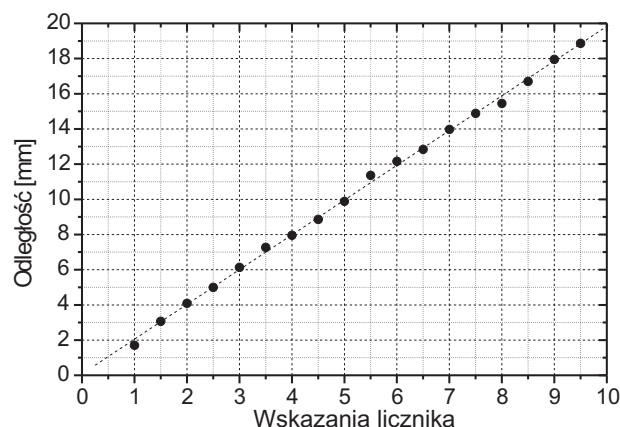
W celu określenia zmian parametrów plazmy wzdłuż kolumny łuku, a tym samym określenia jak zmieniają się jej własności fizyczne, należało wykonać pomiary spektralne dla kilku odległości badanej warstwy od powierzchni katody. Konieczna była zatem dokładna kalibracja odległości punktu obserwacji od powierzchni katody.

Konfiguracja eksperymentu uniemożliwiała zmianę pozycji wertykalnej całego obszaru wyładowania, dlatego konieczne było opracowanie innej skutecznej i dokładnej metody. Wykorzystano wiązkę światła lasera He-Ne zamontowanego w układzie spektrografu, a służącego do kalibracji układu optycznego. Była ona ogniskowana przez układ optyczny (rysunek 3.1) na powierzchni górnej elektrody. Stosując kamerę MVS-135 obserwowano zmianę położenia tak powstałej, dobrze widocznej plamki (rysunek 5.17), zależnie od pozycji układu dwóch lusterek płaskich L_1 i L_2 . Położenie lusterek było mierzone z dużą dokładnością za pomocą miernika odległości (rozdział 3.6.4, strona 50).



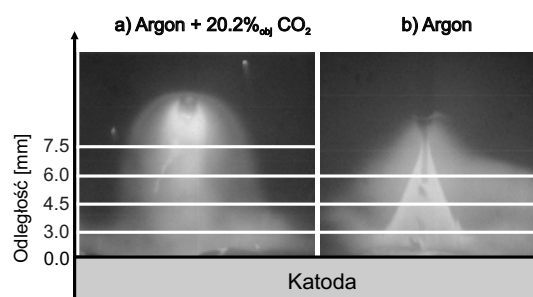
Rysunek 5.17: Procedura kalibracji odległości. Przykład obrazów zarejestrowanych przez kamerę MVS-135. Zmiany pozycji plamki, będącej obrazem zogniskowanej na powierzchni elektrody wiązki lasera He-Ne, wraz ze zmianą położenia układu luster L_1 i L_2 .

Odległość pomiędzy obserwowaną plamką a powierzchnią metalowej płyty określano licząc piksele na zarejestrowanych obrazach, znając średnicę górnej elektrody (1.2 mm). Przykładowy wykres otrzymany przy zastosowaniu opisanej procedury został przedstawiony na rysunku 5.18.



Rysunek 5.18: Kalibrowana odległość obserwowanej plamki od powierzchni katody jest liniową funkcją wskazań licznika określającego położenie układu luster L_1 i L_2

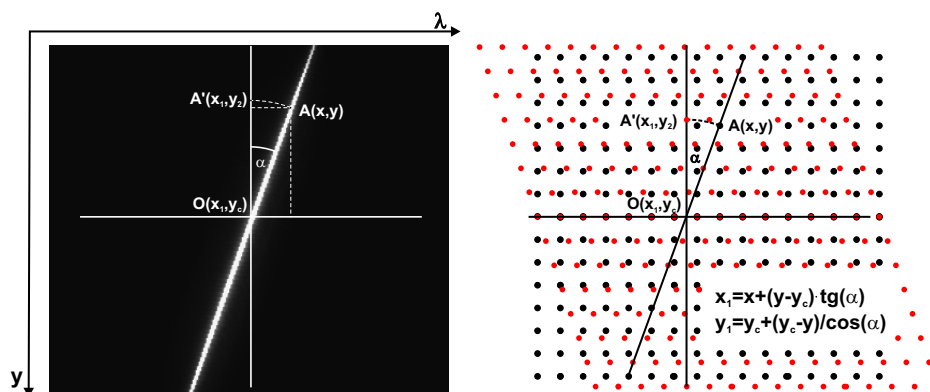
Rejestracje widma emisji łuku były przeprowadzane dla różnych odległości badanej warstwy od powierzchni katody. W przypadku wyładowania w czystym argonie i mieszance $\text{Ar} + 5.4\%_{obj} \text{CO}_2$ analizowano światło emitowane z warstw odległych o 3 mm, 4.5 mm i 6 mm od powierzchni płyty. Dla mieszanki argonu i $20.2\%_{obj} \text{CO}_2$ wykonano dodatkowo pomiary dla warstwy znajdującej się w odległości 7.5 mm od katody (rysunek 5.19).



Rysunek 5.19: Rejestracje widma emisyjnego łuku typu MIG-MAG były przeprowadzane dla określonych odległości badanych warstw od powierzchni katody.

5.6.4 Numeryczne opracowanie danych eksperymentalnych

W celu numerycznej analizy danych eksperymentalnych został napisany kompletny program w środowisku LABWINDOWS. Zawiera on procedury służące do obrotu widma, gładzenia danych pomiarowych, poszukiwania środka symetrii (osi łuku), inwersji Abela oraz dopasowywania profili linii spektralnych. Umożliwia bezpośredni import danych będących w formacie SPE (format programu WinSpec obsługującego detektor OMA) bez konwersji kodu binarnego na kod ASCII.



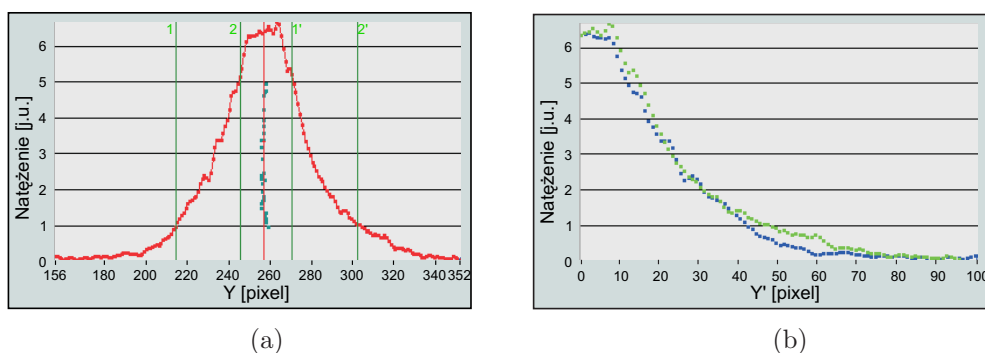
Rysunek 5.20: Schemat transformacji jakiej poddawany jest każdy punkt zarejestrowanego dwuwymiarowego rozkładu widma emisyjnego. Punkt $A'(x_1, y_1)$ jest wynikiem obrotu punktu A o współrzędnych (x, y) o kąt α względem punktu $O(x_1, y_c)$.

Pochylenie obrazów rozkładu natężenia linii spektralnych wynikające z konfiguracji spektrometru (zobacz rozdział 3.6.5, strona 52) wymaga numerycznej obróbki otrzymanych widm emisyjnych. Dla każdego punktu dwuwymiarowego rozkładu natężenia światła (512×512 punktów) dokonywano prostej

transformacji obliczając jego nowe położenie. Schemat transformacji przedstawiono na rysunku 5.20.

Węzły schematycznej sieci (czarne punkty) odpowiadają pikselom matrycy CCD. Punkty po transformacji (czerwony kolor) nie układają się w liniach pionowych wzdłuż osi Y. Tym samym przed przeprowadzeniem inwersji Abela należy obliczyć wartości natężenia światła ponownie w punktach sieci. Wykorzystano w tym celu metodę polegającą na aproksymacji rozkładu funkcjami sklejanymi trzeciego rzędu (splajny) [27]. W większości pomiarów rozkłady wzdłuż osi λ nie były dodatkowo gładzone.

Oś łuku była wyznaczana albo na bazie całkowitego natężenia światła (sumowane wartości natężenia światła dla wszystkich pikseli wzdłuż osi λ) albo dla wybranego rozkładu radialnego przy zastosowaniu procedury polegającej na porównywaniu fragmentów rozkładu (rysunek 5.21). Diagnostyka plazmy była wykonywana zawsze dla jednej połowy rozkładu.

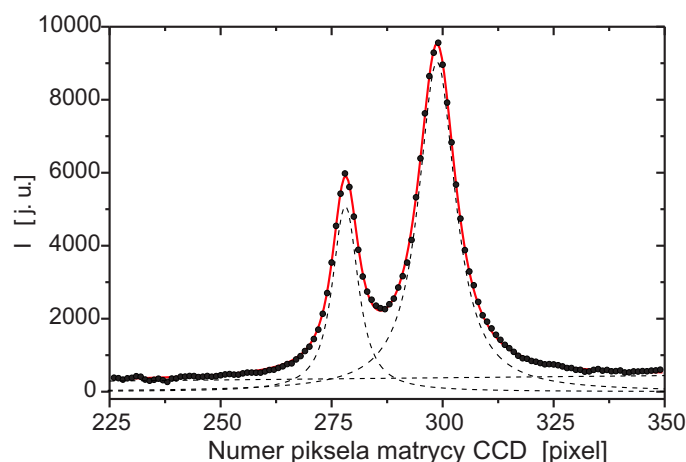


Rysunek 5.21: Ilustracja procedury wyznaczania osi łuku. Przypadek wyładowania w mieszaninie $\text{Ar}+20.2\%_{obj} \text{CO}_2$. Emisja plazmy (około 538.3 nm) z warstwy oddalonej o 4.5 mm od powierzchni katody. Rysunek (a) przedstawia rozkład natężenia światła łuku wzdłuż osi Y matrycy CCD dla danej długości fali. Położenie osi łuku jest obliczane na podstawie fragmentów rozkładu znajdujących się pomiędzy pionowymi liniami 1-2 i 1'-2'. Rysunek (b) przedstawia porównanie prawej (punkty zielone) i lewej strony (punkty niebieskie) rozkładu.

Konstrukcja kamery typu OMA (okienko wejściowe detektora jest płytką równoległościenną) spowodowała, że na obraz zarejestrowanego rozkładu natężeń linii spektralnych została nałożona dodatkowa struktura interferencyjna. W wyniku zmian temperatury elementów budowy detektora, układ prążków interferencyjnych zależny od długości fali rejestrowanego światła nie był stały w czasie. Rejestrowane obrazy kalibracyjne wykonane przy użyciu wolframowej lampy wstępowej nie mogły zatem być zastosowane do „oczyszczenia” rejestrowanych rozkładów z obrazu interferencyjnego.

Szum towarzyszący pomiarom, a w opisywanym przypadku powiększony jeszcze o strukturę interferencyjną, może wygenerować duże zmiany rozkładu współczynnika emisji w procedurze inwersji Abela. Z tego powodu, ponownie wykorzystując procedurę splajnów, gładzono dane pomiarowe w kierunku radialnym. Stopień gładzenia dla wszystkich analizowanych linii spektralnych nie przekraczał 5%. Numeryczne całkowanie wynikające z procedury inwersji Abela przeprowadzono metodą zaproponowaną przez Glassera i współpracowników [27].

Profile linii, otrzymane przed lub po inwersji Abela, dopasowywane były funkcjami Lorentza lub Voigta z liniowym tłem (rysunek 5.22), zależnie od etapu obróbki danych. Stosowano metodę najmniejszych kwadratów używając algorytmu Levenberg-Marquardt zaadoptowanego bezpośrednio z bibliotek środowiska LabWindows. Program umożliwiał dopasowanie jednocześnie trzech profili linii spektralnych. Szerokość połówkowa części gaussowskiej, w przypadku dopasowywania profilu Voigta, była obliczana dla każdego punktu zależnie od założonego rozkładu temperatury (zobacz rozdział 5.6.5) i długości fali linii emisyjnej danego pierwiastka (argon, żelazo, mangan).



Rysunek 5.22: Dopasowanie profili Voigta do danych eksperymentalnych po obróbce numerycznej (transformacja, gładzenie, inwersja Abela). Linie emisyjne MnI 476.15 nm i 476.24 nm. Wyładowanie w czystym argonie. Warstwa oddalona o 4.5 mm od powierzchni katody.

Na podstawie dopasowanych parametrów funkcji obliczano położenie maksimum linii widmowej, szerokość lorentzowską (w przypadku dopasowywania profilu Lorentza) lub szerokość starkowskiej składowej profilu Voigta, całkowite natężenie linii, jej amplitudę oraz natężenie promieniowania tła. Dla wszystkich opisanych parametrów fitu obliczano wartości błędów wynikających z dopasowania funkcji do danych pomiarowych.

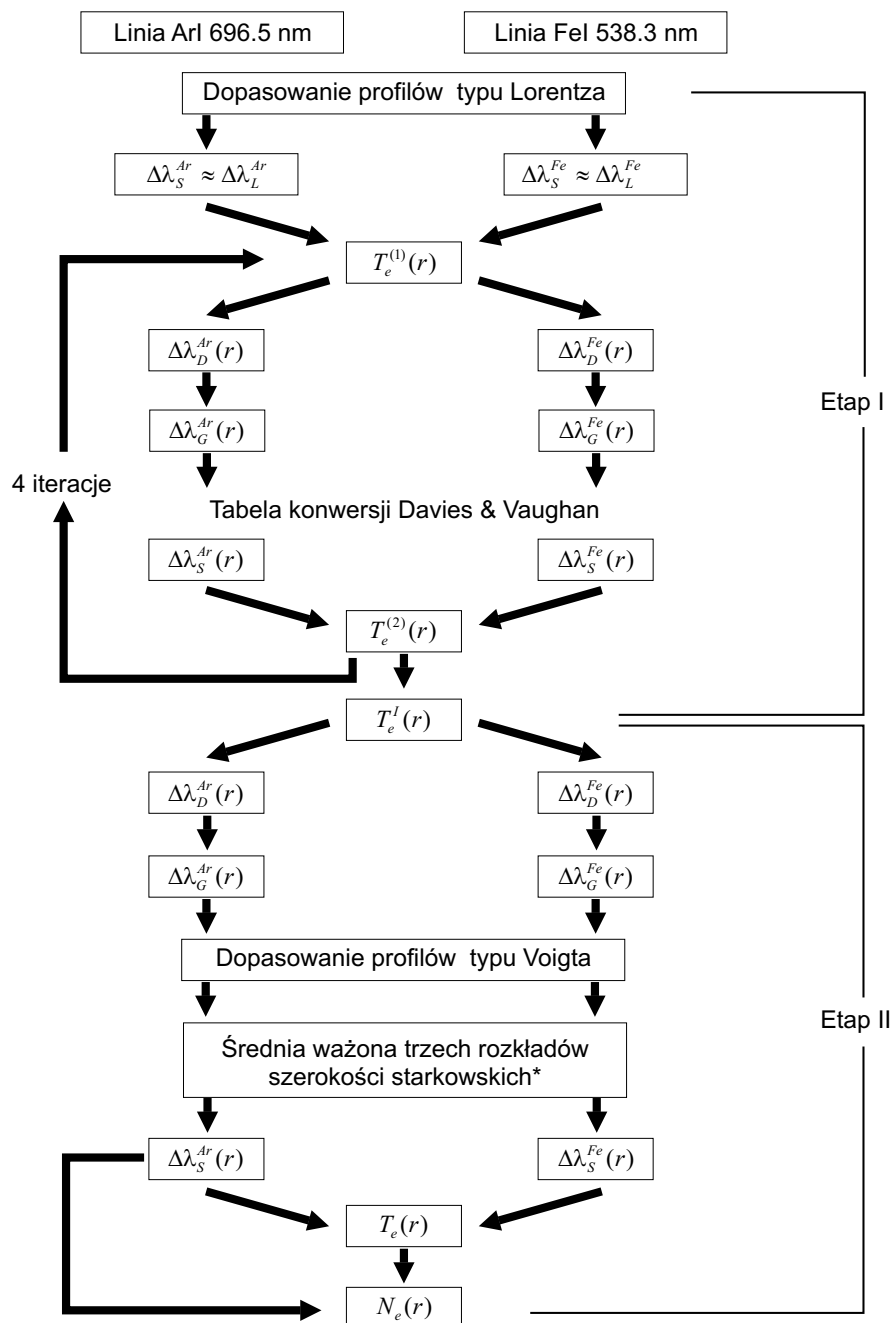
5.6.5 Analiza danych pomiarowych

W jednym pomiarze rejestrowano sekwencję kilkunastu widm z tego samego zakresu spektralnego dla tych samych parametrów wyładowania i z tej samej warstwy łuku. W analogicznych warunkach rejestrowano emisję plazmy w okolicy długości fali 538.3 nm i 696.5 nm. Dodatkowo, dla przypadku wyładowania w czystym argonie, wykonano szereg rejestracji dla wielu linii emisyjnych żelaza i manganu z warstwy oddalonej o 4.5 mm od powierzchni katody.

Wstępne obliczanie rozkładów temperatury elektronowej - Etap I

W pierwszym etapie ze zbioru zarejestrowanych rozkładów natężenia światła emitowanego przez plazmę (sekwencja kilkunastu widm) wybierano po jednym widmie dla obu badanych linii (żelaza i argonu). Stosując procedury numeryczne (rozdział 5.6.4) dopasowywano do punktów pomiarowych profile typu Lorentza. Przyjęto, że otrzymane szerokości połówkowe linii spektralnych odpowiadają ich szerokościom starkowskim. Ponieważ efekt Starka jest procesem dominującym takie postępowanie nie jest obciążone dużym błędem i może być wykorzystane we wstępnym etapie obróbki danych pomiarowych. Schemat obliczeń przedstawiono na rysunku 5.23.

1. Otrzymane rozkłady radialne szerokości linii emisyjnych wykorzystano do obliczenia wstępnych rozkładów radialnych temperatury elektronowej $T_e^{(1)}(\mathbf{r})$. Zastosowano metodę opisaną w rozdziale 5.5.3.
2. Korzystając z równania 5.6, znając rozkład temperatury $T_e^{(1)}(r)$, obliczono szerokości dopplerowskie obu linii spektralnych dla każdego punktu rozkładu. Ponieważ szerokości aparaturowe są znane (rysunek 5.5, obliczono szerokości połówkowe gaussowskich składowych profili obu linii spektralnych (równanie 5.18). Szerokości starkowskie mogły być wówczas odwikłane z całkowitych szerokości ich profilów przy użyciu tabeli konwersji opisanej przez Daviesa i Vaughana [15] (rysunek 5.7). Poprawione w ten sposób rozkłady szerokości starkowskich obu linii były wykorzystywane do obliczenia kolejnego przybliżenia rozkładów temperatury elektronowej $T_e^{(2)}(\mathbf{r})$.
3. Ta procedura była powtarzana czterokrotnie, aż do uzyskania satysfakcjonującej zgodności wartości temperatury (trzecie miejsce po przecinku). Otrzymano w ten sposób wstępne rozkłady temperatury elektronowej $T_e^{(I)}(\mathbf{r})$.



Rysunek 5.23: Schemat obliczania rozkładów temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów w plazmie. *Nie występuje gdy do analizy wykorzystywano sumę dziesięciu rozkładów natężenia światła, zarejestrowanych przez detektor.

Obliczanie rozkładów radialnych $T_e(r)$ i $N_e(r)$ - Etap II

Jeśli natężenie zarejestrowanego światła było duże dla każdego z widm zarejestrowanej sekwencji, to do dalszej analizy wybierano trzy widma. W przeciwnej sytuacji do dalszej obróbki wykorzystywano sumę 10 widm sekwencji (przypadek słabego natężenia światła linii argonu 696.5 dla wyładowania w mieszanke argonu i 5%_{obj} CO₂).

1. Na bazie radialnych rozkładów temperatury $T_e^{(I)}(r)$ obliczonych we wstępnym etapie analizy danych pomiarowych, wyliczono szerokości dopplerowskie linii, a następnie uwzględniając profil aparaturowy, szerokości części gaussowskich profilów Voigta (rysunek 5.23).
2. Biorąc pod uwagę otrzymane wartości $\Delta\lambda_G^{Ar}(r)$ i $\Delta\lambda_G^{Fe}(r)$ do punktów pomiarowych dopasowywano profile Voigta dla obu badanych linii. Otrzymane w ten sposób rozkłady radialne szerokości lorentzowskich składowych profilów Voigta odpowiadają rozkładowi szerokości starkowskich.
3. W przypadku gdy dla danej linii spektralnej analizowano trzy zarejestrowane rozkłady natężenia światła, dla każdego punktu rozkładu obliczano średnią ważoną trzech otrzymanych wartości szerokości starkowskich linii. Wagi statystyczne pomiaru wynikały ze statystycznych błędów dopasowania profilów Voigta. Ostatecznie przyjęte na tym etapie błędy pomiarowe określano jako odchylenia standardowe wyliczanej średniej ważonej. Jeśli analizowano sumę dziesięciu rozkładów to do dalszych obliczeń wykorzystywano rozkłady szerokości Starka otrzymane bezpośrednio z dopasowania profilów Voigta. Za błąd pomiaru przyjmowano niedokładności wynikające z ich dopasowania do danych pomiarowych.
4. Rozkłady temperatur $T_e(\mathbf{r})$ obliczano stosując równanie 5.41. Błędy obliczano metodą przenoszenia błędu. Uwzględniono niedokładności wyliczone w punkcie 3, niedokładności wynikające z równań 5.38 i 5.39 charakteryzujących zależności szerokości starkowskich obu linii spektralnych od temperatury i koncentracji swobodnych elektronów, oraz błędy systematyczne wynikające z analizy powtarzalności procesu i obróbki numerycznej.
5. Wykorzystując równanie 5.38 opisujące zależność szerokości Starka linii argonu 696.5 nm od temperatury i koncentracji swobodnych elektronów oraz uwzględniając otrzymane rozkłady temperatury $T_e(r)$, obliczono rozkłady $N_e(\mathbf{r})$. Wyliczone błędy wynikają z niedokładności określenia rozkładu temperatury, rozkładu szerokości Starka i błędów systematycznych wynikających z zależności 5.38.

5.7 Wyniki pomiarów

5.7.1 Diagnostyka plazmy

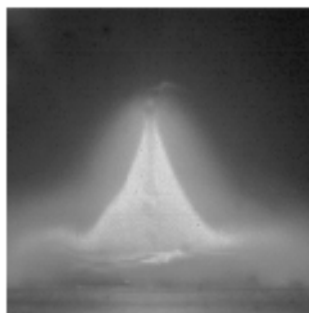
Diagnostykę plazmy wyładowania przeprowadzono dla trzech rodzajów gazu osłonowego: argonu i dwóch mieszanek argonu i dwutlenku węgla. Dla przyjętych warunków wyładowania (rozdział 5.6.1, strona 121) analizowano emisję plazmy pochodzącą z różnych rejonów łuku.

Dla każdego analizowanego przypadku przedstawiono przykładowe zarejestrowane widma (rysunki od 5.25 do 5.36 oznaczone literą a). Obejmują one zakresy około 1.9 nm i 1.3 nm, odpowiednio wokół linii żelaza 538.3 nm i argonu 696.5 nm. Obrazują sytuację przed obróbką numeryczną zarejestrowanych widm (transformacja, gładzenie, inwersja Abela, itd.).

Specyfika rozkładów radialnych natężenia obu linii spektralnych i ich szerokości Starkowskich, w szczególności w przypadku czystego argonu i mieszanki z dodatkiem 5%_{obj} dwutlenku węgla, oraz obecność strugi lub kropli płynnego metalu wewnątrz łuku, wymusza ostrożność w interpretacji wyników otrzymanych w pobliżu osi wyładowania. Z tego powodu obszar w pobliżu osi wyładowania został wyłączony z analizy (rysunki od 5.25 do 5.27 i od 5.29 do 5.31 oznaczone literą b). Na wykresach zacieniono obszary odpowiadające strefie intensywnej emisji linii metali (przypadek wyładowania w czystym argonie i w mieszance argonu i 5.4%_{obj} CO₂).

Wyładowanie w czystym argonie

Dla przyjętych warunków wyładowania (rozdział 5.6.1, strona 121) w przypadku czystego argonu jako gazu osłonowego łuk pracował w natryskowym trybie przenoszenia metalu.

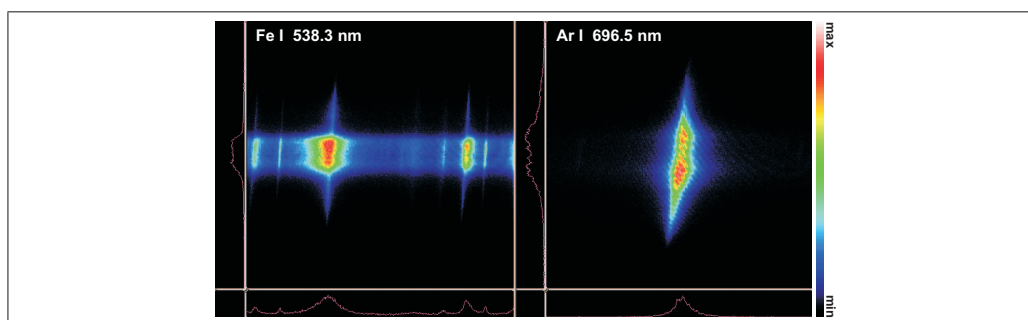


Rysunek 5.24: Obraz łuku. Wyładowanie w czystym argonie.

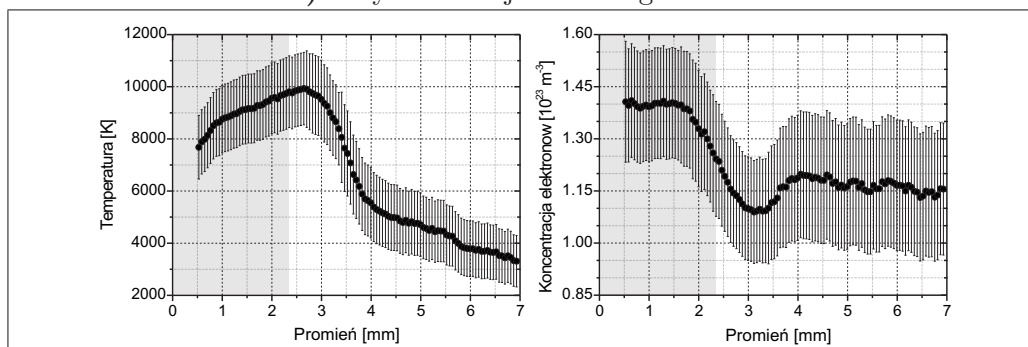
Obszar intensywnej emisji żelaza jest wyraźnie ograniczony do centrum kolumny łuku (charakterystyczna stożkowa forma łuku), co jest zgodne z wy-

nikami obserwacji kształtu wyładowania za pomocą szybkiej kamery wyposażonej w filtr interferencyjny (rozdział 4, strona 57). Linie żelaza są w tej strefie bardzo intensywne i znacznie poszerzone w przeciwieństwie do relatywnie wąskich i słabych, obserwowanych na zewnątrz stożka. Sytuacja jest odwrotna w przypadku linii argonu, gdyż jej natężenie maleje znacznie w pobliżu osi łuku, gdzie profile linii pozostają szerokie, a jest stosunkowo duże w rejonie bezpośrednio za strefą intensywnej emisji linii metalicznych. Pomniejszenie obrazu generowane przez elementy układu optycznego zostało tak dobrane, aby rejestrować także linie emisyjne plazmy pochodzące z zewnętrznej strefy wyładowania.

Metal parujący z częściowo stopionej końcówki anody, kropel płynnego metalu i katody powoduje, że łuk składa się z jasnego rdzenia o dobrze zdefiniowanych brzegach, zdominowanego przez pary metalu i otaczającej go plazmy argonowej. Temperatura centralnego obszaru wyładowania nie przekracza 9500 K, podczas gdy temperatura części zewnętrznej sięga wartości 11500 K. Niższa temperatura w centrum wyładowania jest zgodna z przewidywaniami opartymi na analizie widma emisji łuku przedstawionej w rozdziale 5.1. Otrzymane maksima temperatury odpowiadają obszarowi maksymalnej emisji linii argonu. Szerokość analizowanego obszaru zmienia się wraz z odległością od powierzchni katody dlatego nie ma możliwości dokładnego porównania wyników pochodzących z różnych warstw kolumny plazmy.

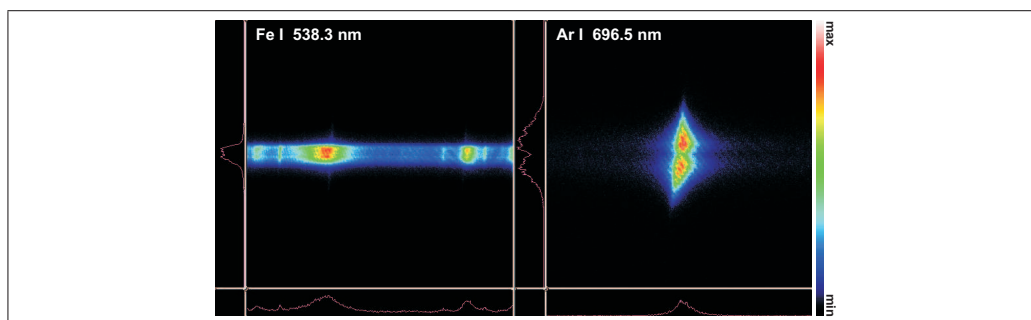


a) Przykład zarejestrowanego widma

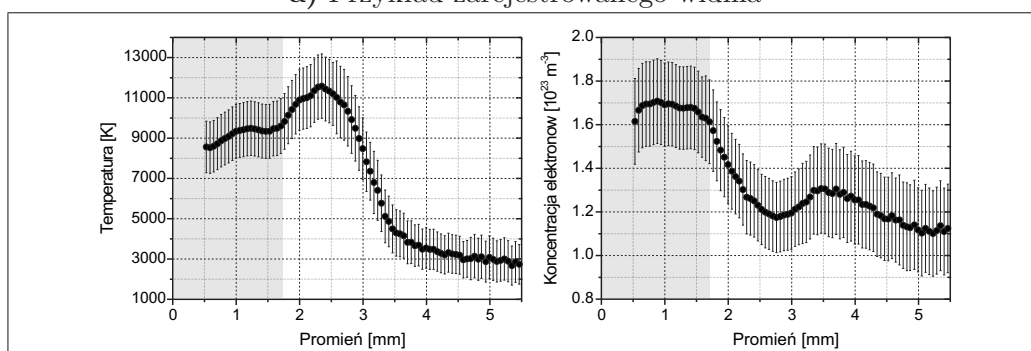


b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

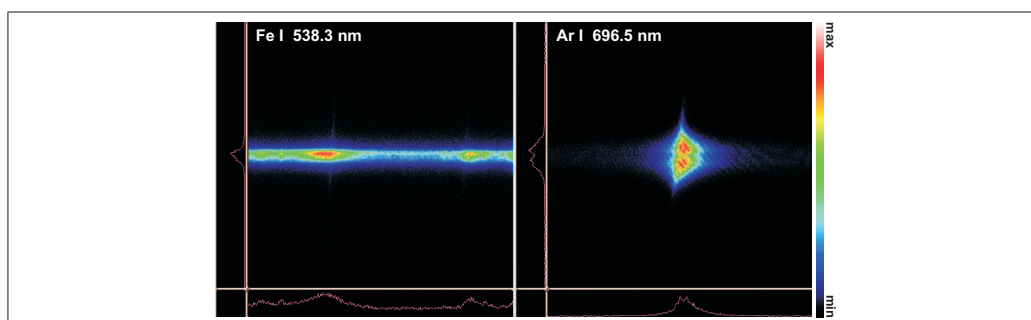
Rysunek 5.25: Wyładowanie w czystym argonie. Warstwa 3 mm.



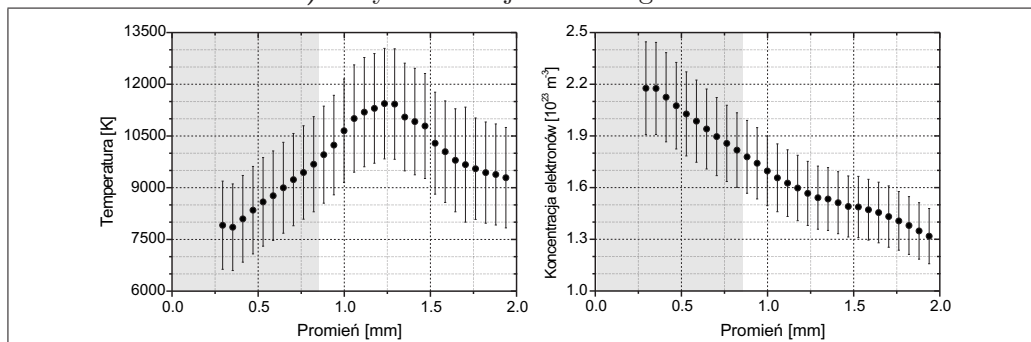
a) Przykład zarejestrowanego widma



b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

Rysunek 5.26: Wyładowanie w czystym argonie. Warstwa 4.5 mm.

a) Przykład zarejestrowanego widma



b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

Rysunek 5.27: Wyładowanie w czystym argonie. Warstwa 6 mm.

Intensywnie świecąca centralna strefa wyładowania (rysunek 5.24) odpowiada obszarowi, gdzie koncentracja swobodnych elektronów jest wysoka. Ma to związek z obecnością łatwo jonizowalnych par metalu. Maksymalną gęstość elektronów otrzymano dla warstw położonych najbliżej anody (rysunek 5.27). Maleje ona stopniowo wraz ze zbliżaniem się do powierzchni katody.

Ponieważ szerokości Starka linii ArI 696.5 nm i FeI 538.3 nm wykorzystywanych do diagnostyki plazmy są zbadane eksperymentalnie w ograniczonym zakresie temperatur (rysunki 5.12 i 5.13), należy ostrożnie interpretować wyniki pomiarów, gdy temperatura elektronowa spada poniżej 6000 K. Na zaprezentowanych wykresach, obniżeniu temperatury daleko od osi łuku odpowiada wzrost koncentracji swobodnych elektronów (dodatkowe maksimum widoczne na rysunkach 5.25 i 5.26). Uwzględniając powyższe warunki należy sądzić, że otrzymane wyniki mogą nie przedstawiać sytuacji rzeczywistej. Jednakże obserwacje efektu Penninga uzasadniają relatywnie duże gęstości swobodnych elektronów w tej strefie plazmy.

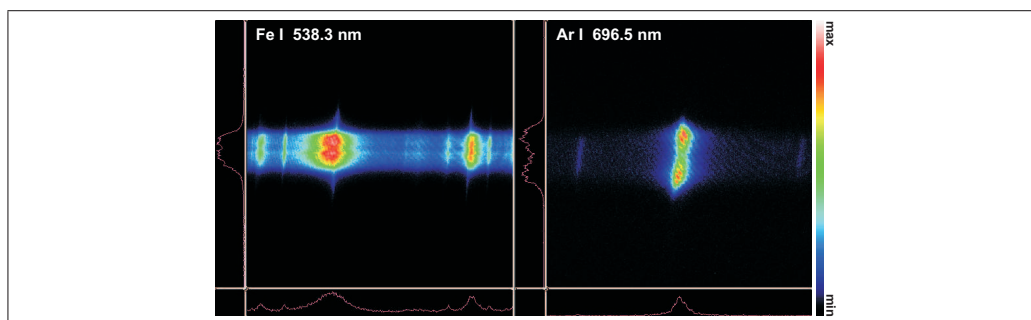
Ośłona mieszanki Ar + 5.4%_{obj} CO₂

Podczas stosowania mieszanki argonu i 5.4%_{obj} dwutlenku węgla obszar intensywnej emisji linii żelaza jest szerszy w porównaniu z obserwowanym w przypadku czystego argonu (rysunki od 5.29 do 5.31 oznaczone literą a). Centralna część wyładowania pozostała dobrze określona, ale kształt kolumny łuku uległ niewielkiej zmianie (rysunek 5.28). W pobliżu katody obserwuje się powstawanie dymu. Łuk pracuje nadal w trybie drobnokropowym.

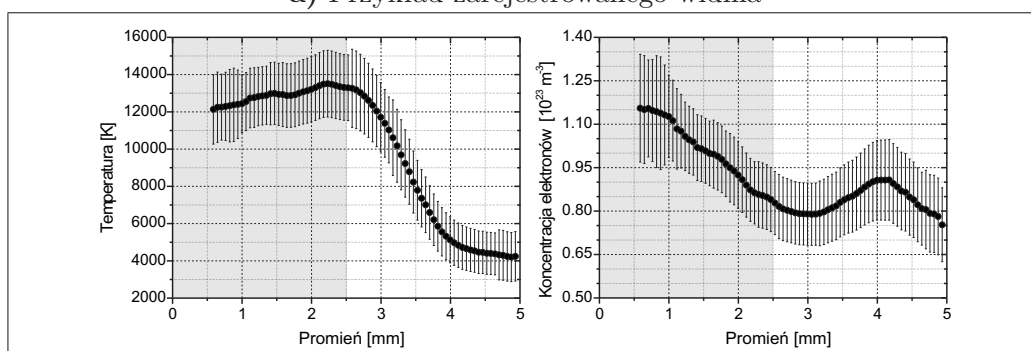


Rysunek 5.28: Obraz łuku. Wyładowanie w mieszance Ar+5.4%_{obj} CO₂.

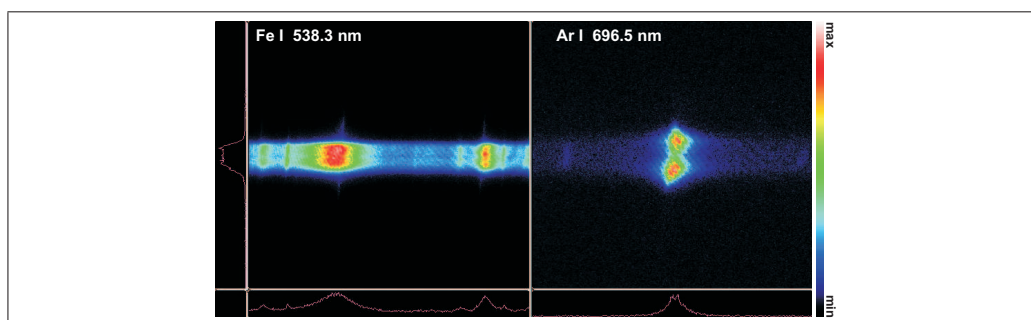
W pobliżu osi wyładowania praktycznie nie obserwowano emisji linii argonu. Z tego powodu w obszarach przyosiowych stosowanie metody diagnostyki plazmy zaproponowanej przez Sola nie jest możliwe. Podobna sytuacja występuje na brzegach wyładowania. Obszar emisji argonu jest znacznie węższy niż w przypadku czystego argonu jako gazu osłonowego, gdzie linie argonu były widoczne również daleko od osi łuku.



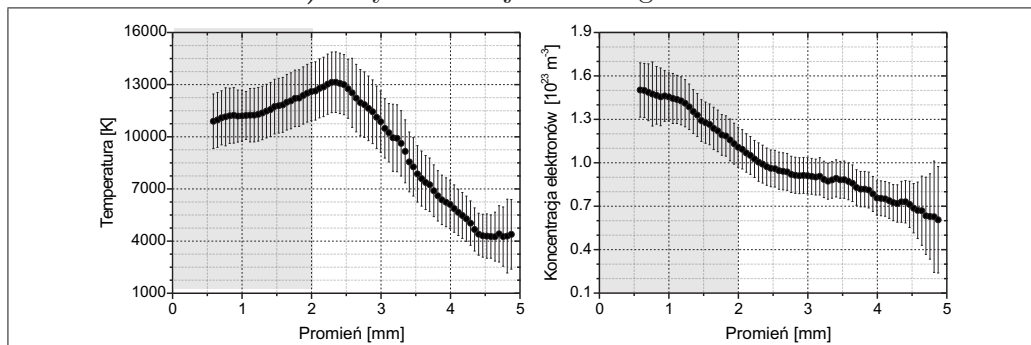
a) Przykład zarejestrowanego widma



b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

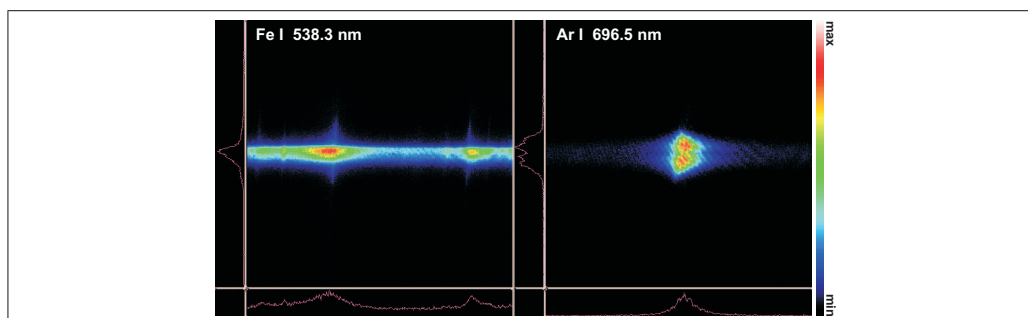
Rysunek 5.29: Mieszanka Ar + 5.4%_{obj} CO₂. Warstwa 3 mm.

a) Przykład zarejestrowanego widma

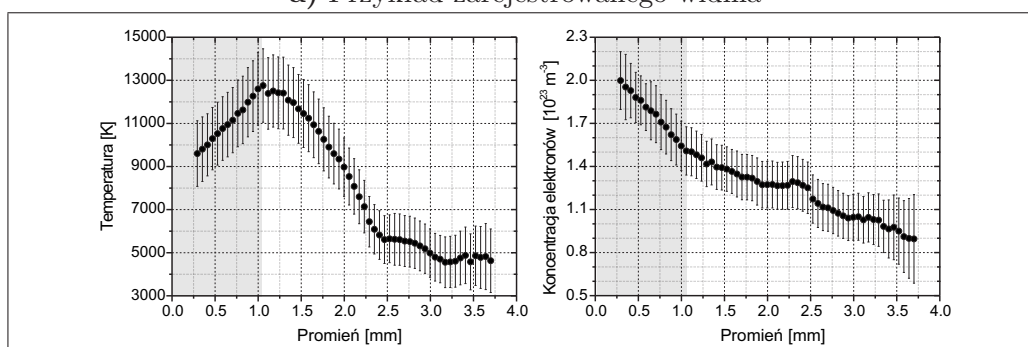


b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

Rysunek 5.30: Mieszanka Ar + 5.4%_{obj} CO₂. Warstwa 4.5 mm.



a) Przykład zarejestrowanego widma



b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

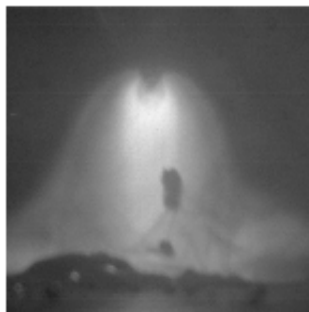
Rysunek 5.31: Mieszanka Ar + 5.4%_{obj} CO₂. Warstwa 6 mm.

Dodatek dwutlenku węgla podnosi temperaturę elektronową, zarówno w centrum łuku jak i w jego zewnętrznych warstwach (rysunki od 5.29 do 5.31 oznaczone literą b), obniżając koncentrację swobodnych elektronów. Analogicznie jak w przypadku wyładowania w czystym argonie gęstość swobodnych elektronów maleje wraz ze zbliżaniem się do powierzchni katody, ale nie obserwowano płaskiego rozkładu N_e w centralnej strefie plazmy, charakterystycznego dla przypadku czystego argonu.

Ośłona mieszanki Ar + 20.2%_{obj} CO₂

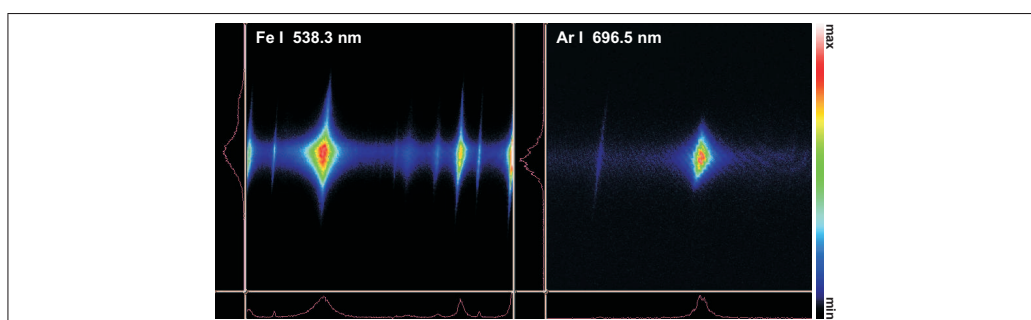
W przypadku wyładowania w mieszance argonu i 20.2%_{obj} dwutlenku węgla obraz kolumny łuku zmienia się diametralnie. Łuk jest dłuższy niż w dwóch rozważanych wcześniej przypadkach, a jego kształt zmienia się zasadniczo (rysunek 5.32).

Nie ma wyraźnego rozgraniczenia pomiędzy obszarem o intensywnej emisji linii pierwiastków metalicznych a strefą emisji linii gazu osłonowego. Obszary emisji obu linii są zatem porównywalne, jednak im bliżej katody tym rozkład natężenia linii żelaza wydaje się szerszy. Linia argonu 696.5 nm jest widoczna również w pobliżu osi wyładowania (rysunki od 5.33 do 5.36 oznaczone literą a).

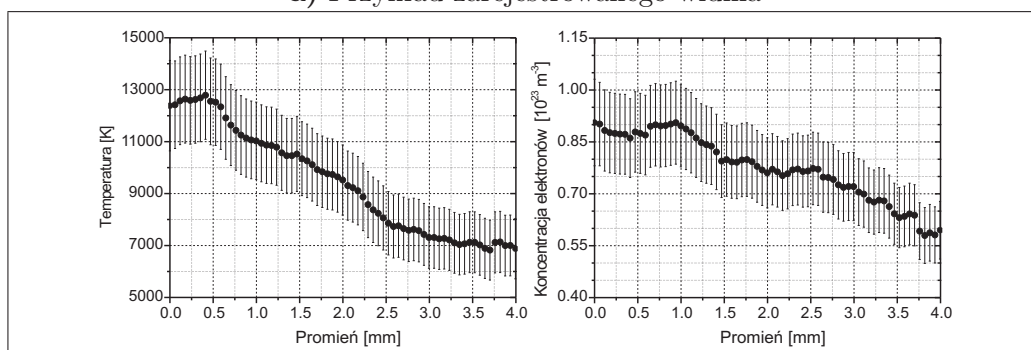


Rysunek 5.32: Obraz łuku MAG. Wyładowanie w mieszance Ar+20.2%_{obj} CO₂.

Temperatura nie przekracza 13500 K w centrum łuku a jej rozkład jest niemal identyczny we wszystkich analizowanych warstwach wyładowania (rysunki od 5.33 do 5.36 oznaczone literą b). Brak maksimum temperatury poza osią wyładowania i znacznego obniżenia jej wartości blisko osi zasadniczo odróżnia ten przypadek od omawianych wcześniej.

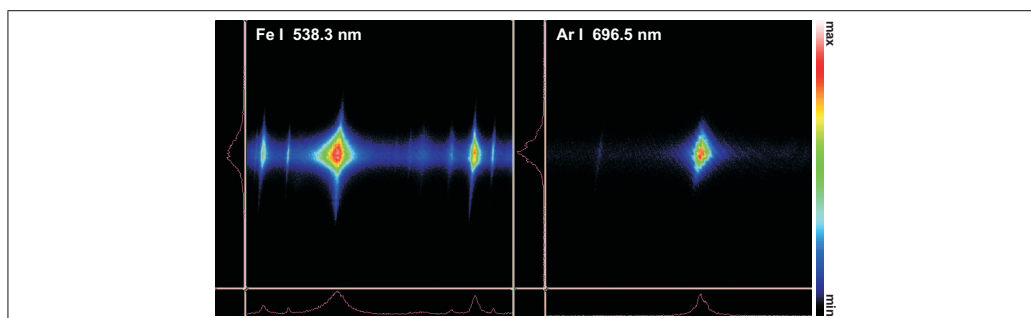


a) Przykład zarejestrowanego widma

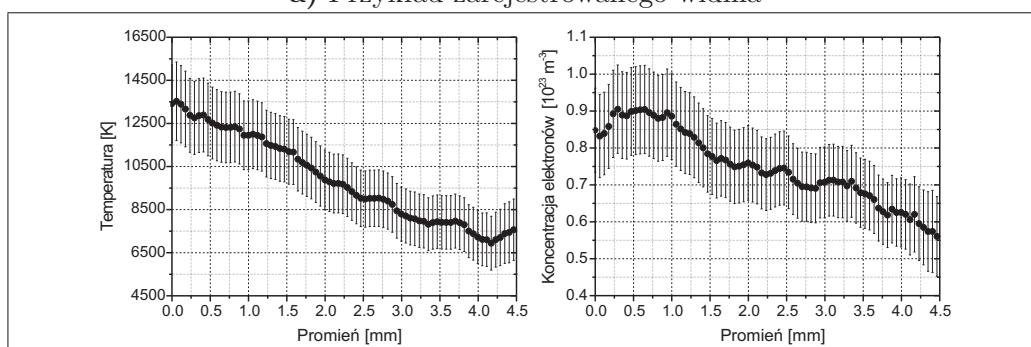


b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

Rysunek 5.33: Mieszanka Ar + 20.2%_{obj} CO₂. Warstwa 3 mm.

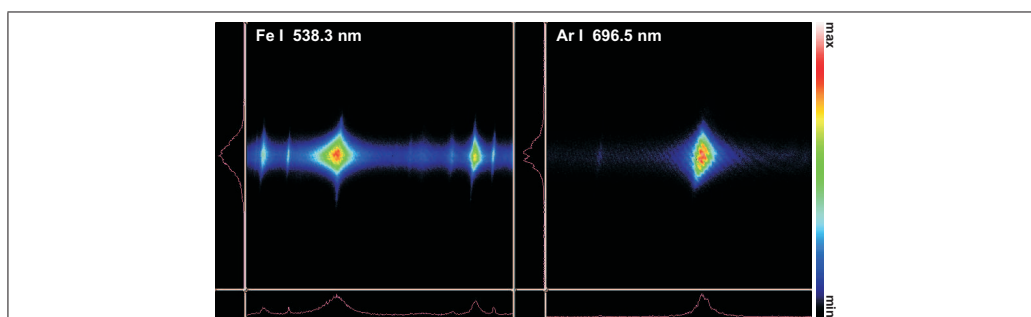


a) Przykład zarejestrowanego widma

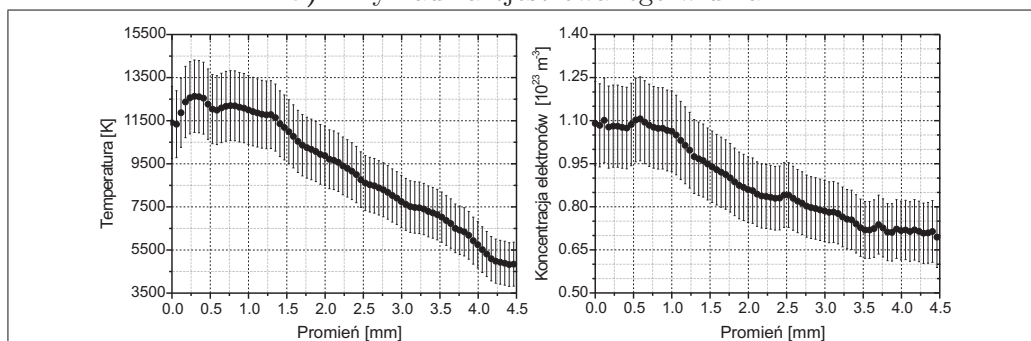


b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

Rysunek 5.34: Mieszanka Ar + 20.2%_{obj} CO₂. Warstwa 4.5 mm.

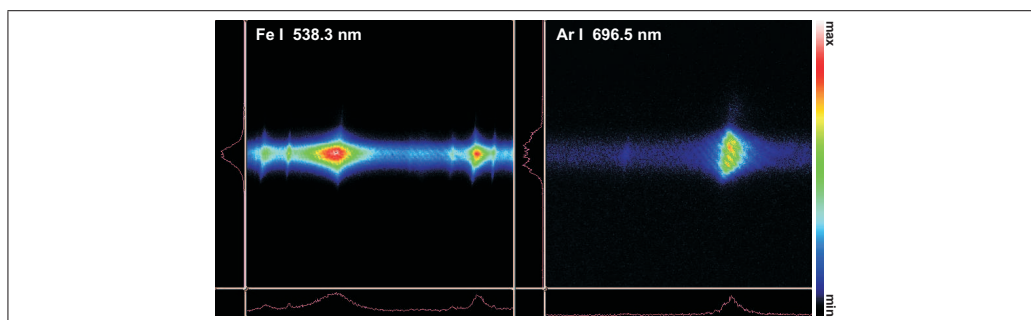


a) Przykład zarejestrowanego widma

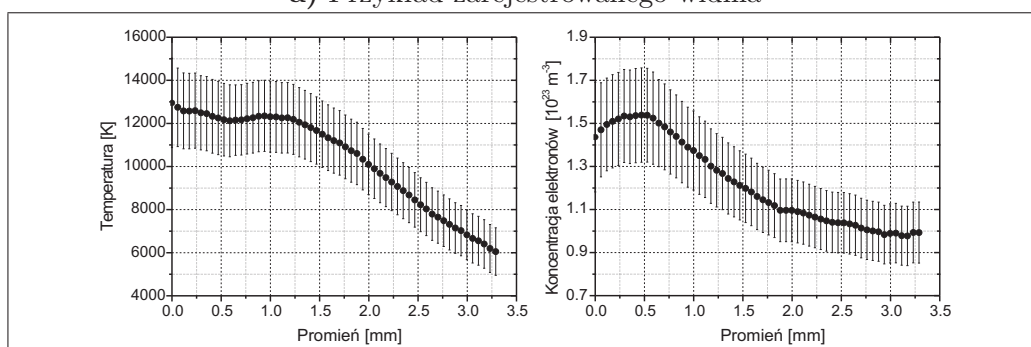


b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

Rysunek 5.35: Mieszanka Ar + 20.2%_{obj} CO₂. Warstwa 6 mm.



a) Przykład zarejestrowanego widma



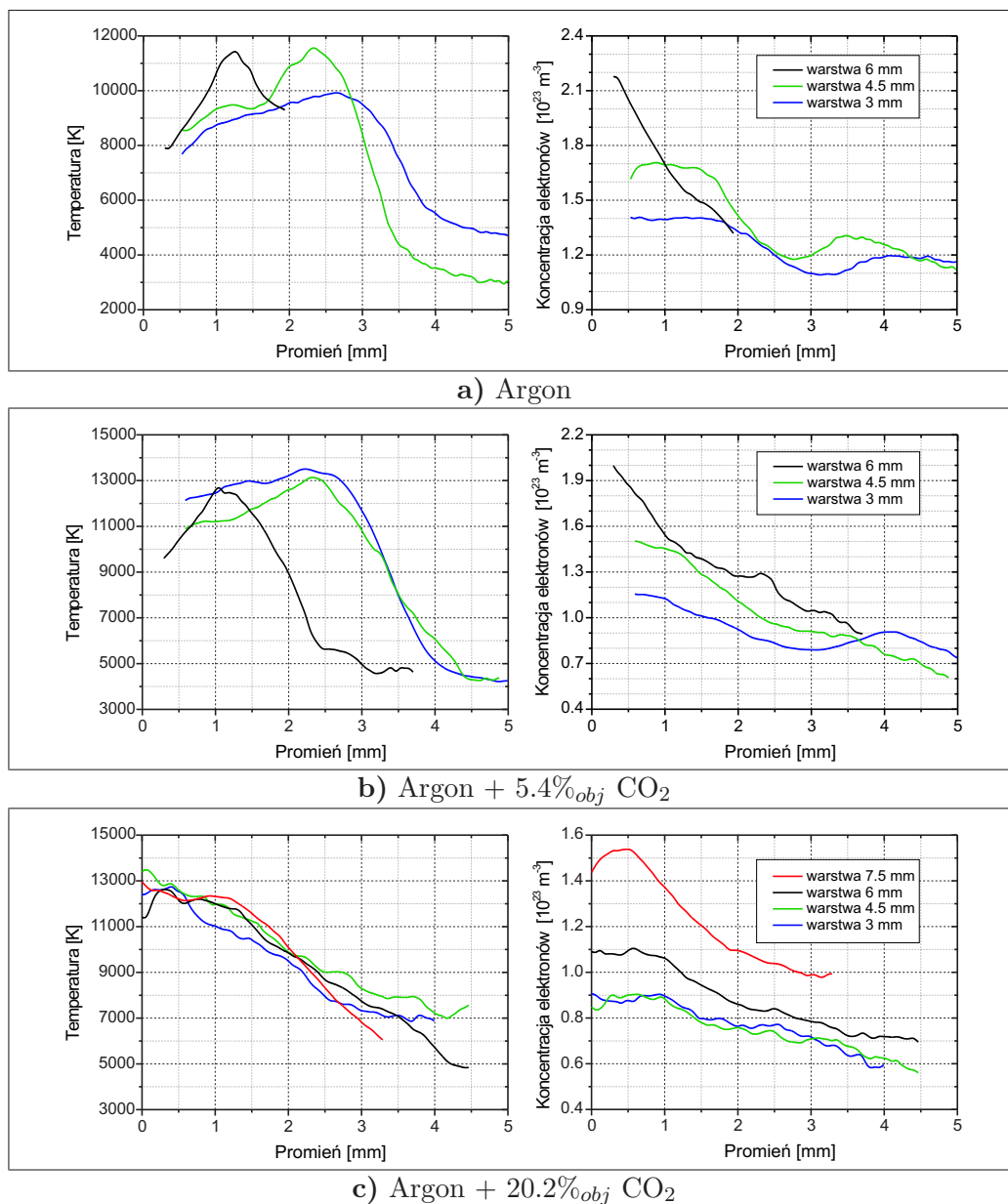
b) Radialne rozkłady temperatury i koncentracji swobodnych elektronów

Rysunek 5.36: Mieszanka Ar + 20.2%_{obj} CO₂. Warstwa 7.5 mm.

Koncentracja swobodnych elektronów osiąga wartość maksymalną w pobliżu anody i spada sukcesywnie w miarę zbliżania się do powierzchni katody. Analiza kształtu wyładowania przedstawionego na rysunku 5.32 potwierdza otrzymane rezultaty. W jasnej górnej części kolumny plazmy (w pobliżu anody) gęstości elektronów są największe i maleją wraz ze zmianą jasności obserwowanego rejonu łuku (zbliżania się do powierzchni katody).

Podsumowanie

Możliwości przeprowadzenia diagnostyki plazmy wyładowania MIG-MAG w oparciu o linie emisyjne pierwiastków metalicznych są ograniczone w przypadku, gdy obszar silnej emisji tych linii jest zawężony do centrum kolumny łuku. Na brzegach wyładowania nie można korzystać z metody grafiku Boltzmana, która aby była poprawnie zastosowana wymaga prawidłowej obserwacji co najmniej kilku linii emisyjnych danego pierwiastka o różniących się znacznie energiach górnych poziomów przejść. W przypadku wątpliwości co do stanu równowagi w plazmie nie jest możliwe porównywanie atomowych i jonowych linii żelaza, szczególnie gdy łamana jest równowaga Sahy (rozdział 5.7.2, strona 145).



Rysunek 5.37: Rozkłady radialne temperatury i koncentracji swobodnych elektronów. Porównanie wyników dla różnych rodzajów gazu osłono-
wego.

W pracy zaprezentowano metodę diagnostyki plazmy, która jest niezależna od stanu równowagi, gdyż bazuje na szerokościach Starka linii emisyjnych. Otrzymane rezultaty (rysunek 5.37) są aktualnie pierwszymi danymi eksperymentalnymi określającymi rozkład temperatury i koncentracji swobodnych elektronów w plazmie MIG-MAG. Otrzymane wyniki są obarczone znacznym błędem, wynikającym głównie z niedokładności wyznaczenia zależności szerokości starkowskich wybranych linii emisyjnych od parametrów plazmy oraz z błędów systematycznych związanych z obróbką numeryczną danych eksperymentalnych.

Obniżenie temperatury centrum wyładowania obserwowane w łuku MIG-MAG w osłonie czystego argonu oraz mieszanki argonu i niewielkiej ilości dwutlenku węgla jest w pełni uzasadnione. Obecność par metalu w łuku elektrycznym podnosi emisyjność plazmy [28, 72] zwiększając tym samym straty energii w wyniku promieniowania. Razem ze zwiększeniem przewodnictwa elektrycznego plazmy prowadzi to do obniżenia temperatury wyładowania [28]. Pomiar przeprowadzone przez Gonzalesa i współpracowników [29] w łuku typu TIG dowodzą, że dodatek par żelaza (maksymalnie 0.07% na osi wyładowania) do plazmy argonowej obniża temperaturę plazmy o około 1500 K.

Dysocjacja, jonizacja i reakcje chemiczne zwiększają transfer ciepła w plazmie. Dlatego dodatek dwutlenku węgla, który jest aktywny chemicznie i ma charakter utleniający, zwiększa przewodnictwo cieplne plazmy. Zgodnie z wynikami pracy Maouhouba [69], który przeprowadzał diagnostykę plazmy w łuku stabilizowanym ściankami, wzrost przewodnictwa cieplnego w wyniku zwiększenia zawartości CO_2 powinien skutkować wzrostem gradientu temperatury w łuku i zawężeniem kolumny plazmy. Na podstawie otrzymanych wyników dla plazmy MIG-MAG nie można wysnuć podobnych wniosków. Dodatek dwutlenku węgla zmienia formę wyładowania i sposób doczepienia łuku do końcówki anody do tego stopnia, że porównywanie wyników otrzymanych dla wyładowania w czystym argonie i wyładowania w mieszance z dużą zawartością dwutlenku węgla nie jest możliwe.

Rezultaty pomiarów przedstawiające rozkłady temperatury plazmy odbiegają znacznie od wyników obliczeń przeprowadzonych przez Haidara (rozdział 2.2). Na osi wyładowania różnice temperatury dochodzą do 10000 K. Nie tylko wartości temperatur znacznie się różnią, ale również kształty rozkładów radialnych. W szczególności dla osłony czystego argonu są diametralnie różne. Model Haidara nie przewiduje obniżenia temperatury w centrum wyładowania. Rozbieżności nie można wyjaśnić różnicą pomiędzy średnicą górnej elektrody stosowanej w pomiarach (1.2 mm) i w obliczeniach teoretycznych (1.6 mm). Nie ma analogicznych wyliczeń dla mieszanki o zawartości 20.2%_{obj} CO_2 jako gazu osłonowego. Porównując jednak otrzymane wyniki

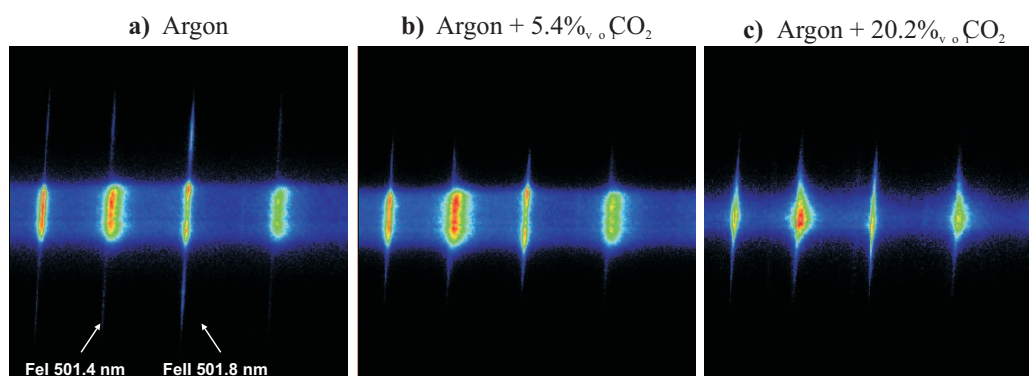
z obliczeniami przeprowadzonymi dla czystego dwutlenku węgla, można wysnuć podobne wnioski. Temperatury otrzymane przez Haidara w centrum wyładowania są generalnie zawyżone. Założenie stanu lokalnej równowagi termodynamicznej i niedoszacowanie wpływu parowania metalu z powierzchni elektrod na parametry wyładowania może być powodem niezgodności rezultatów modelizacji z wynikami pomiarów.

5.7.2 Obserwacje linii FeII - efekt Penninga

Rejestracje widma emisji plazmy w pobliżu linii jonowej FeII 501.84 nm (tabela 5.2) pokazują, że w przypadku wyładowania w czystym argonie (rysunek 5.38a) obserwuje się drugie maksimum natężenia tej linii spektralnej daleko od osi wyładowania (≥ 4.5 mm). Temperatura w tym obszarze kolumny plazmy jest za niska aby efektywnie zachodził proces jonizacji bezpośredniej.

Tabela 5.2: Linie emisyjne FeI i FeII. Obserwacja efektu Penninga.

	λ [nm]	Przejście	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]
FeI	501.49	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^4D)5s$	$z^3F^o - e^3D$	3 - 2	3.94 - 6.42
FeII	501.84	$3d^5.4s^2 - 3d^6(^5D)4p$	$^6S - ^6P^o$	5/2 - 5/2	2.89 - 5.36



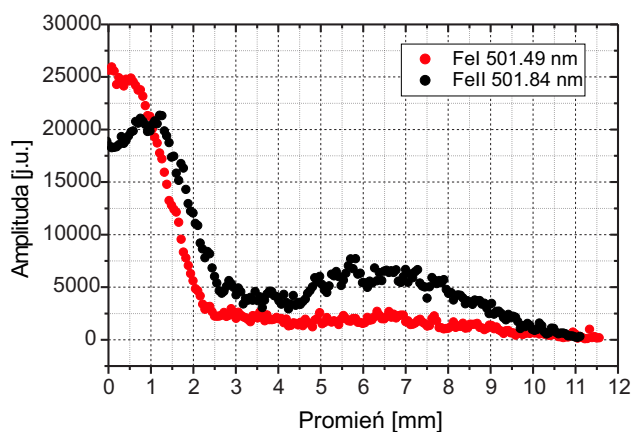
Rysunek 5.38: Widma emisyjne plazmy typu MIG-MAG wokół długości fali 502 nm. Warstwa 4.5 mm.

Dodatkowe maksimum, które praktycznie nie występuje w przypadku linii atomowych (rysunek 5.39) znika po dodaniu niewielkiej ilości dwutlenku węgla do gazu osłonowego (rysunki 5.38a i 5.38b).

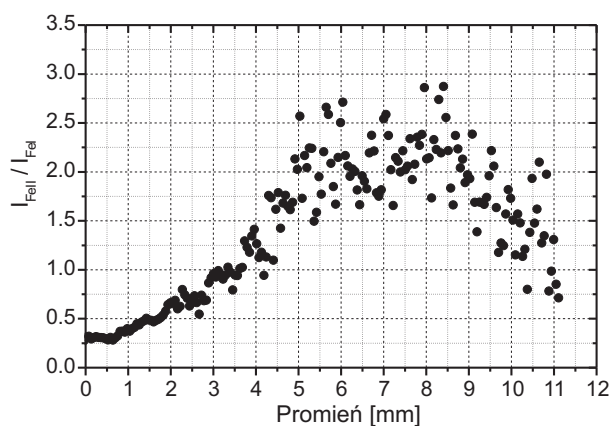
Porównanie całkowitego natężenia linii jonowej z natężeniem sąsiedniej linii atomowej 501.49 nm (tabela 5.2) zostało przedstawione na wykresie 5.40. W pobliżu osi wyładowania emisja linii jonowej ulega osłabieniu. Świadczy to o obniżeniu temperatury w centrum wyładowania.

Obecność jonowych linii emisyjnych w obszarach peryferyjnych łuku pozwala przewidywać wzrost koncentracji swobodnych elektronów w tym rejonie wyładowania. Nie obserwowano jednak widocznego rozszerzenia linii atomowych w wyniku efektu Starka. W takiej odległości od osi łuku, ze względu

na niewielkie natężenie linii spektralnych, nie można przeprowadzić poprawnej diagnostyki plazmy stosując metody opisane w rozdziale 5.5. Dodatkowo warunki lokalnej równowagi termodynamicznej, a w szczególności równowagi Sahy, nie są spełnione.



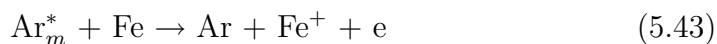
Rysunek 5.39: Rozkład radialny natężenia w maksimum linii spektralnych FeI 501.49 nm i FeII 501.84 nm. Wyładowanie w czystym argonie. Warstwa 4.5 mm.



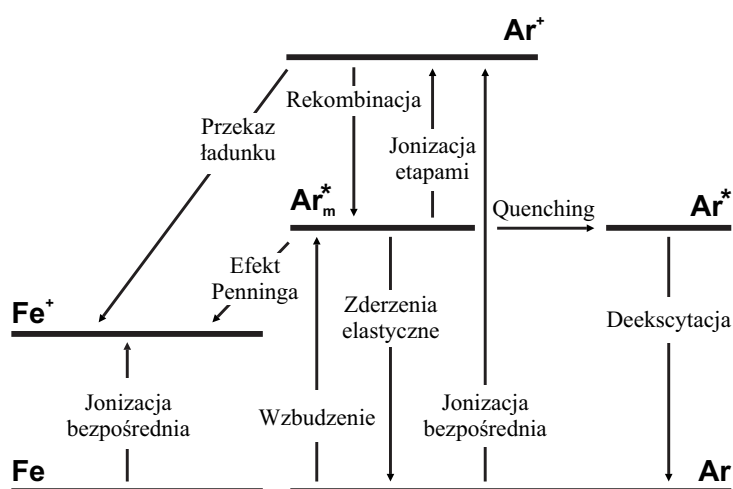
Rysunek 5.40: Rozkład radialny stosunku całkowitych natężeń linii spektralnych FeII 501.84 nm i FeI 501.49 nm. Wyładowanie w czystym argonie. Warstwa 4.5 mm.

Istnieją trzy główne procesy mogące zwiększyć populację jonów żelaza w plazmie wyładowania (rysunek 5.41). Niska temperatura wyklucza istnienie zjonizowanego argonu i tym samym procesów wymiany ładunku pomiędzy jonami argonu i atomami żelaza. Również ich bezpośrednia jonizacja nie może być w tych warunkach wystarczająca. Najbardziej prawdopodobnym procesem wydaje się w takiej sytuacji efekt Penninga. Jonizacja żelaza zachodzi wówczas na skutek zderzeń atomów neutralnych z atomami argonu

w stanach metastabilnych:



Efekt Penninga może mieć miejsce tylko wówczas, gdy energie stanów metastabilnych cząstki jonizującej przewyższają energię jonizacji atomów jonizowanych. W przypadku argonu energie poziomów metastabilnych 3P_2 i 3P_1 wynoszą odpowiednio 11.55 i 11.72 eV i przewyższają znacznie potencjał jonizacji atomów żelaza wynoszący 7.90 eV.



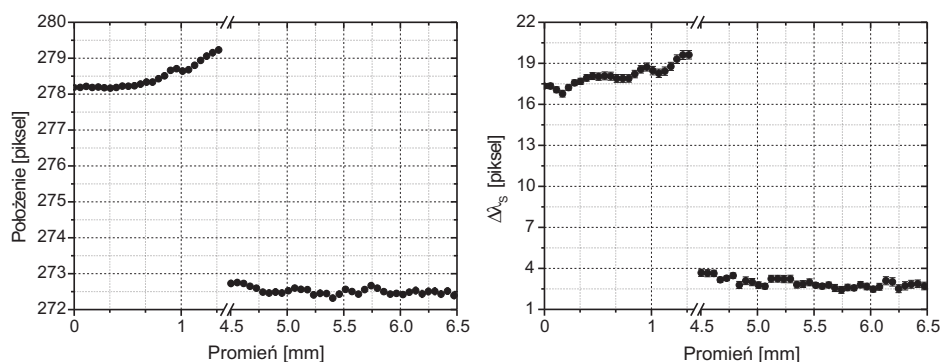
Rysunek 5.41: Uproszczony schemat kinetyczny zawierający poziomy metastabilny argonu (Ar_m^*) i żelazo.

Dodatek gazu molekularnego, w naszym przypadku dwutlenku węgla, powoduje „zniszczenie” poziomów metastabilnych argonu, gdyż dysocjacja molekuł pochłania część energii wyładowania. To uzasadnia brak zwiększonej emisji linii jonowych na brzegach kolumny plazmy w procesach typu MAG. Podobne efekty zarejestrowano dla wszystkich obserwowanych linii FeII (przejścia o relatywnie niskiej energii górnych poziomów).

5.8 Pomiar parametrów starkowskich wybranych linii atomowych Mn i Fe

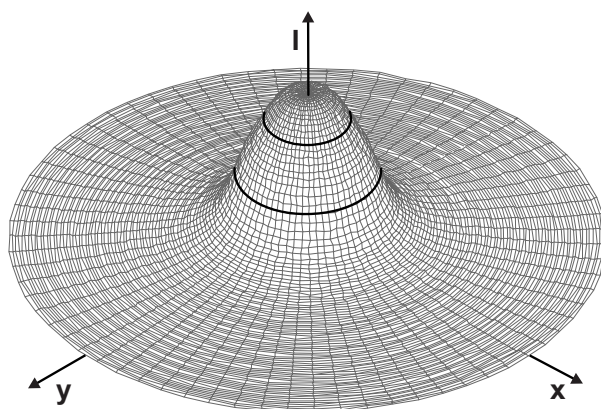
W przypadku wyładowania typu MIG w osłonie z czystego argonu, zaobserwowano bardzo charakterystyczny rozkład natężenia linii emisyjnych metali. W centralnej części kolumny łuku linie są poszerzone i nierzadko wyraźnie przesunięte w wyniku efektu Starka. Na brzegach wyładowania obserwuje się natomiast linie bardzo wąskie (np. linia FeI 501.4 nm na rysunku 5.38a).

Taki, niemal schodkowy, rozkład radialny parametrów starkowskich obserwowanych linii emisyjnych (rysunek 5.42) pozwala, przy pewnych założeniach dotyczących badanej strefy wyładowania, wyznaczać ich wartości bez przeprowadzania żmudnej procedury inwersji Abela. Porównując rozkład natężenia przykładowej linii emisyjnej żelaza z wyliczonym radialnym rozkładem koncentracji swobodnych elektronów i rozkładem temperatury elektro- nowej (rysunek 5.43) zauważono, że obszar intensywnej emisji linii metali odpowiada rejonowi wyładowania, gdzie gęstość elektronów jest niemal stała a temperatura zmienia się w niewielkim zakresie. Sytuacja przypomina efekty obserwowane w przypadku plazmy wytwarzanej w urządzeniu GLP (Gas-Liner Pinch) w chwili maksymalnej kompresji plazmy. Wówczas cząstki badanego pierwiastka są skoncentrowane w centrum wyładowania, gdzie gęstość swobodnych elektronów i temperatura są w przybliżeniu stałe [79].

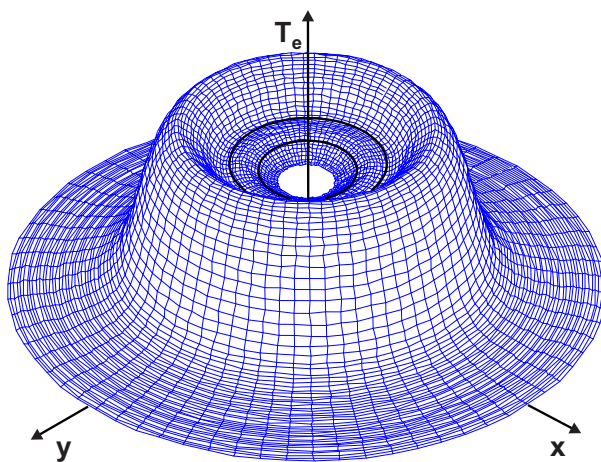


Rysunek 5.42: Rozkład radialny położenia maksimum natężenia oraz szerokości Starka linii emisyjnej żelaza 485.97 nm. Przykład rezultatów obróbki numerycznej danych eksperymentalnych bez zastosowania procedury inwersji Abela.

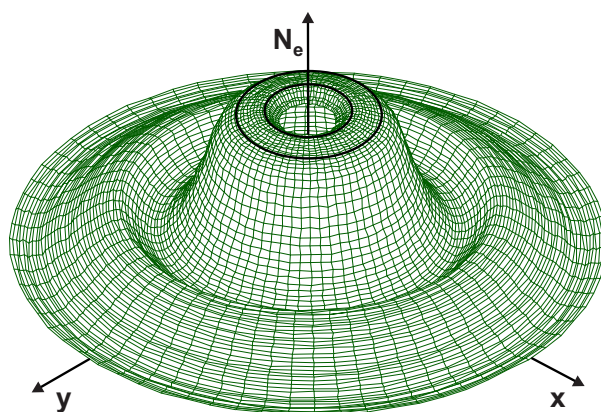
Przepływ płynnego metalu wewnątrz kolumny łuku MIG wyklucza analizę linii emisyjnych pochodzących z obszaru w pobliżu osi wyładowania (do około 0.5 mm). Strefa ta nie ma wpływu na wyniki uzyskiwane w większej odległości od centrum łuku.



a) Natężenie linii spektralnej



b) Temperatura elektronowa



c) Koncentracja swobodnych elektronów

Rysunek 5.43: Rejon intensywnej emisji linii metalicznych jest ograniczony do centralnych obszarów wyładowania. W obszarze oznaczonym na rysunku okręgami (linie czarne) rozkład radialny koncentracji swobodnych elektronów jest prawie jednorodny a temperatura zmienia się w niewielkim zakresie.

Rejon plazmy szczególnie interesujący z punktu widzenia pomiarów parametrów starkowskich rozciąga się od około 0.5 do 1.5 mm od osi łuku. W tej warstwie plazmy natężenie linii emisyjnych żelaza i manganu jest nadal wystarczające, aby z dobrą dokładnością wyznaczyć ich parametry starkowskie. W większej odległości od centrum łuku, mimo że temperatura osiąga wartość maksymalną, natężenie emisji par metali jest niewielkie. Dzięki temu wpływ tego obszaru na wyznaczone parametry linii emisyjnych pozostaje niewielki.

Kolumnę plazmy można zatem podzielić umownie na trzy koncentryczne warstwy: centralną, zaburzoną przepływem stopionego metalu, środkową o dużym natężeniu linii emisyjnych metali i w przybliżeniu stałej temperaturze i koncentracji swobodnych elektronów oraz zewnętrzną, w której dominuje emisja linii argonowych (rozdział 5.7.1, strona 133). Do pomiarów parametrów starkowskich linii emisyjnych wybrano obszar plazmy rozciągający się od 0.82-1.35 mm od osi wyładowania odpowiadający dziesięciu punktom rozkładu radialnego (dziesięciu pikselom detektora). Przykładowo dla linii FeI 538.5 nm rozbieżności pomiędzy szerokościami starkowskimi otrzymanymi bez oraz z wykorzystaniem procedury inwersji Abela, mierzonymi dla tej strefy plazmy, nie przekraczają 2%.

Możliwość rejestracji promieniowania linii emisyjnych metali daleko od osi wyładowania (około 6.5 mm), gdzie zarówno temperatura jak i gęstość elektronów są znacznie mniejsze niż w pobliżu osi łuku, pozwala wyznaczyć przesunięcia Starka w rozważanej strefie kolumny plazmy. Dodatkową motywacją do prowadzenia tych pomiarów jest brak danych eksperymentalnych i wyliczeń teoretycznych dotyczących linii emisyjnych manganu oraz bardzo skromna baza danych w przypadku atomowych linii żelaza.

Jak napisano w rozdziale 5.6.1, każdy pomiar polegał na rejestracji sekwencji kilkunastu widm dla jednego procesu pracy łuku. Do wyznaczenia parametrów starkowskich wybranych linii FeI i MnI wykorzystywano widma będące sumą dziesięciu widm sekwencji. Takie postępowanie, zwiększając natężenie zarejestrowanego światła, poprawia stosunek sygnału do szumu i tym samym ułatwia późniejszą analizę. Nie zmienia to widocznie szerokości linii spektralnych, gdyż w badanym obszarze stabilność parametrów wyładowania jest bardzo duża.

Pomiary przeprowadzono dla 15 atomowych linii emisyjnych manganu i 11 atomowych linii żelaza. Schematy poziomów energetycznych FeI i MnI zamieszczono w dodatku B. Przesunięcia starkowskie wyznaczano tylko dla tych linii, których natężenia daleko od osi wyładowania były wystarczające do poprawnego dopasowania profilów Voigta. Dla każdej badanej linii wyznaczono kąt transformacji widma (rozdział 3.6.5) oraz szerokości dopplerowskie i aparaturowe we wszystkich punktach rozkładu radialnego wyliczając tym samym rozkład szerokości gaussowskiej składowej profilu Voigta. Postępo-

wano analogicznie jak w przypadku linii stosowanych do diagnostyki plazmy (rozdział 5.2, strona 100). Wykorzystano procedury numeryczne opisane w rozdziale 5.6.4 nie wykonując jednak inwersji Abela (z wyjątkiem linii FeI 542.41 nm). Do badanych profili linii spektralnych dopasowano profile Voigta.

Ponieważ nie ma pełnej bazy danych dotyczącej czasów życia poziomów FeI i MnI, nie można obliczyć szerokości naturalnych dla badanych linii emisyjnych. Analizując publikację [87] można przyjąć, że rozszerzenie naturalne jest rzędu 10^{-5} nm. Może być zatem zaniedbane. Zarówno w przypadku linii emisyjnych żelaza jak i manganu, żaden z poziomów rozważanych przejść nie jest w rezonansie z poziomem podstawowym. Stąd nie rozważano wpływu szerokości rezonansowej na szerokość linii emisyjnych. Nie uwzględniano również wpływu oddziaływania van der Waalsa, ponieważ wartości rozszerzenia van der Waalsa wszystkich rozważanych linii emisyjnych obliczone na podstawie równania (5.8) mieszczą się w granicach błędów pomiarowych.

Założono, zgodnie z analizą przedstawioną w rozdziale 5.6.2, że wpływ absorpcji promieniowania jest zaniedbywalny i badane linie spektralne atomowego żelaza nie są reabsorbowane. W przypadku linii atomowych manganu, którego zawartość w materiale elektrod wynosi jedynie około 1% (tabele 3.1 i 3.2), założenie to jest w pełni uzasadnione.

Pominięcie inwersji Abela wyklucza uzyskanie pełnego radialnego rozkładu parametrów Starkowskich, w szczególności w obszarze, gdzie obserwowano maksimum temperatury, w którym bardzo słabe linie emisyjne FeI i MnI są znacznie rozszerzone. Zgodnie z przedstawioną powyżej analizą, wyniki uzyskane dla rozważanej strefy plazmy (od 0.82 do 1.35 mm od osi łuku) z dobrą dokładnością przybliżają wartości parametrów Starkowskich badanych linii emisyjnych. Przykładowe wyniki uzyskane dla linii emisyjnej żelaza 485.97 nm zostały przedstawione na rysunku 5.42.

Koncentrację swobodnych elektronów, temperaturę elektronową, szerokości Starkowskie i położenia maksimum linii spektralnych wyznaczono uśredniając (średnie ważone) wartości uzyskane dla dziesięciu punktów rozkładu znajdujących się w odległości pomiędzy 0.82 mm i 1.35 mm od osi łuku (rysunek 5.43). Błędy statystyczne wyznaczonych wartości określono jako odchylenia standardowe średnich ważonych. W przypadku $\Delta\lambda_S$ i d_S zostały one powiększone o niedokładności systematyczne wynikające z obróbki numerycznej danych eksperymentalnych i rozbieżności związane z powtarzalnością procesu (rozdział 5.6.1). Przesunięcia Starka określono przyjmując, że daleko od osi wyładowania linie emisyjne nie są przesunięte. Błąd systematyczny wynikający z takiego postępowania nie przekracza 5%.

Tabela 5.3: Szerokości Starka $\Delta\lambda_S$ (FWHM) i przesunięcia d_S Starka linii MnI wyznaczone dla $N_e = 1.69 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 9325 \text{ K}$. Błędy wyznaczenia temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów nie przekraczają odpowiednio 15% i 20%.

λ [nm]	Przejście	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]	$\Delta\lambda_S$ [10^{-2}nm]	d_S [10^{-2}nm]
446.47	$3d^6(^5D)4s - 3d^6(^5D)4p$	$a^4D - z^4D^o$	5/2 - 5/2	2.920 - 5.696	3.22±0.36	0.75±0.12
447.01			3/2 - 3/2	2.941 - 5.714	2.91±0.32	
447.28			1/2 - 1/2	2.953 - 5.724	2.78±0.31	
449.01			1/2 - 3/2	2.953 - 5.714	2.74±0.31	
449.89			3/2 - 5/2	2.941 - 5.696	2.86±0.31	
450.22	5/2 - 7/2	2.920 - 5.673	3.12±0.35			
475.40	$3d^5(^6S)4s4p(^3P^o) - 3d^54s(^7S)5s$	$z^8P^o - e^8S$	5/2 - 7/2	2.282 - 4.889	11.1±1.1	4.08±0.62
478.34			7/2 - 7/2	2.298 - 4.889	11.5±1.3	4.38±0.66
482.35			9/2 - 7/2	2.319 - 4.889	12.6±1.4	4.42±0.67
476.15	$3d^6(^5D)4s - 3d^6(^5D)4p$	$a^4D - z^4F^o$	1/2 - 3/2	2.953 - 5.556	2.59±0.29	0.48±0.07
476.24			7/2 - 9/2	2.888 - 5.491	4.25±0.47	0.58±0.09
476.59			3/2 - 5/2	2.941 - 5.542	2.80±0.31	0.50±0.08
476.64			5/2 - 7/2	2.888 - 5.520	3.51±0.39	0.56±0.09
542.04	$3d^6(^5D)4s - 3d^5(^6S)4s4p(^1P^o)$	$a^6D - v^6P^o$	7/2 - 5/2	2.143 - 4.429	3.57±0.41	0.56±0.11
551.68			3/2 - 3/2	2.178 - 4.425	2.79±0.31	

Tabela 5.4: Szerokości Starka $\Delta\lambda_S$ (FWHM) i przesunięcia d_S Starka linii FeI wyznaczone dla $N_e = 1.69 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 9325 \text{ K}$. Błędy wyznaczenia temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów nie przekraczają odpowiednio 15% i 20%.

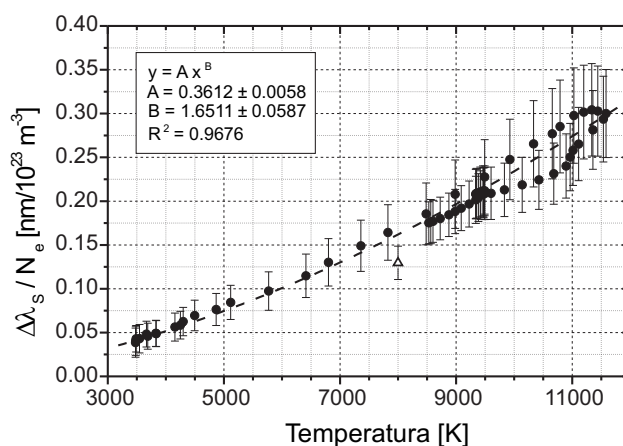
λ [nm]	Przejście	Multiplet	$J_j - J_k$	$E_j - E_k$ [eV]	$\Delta\lambda_S$ [10^{-2} nm]	d_S [10^{-2} nm]
446.66	$3d^7(a^4P)4s - 3d^6(a^3P)4s4p(^3P^o)$	$b^3P - x^3D^o$	2 - 3	2.832 - 5.607	2.73 ± 0.31	0.15 ± 0.03
478.68	$3d^7(a^2P)4s - 3d^6(a^3P)4s4p(^3P^o)$	$c^3P - x^3D^o$	2 - 3	3.017 - 5.607	1.19 ± 0.23	
478.88	$3d^7(a^2H)4s - 3d^6(^3H)4s4p(^3P^o)$	$b^3H - z^3H^o$	6 - 6	3.237 - 5.825	1.34 ± 0.19	
478.97	$3d^7(a^2D)4s -$	$a^1D - z^1D^o$	2 - 2	3.547 - 6.134	1.77 ± 0.20	0.48 ± 0.02
485.97	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^6D)5s$	$z^7F^o - e^7D$	2 - 1	2.876 - 5.426	7.55 ± 0.85	2.59 ± 0.39
501.49	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^4D)5s$	$z^3F^o - e^3D$	3 - 2	3.943 - 6.415	7.99 ± 0.89	2.57 ± 0.39
502.22			2 - 1	3.984 - 6.452	7.91 ± 0.88	2.53 ± 0.39
556.96	$3d^6(^5D)4s4p(^3P^o) - 3d^6(^5D)4s(^6D)5s$	$z^5F^o - e^5D$	2 - 1	3.417 - 5.642	10.9 ± 1.2	3.22 ± 0.48
557.28			3 - 2	3.397 - 5.621	12.6 ± 1.4	3.59 ± 0.43
557.61			1 - 0	3.430 - 5.653	10.8 ± 1.2	3.04 ± 0.46

Błędy statystyczne wyznaczenia temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów są niewielkie i wynoszą odpowiednio 4.5% i 3.5%. Należy je zwiększyć uwzględniając błędy systematyczne. Rozsądne będzie założenie, że błędy ich wyznaczenia są podobne jak błędy T_e i N_e w punktach (od 0.82 do 1.35 mm od osi łuku) branych pod uwagę w obliczaniu wartości średnich. Przyjęto, że ΔT_e nie przekracza 15% a ΔN_e wynosi 20%.

Wyniki pomiarów zostały przedstawione w tabelach 5.3 i 5.4. Ponieważ brak dostępnych danych eksperymentalnych i wyliczeń teoretycznych, nie można porównać uzyskanych rezultatów z innymi danymi.

Linia emisyjna FeI o długości fali 542.4 nm odpowiadająca przejściu $3d^7(4F)4d \rightarrow 3d^7(4F)4p$, należy do tego samego multipletu ($e^5H \rightarrow z^5G$) co, stosowana do diagnostyki plazmy, linia 538.3 nm. Biorąc pod uwagę regularności parametrów Starkowskich [19, 92, 93, 94], w szczególności w obrębie multipletu, należy przypuszczać, że dla obu linii związek pomiędzy szerokością Starka a parametrami plazmy ma podobny charakter. Należy zatem przewidywać potęgową temperaturową zależność znormalizowanej szerokości Starka rozważanej linii emisyjnej (zobacz przypadek linii FeI 538.3 nm, rozdział 5.5.3, strona 119).

Zarejestrowane widma emisyjne tej linii poddano obróbce numerycznej opisanej w rozdziale 5.6.4, w tym również wyznaczono rozkłady radialne szerokości Starkowskich i położenia maksimum linii spektralnej stosując transformację Abela, a następnie dopasowując profile Voigta. Przesunięcia Starka określono, podobnie jak w przypadku opisanych wcześniej linii MnI i FeI, przyjmując, że na brzegach wyładowania linia FeI 542.4 nm nie jest przesunięta. Wyniki dla poszczególnych wartości temperatury i koncentracji swobodnych elektronów zebrano w tabelach 5.5 i 5.6. Otrzymałą zależność znormalizowanej szerokości Starka od temperatury elektronowej przedstawiono graficznie na rysunku 5.44.



Rysunek 5.44: Zależność znormalizowanej szerokości Starka linii FeI 542.4 nm od temperatury elektronowej. Punkt \triangle oznacza wartość otrzymaną na podstawie pracy [73].

Tabela 5.5: Szerokości (FWHM) i przesunięcia Starka linii FeI 542.4 nm. Błędy wyznaczenia temperatury nie przekraczają 15% w zakresie temperatur powyżej 8000 K i sięgają 35% poniżej tej wartości. Niedokładności wyznaczenia koncentracji swobodnych elektronów mieszczą się w 20%.

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [$10^{-2}nm$]	d_S [$10^{-2}nm$]
3481	1.23	5.02±1.88	-1.08±0.53
3489	1.27	5.46±1.71	-0.89±0.48
3547	1.25	5.40±1.84	-0.92±0.52
3666	1.29	6.22±1.62	-0.82±0.44
3688	1.26	5.78±1.63	-0.85±0.45
3828	1.31	6.41±1.65	-0.94±0.46
3834	1.28	6.25±1.61	-0.85±0.44
4155	1.28	7.23±1.71	-1.19±0.46
4249	1.29	7.54±1.65	-1.41±0.45
4297	1.31	8.17±1.68	-1.65±0.46
4496	1.31	9.09±1.78	-1.88±0.48
4867	1.30	9.91±1.81	-2.07±0.48
5116	1.30	11.0±1.9	-2.19±0.48
5770	1.27	12.4±2.1	-2.24±0.51
6412	1.25	14.3±2.2	-2.24±0.52

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [$10^{-2}nm$]	d_S [$10^{-2}nm$]
6802	1.24	16.1±2.4	-2.23±0.52
7358	1.22	18.2±2.5	-2.31±0.53
7826	1.21	19.9±2.6	-2.55±0.55
8483	1.19	22.2±2.9	-2.98±0.59
8528	1.67	29.2±2.2	-5.63±0.44
8601	1.69	29.9±2.2	-5.74±0.44
8725	1.69	30.6±2.2	-5.85±0.44
8875	1.69	31.3±2.2	-5.93±0.44
8983	1.19	24.7±3.1	-3.53±0.64
8983	1.70	32.0±2.3	-6.00±0.44
9088	1.71	32.8±2.3	-6.05±0.45
9224	1.70	33.5±2.4	-6.10±0.45
9338	1.67	34.9±2.6	-5.95±0.49
9340	1.69	34.1±2.5	-6.14±0.46
9343	1.66	34.6±2.6	-5.89±0.49

Tabela 5.6: Szerokości (FWHM) i przesunięcia Starka linii FeI 542.4 nm. Błędy wyznaczenia temperatury nie przekraczają 15% w zakresie temperatur powyżej 8000 K i sięgają 35% poniżej tej wartości. Niedokładności wyznaczenia koncentracji swobodnych elektronów mieszczą się w 20%. Kontynuacja tabeli 5.5.

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [$10^{-2}nm$]	d_S [$10^{-2}nm$]
9354	1.68	35.1±2.6	-6.01±0.49
9383	1.70	34.6±2.5	-6.16±0.46
9415	1.68	35.3±2.6	-6.05±0.49
9424	1.69	35.1±2.5	-6.16±0.47
9461	1.68	35.5±2.6	-6.08±0.48
9469	1.69	35.4±2.6	-6.14±0.47
9472	1.64	34.3±2.6	-5.83±0.49
9491	1.63	34.0±2.6	-5.76±0.49
9492	1.68	35.5±2.6	-6.11±0.48
9492	1.19	27.0±3.4	-4.07±0.68
9602	1.61	33.7±2.7	-5.67±0.50
9831	1.57	33.5±2.7	-5.56±0.50
9925	1.18	29.2±3.6	-4.54±0.71
10138	1.52	33.3±2.7	-5.42±0.50
10333	1.17	31.2±3.9	-4.90±0.74

T [K]	N_e [$10^{23} m^{-3}$]	$\Delta\lambda_S$ [$10^{-2}nm$]	d_S [$10^{-2}nm$]
10425	1.48	33.3±2.7	-5.26±0.51
10656	1.18	32.7±4.1	-5.11±0.77
10682	1.45	33.6±2.8	-5.09±0.52
10790	1.19	34.0±4.3	-5.27±0.79
10894	1.42	34.0±3.0	-4.95±0.53
10963	1.39	34.7±3.1	-4.87±0.55
11014	1.36	35.1±3.2	-4.82±0.56
11027	1.20	35.7±4.3	-5.43±0.79
11109	1.34	35.6±3.4	-4.81±0.59
11198	1.21	36.5±4.3	-5.55±0.78
11337	1.23	37.4±4.2	-5.54±0.75
11356	1.30	36.7±2.3	-5.54±0.47
11439	1.25	37.9±4.0	-5.40±0.71
11535	1.27	37.2±3.8	-4.96±0.65
11583	1.26	37.9±3.9	-5.17±0.67

Funkcja potęgowa, dopasowana do wykresu 5.44, wyznacza zależność:

$$\Delta\lambda_s^{Fe} = 0.3612 \cdot \frac{N_e}{10^{23}} \cdot \left(\frac{T_e}{13000} \right)^{1.6551} \quad (5.44)$$

$\Delta\lambda_s^{Fe}$ jest wyrażona w nm, N_e w m^{-3} , temperatura T_e w stopniach Kelwina. Dla porównania wykładnik dla linii FeI 538.3 nm wynosi 1.6700 a współczynnik proporcjonalności jest równy 0.2648.

Moity [73] badał zależność szerokości starkowskich linii spektralnych FeI od koncentracji swobodnych elektronów w temperaturze 8000 K. Pomiar przeprowadzał dla przypadku wyładowania w rurze uderzeniowej (shock-tube) w mieszance neonu i 5% pentacarbonyłu żelaza $Fe(CO)_5$ oraz od 10% do 40% ksenonu w zależności od wymaganej wartości koncentracji swobodnych elektronów. Zakładając zależność:

$$\Delta\lambda_s = 7.51 \cdot 10^{-8} \cdot \lambda^2 \cdot C_4^{2/3} \cdot N_e \quad (cgs) \quad (5.45)$$

wyzaczył stałe Starka C_4 dla dwudziestu linii atomowego żelaza. Dla linii 542.4 nm określił jej wartość $C_4 = 1.42 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$ z dokładnością 22%.

Korzystając z wyników tej pracy dla temperatury 8000 K i koncentracji swobodnych elektronów 10^{23} m^{-3} otrzymano $\Delta\lambda_s = (13.0 \pm 1.9) \cdot 10^{-2} \text{ nm}$. Wartość ta jest zgodna, w granicy błędu, z wynikami otrzymanymi przez autorkę pracy (rysunek 5.44). W kompilacji NIST [62] zamieszczono rezultaty otrzymane przez Fructosa i współpracowników (referencja [2] dla linii FeI (542.4 nm) we wspomnianej kompilacji [62]). W warunkach: $T = 6000 \text{ K}$, $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ otrzymali oni wyniki: $\Delta\lambda_s = 0.028 \text{ nm}$ (FWHM), $d_s = -0.007 \text{ nm}$. Stąd:

$$\frac{\Delta\lambda_s}{N_e} = 0.28 \left[\frac{\text{nm}}{10^{23} \text{ m}^{-3}} \right]$$

Wartości te znacznie odbiegają od uzyskanych przez autorkę pracy. Analizując zamieszczone wyniki dla innych linii spektralnych (538.3 nm, 541.5 nm, 541.1 nm) pochodzące z tego samego źródła, można zauważyć podobną tendencję. Znormalizowane szerokości starkowskie są znacznie większe od uzyskanych przez Lesage [64] w wyższych temperaturach, co przypuszczalnie jest wynikiem systematycznych błędów.

Podsumowanie

Szczególny rodzaj wyładowania jakim jest łuk typu MIG nie było dotychczas rozważane jako źródło plazmy mogące posłużyć do pomiaru parametrów starkowskich linii spektralnych. Nie jest to zaskakujące biorąc pod uwagę stan

aktualnej wiedzy na temat procesów zachodzących w tego rodzaju plazmie. W szczególności braku danych dotyczących zarówno temperatury jej składników jak i koncentracji swobodnych elektronów. Oba parametry zależą silnie od stosowanego gazu osłonowego i składu chemicznego materiału stosowanych elektrod.

Badania widma emisji metali są na ogół bardzo trudne ze względu na konieczność wprowadzenia atomów danego pierwiastka w obszar wyładowania. Stąd tak niewiele danych doświadczalnych jest dostępnych w literaturze. Z drugiej strony, możliwość pomiaru parametrów starkowskich linii atomowych i jonowych pierwiastków metalicznych ma ogromne znaczenie w astrofizyce. Wyniki pomiarów przedstawione w pracy pozwalają przypuszczać, że w miarę rozwoju badań nad plazmą MIG-MAG, może ona być wykorzystana również do pomiarów parametrów atomowych. Takie wykorzystanie wykracza daleko poza pierwotne jej zastosowanie jako metody łączenia metali, używanej z powodzeniem od przeszło pięćdziesięciu lat. Uwzględnienie możliwości doboru składu chemicznego materiału elektrod otwiera drogę do realizacji pomiarów dla wielu niebadanych dotychczas pierwiastków.

Rozdział 6

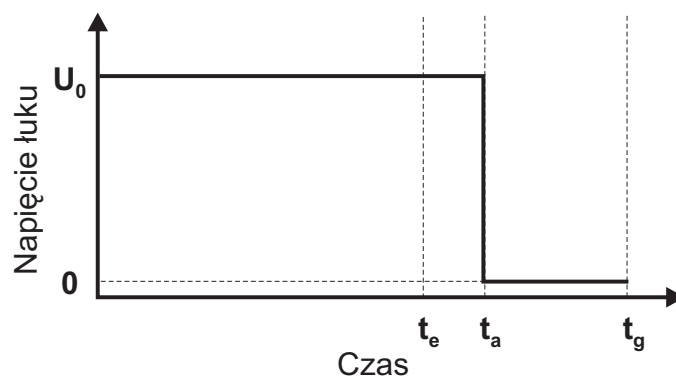
Analiza mikrostrukturalna materiału anody

6.1 Wstęp

Jedna z hipotez, wyjaśniająca zmianę sposobu transferu metalu w łuku MIG-MAG po dodaniu dwutlenku węgla do mieszanki osłonowej, zakłada modyfikację rozkładu linii prądu w rejonie doczepienia łuku do końca anody (rozdział 1.7, strona 21). Powstaje wówczas wypadkowa siła elektromagnetyczna przeciwdziałająca odrywaniu się kropli. Zmiana reżimu pracy łuku wiąże się ze zmianą rozmiarów powstających kropli oraz kształtu końcówki górnej elektrody (rozdział 4, strona 57). Wyniki obserwacji wyładowania pozwalają przypuszczać, że właśnie w obszarze anody zachodzą procesy odpowiedzialne za charakter wyładowania.

Skład chemiczny mieszanki gazu osłonowego ma duży wpływ na formę łuku MIG-MAG, dlatego powinien oddziaływać również na zmiany fizykochemiczne materiału elektrody topliwiej. Nie ma możliwości kontroli procesów zachodzących na powierzchni anody i we wnętrzu formujących się kropli podczas funkcjonowania łuku. Analizę struktury i składu chemicznego anody można przeprowadzić po wyłączeniu wyładowania.

Końcówka górnej elektrody nie zatrzymuje się od razu bezpośrednio po odłączeniu zasilania silnika sterującego jej przesuwem. Anoda potrzebuje określonego czasu na wyhamowanie ruchu. Aby obie elektrody nie zetknęły się na końcu procesu wymagana jest odpowiednia regulacja odstępu czasowego pomiędzy wyłączeniem zasilania przesuwu elektrody a zasilaniem łuku (rysunek 6.1).



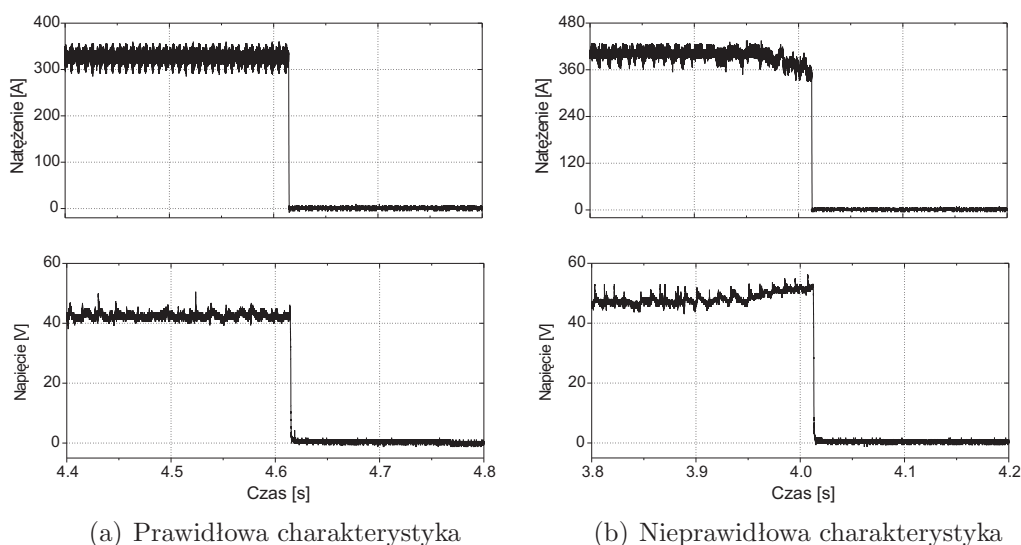
Rysunek 6.1: Schemat odłączania zasilania łuku. W chwili t_e zostaje wyłączone zasilanie silnika sterującego przesuwem anody. Po czasie $t_a - t_e$ zostaje odcięte zasilanie łuku a jego napięcie spada od wartości U_0 do 0. W chwili t_g ustaje przepływ gazu.

Generator SAFMIG umożliwia dobór odstępów czasowych i synchronizację pomiędzy układem sterowania elektrodą, łukiem i dopływem gazu. Aby w chwili wyłączania procesu warunki były zbliżone do warunków panujących w plazmie podczas jego trwania należy jako pierwsze odłączyć zasilanie przesuwem anody a następnie zasilanie łuku. Na końcu odcina się dopływ mieszanki gazowej aby osłonić rozżarzoną końcówkę elektrody przed powietrzem atmosferycznym.

Przykładowe charakterystyki prądowo-napięciowe przedstawiono na rysunku 6.2. Przy prawidłowej synchronizacji elementów układu generatora zarówno natężenie prądu jak i napięcie łuku pozostaje niemal niezmiennic do momentu odłączenia wyładowania (rysunek 6.2a). W praktyce odstęp czasowy $t_a - t_e$ wybierano z zakresu od 0.06 do 0.1 s. Jeśli anoda została zatrzymana za wcześnie, wydłużenie łuku powoduje wzrost napięcia i spadek natężenia prądu łuku (rysunek 6.2b).

Ponieważ wyładowanie MIG-MAG jest procesem dynamicznym, w którym na końcu elektrody powstają krople przenoszone następnie do powierzchni katody, nie ma możliwości określenia na jakim etapie powstawania kropli wyłączono zasilanie łuku. Z tego powodu możliwe jest jedynie obserwowanie systematycznych tendencji a nie dokładne porównywanie otrzymanych wyników. Szczegółowa analiza wymagałaby dużej statystyki danych pomiarowych.

Odształcenia płynnego metalu w wyniku krzepnięcia i krystalizacji mogą deformować formę końcówki anody, dlatego w przypadku natryskowego sposobu transferu metalu w łuku nie zawsze obserwowano zawężenie końca elektrody (rysunki 6.9a i 6.9b).



Rysunek 6.2: Przykładowe charakterystyki prądowo-napięciowe zakończenia procesu MIG-MAG.

6.2 Procedura pomiarowa

Pierwotny skład chemiczny elektrody (skład chemiczny stopu stali elektrodowej) został przedstawiony w tabeli 3.2 na stronie 46. Badane próbki anody zostały otrzymane w procesach przeprowadzonych w różnych mieszankach gazu osłonowego (proporcje argon - dwutlenek węgla) i dla różnych parametrów wyładowania. Przepływ gazu w każdym przypadku wynosił około 20 l/min. Dokładny skład stosowanych mieszanek gazowych oraz wartości natężenia prądu wyładowania i szybkości przesuwu elektrody zostały zamieszczone w legendzie ilustracji (rysunki: 6.3, 6.4, 6.6 - 6.15).

Każdy fragment anody został wypolerowany wzdłuż osi elektrody za pomocą urządzenia MECAPOL P220S PRESI. Zastosowano papiery polerskie MECAPREX (ziarnistość od p120 do p4000) zwilżane alkoholem etylowym oraz płyn polerski. Końcówki elektrody były dodatkowo oczyszczane przy wykorzystaniu ultradźwięków.

Do obserwacji i analizy składu chemicznego przygotowanych próbek wykorzystano elektronowy mikroskop skaningowy PHILIPS XL40 wyposażony w detektor EDX (Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy). Obrazowanie odbywa się poprzez rejestrację wstecznie rozproszonych elektronów wiązki (detektor BSE - Back Scattered Electron Imaging), które zderzając się sprężyście z jądrami atomów próbki zostały odbite w kierunku detektora. Obszary zawierające jądra pierwiastków o dużej liczbie atomowej rozpraszają więcej elektronów, stąd ich barwa jest jaśniejsza na obrazach BSE.

Analiza składu chemicznego próbki polega na rejestracji charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego. Dokładność wyznaczenia ilości składników metalicznych wynosi 1%. Pomiar zawartości tlenu jest obarczony błędem 5%. Wyznaczenie ilości węgla jest znacznie mniej precyzyjne. Skład chemiczny badanych próbek został określony w % atomowych. Obecność w niektórych próbkach wapnia (Ca) oraz tytanu (Ti) jest najprawdopodobniej wynikiem zanieczyszczenia ich powierzchni podczas polerowania.

Analogicznie jak w rozdziale 4, $I_{ArcOrigine}$ oznacza średnie natężenie prądu łuku a V_f (fr. fil - drut) prędkość podawania anody. We wszystkich przypadkach przepływ gazu wynosił około 20 l/min. Punkty koloru żółtego widoczne na rysunkach: 6.3, 6.4, 6.6 - 6.15 określają miejsca poddane analizie składu chemicznego.

6.3 Wyniki pomiarów

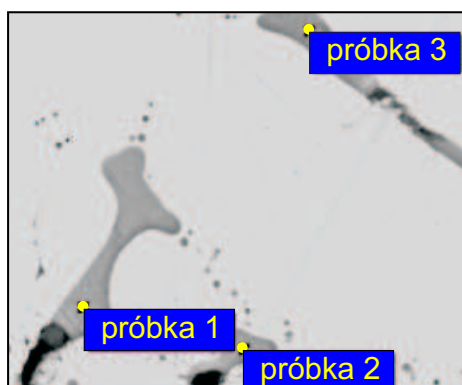
6.3.1 Segregacja składników materiału anody

W większości analizowanych próbek zaobserwowano segregację składników materiału elektrody (rysunki 6.3, 6.4). Różnice w składzie chemicznym objawiają się zmianą barwy wyraźnie widocznych struktur o zawartości poszczególnych pierwiastków odmiennej od początkowego składu elektrody.

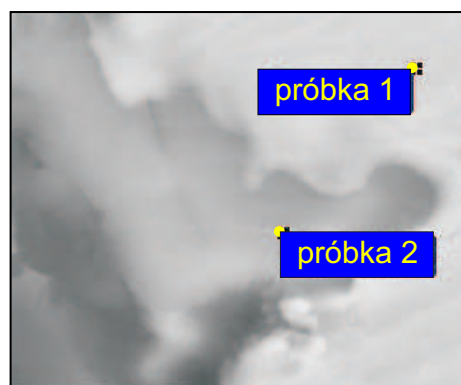
Wtrącenia obserwowane w badanych próbkach charakteryzują się zwiększoną zawartością składników, które są w mniejszości w stali elektrodowej (Mn, Si, C, Al). Duża ilość tlenu (do ponad 60%_{atom}) sugeruje, że składniki metaliczne mogą występować w badanych strukturach w postaci tlenków (np. Al_2O_3 , $MnO \cdot Al_2O_3$, $FeO \cdot Al_2O_3$, SiO_2 , MnO). Obecność węgla pozwala przewidywać powstawanie węglików żelaza lub innych pierwiastków stopowych (np. SiC). Korelacja pomiędzy zwiększoną ilością krzemu i manganu (rysunki: 6.3a, 6.3c i 6.4) może wynikać z tworzenia krzemków manganu. Analiza próbek przy użyciu mikroskopu elektronowego nie dostarcza jednak informacji dotyczących powstających związków chemicznych.

Miarą reaktywności danego pierwiastka jest energia swobodna Gibbsa danej reakcji chemicznej. W przypadku reakcji utleniania ma ona wartość ujemną dla większości metali. Oznacza to, że takie reakcje mogą zachodzić spontanicznie. Diagram Ellingham przedstawiony na rysunku 6.5 pokazuje zależność ΔG od temperatury dla wybranych reakcji utleniania. Położenie linii na wykresie obrazuje stabilność danego tlenku w funkcji temperatury. Im wyżej na diagramie Ellingham leży linia odpowiadająca danej reakcji utleniania tym powstający tlenek jest mniej stabilny i łatwiejszy do zredukowania. W miarę podążania w dół wykresu metale stają się bardziej reaktywne a ich tlenki trwalsze.

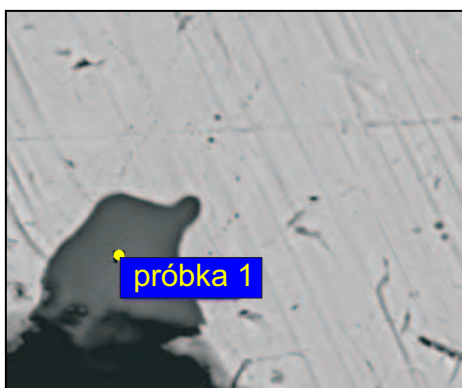
Dany metal może redukować tlenki wszystkich innych metali, których linie na wykresie 6.5 leżą powyżej linii reakcji z nim związanych. Zgodnie z powyższą analizą reakcje utleniania glinu (zachodzą w pierwszej kolejności [17]), manganu i krzemu zachodzą łatwiej niż utlenianie żelaza. Wymienione dodatki stopowe są standardowo stosowane jako odtleniacze żelaza.



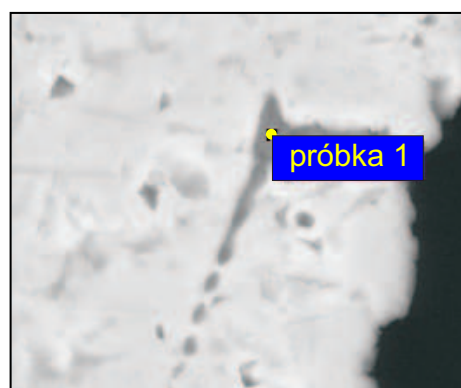
	C	O	Si	Cr	Mn	Fe
1	13.30	51.40	9.72	0.09	7.60	17.89
2	10.09	52.01	10.29	0.09	7.98	19.53
3	16.69	50.84	9.97	0.06	7.37	15.06



	C	O	Si	Cu	Mn	Fe
1	10.53	-	1.47	-	1.05	86.95
2	6.42	47.72	8.37	0.14	0.57	36.78

(a) $I_{ArcOrigine} = 146$ A, $V_f = 3.5$ m/min(b) $I_{ArcOrigine} = 240$ A, $V_f = 6.5$ m/min

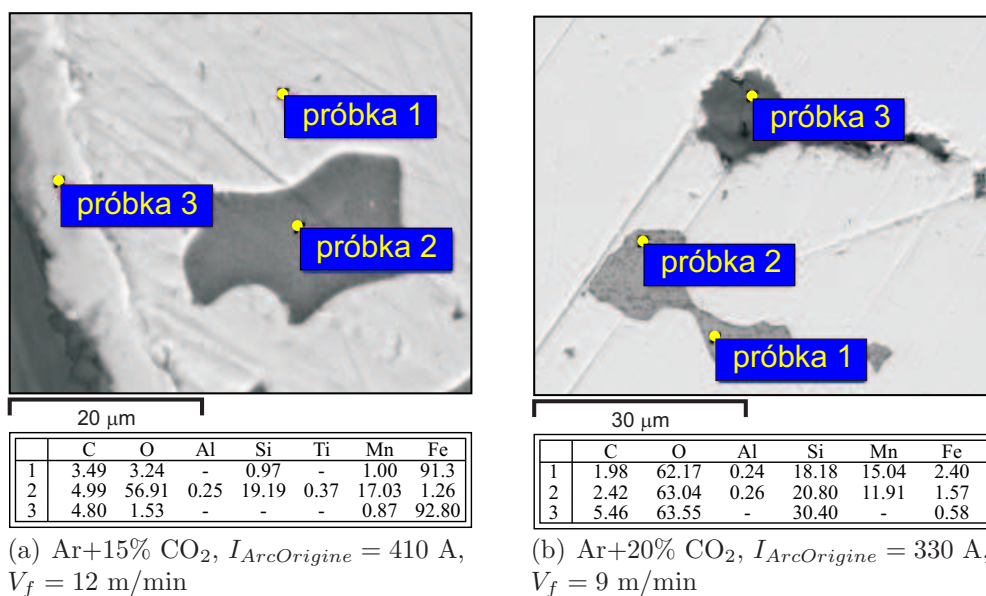
	O	Al	Si	S	Mn	Fe	Ca	Ti
1	62.93	0.53	15.59	0.19	15.82	4.61	0.19	0.13



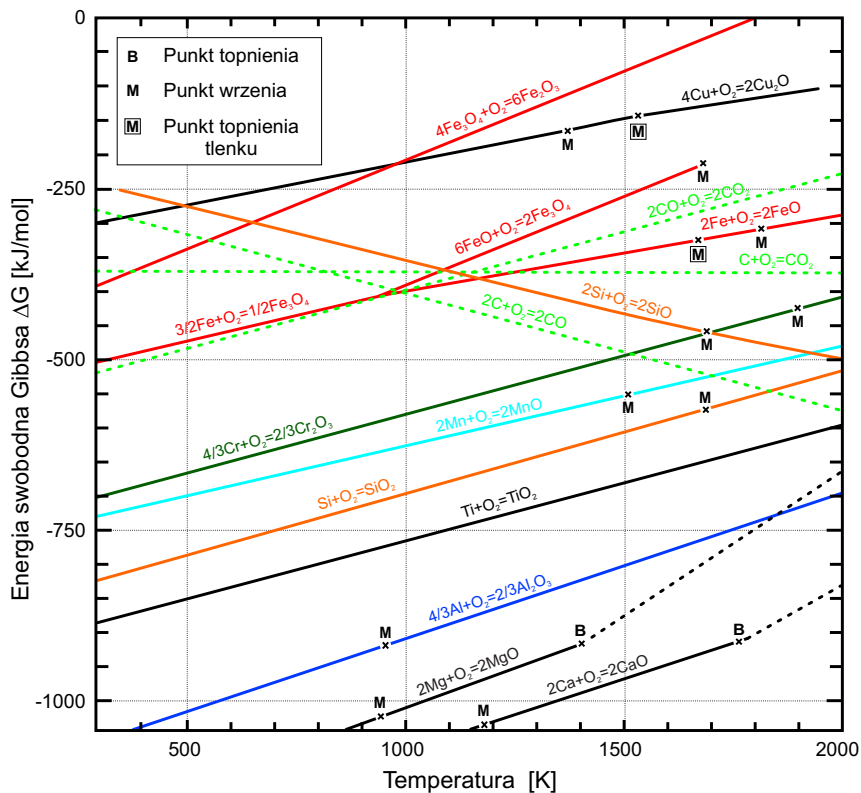
	C	O	Si	Cu	Mn	Fe
1	11.51	44.86	8.01	0.16	0.64	34.83

(c) $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min(d) $I_{ArcOrigine} = 410$ A, $V_f = 12$ m/min

Rysunek 6.3: Separacja składników stali elektrody topliwej. Wyładowanie w czystym argonie. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.



Rysunek 6.4: Separacja składników stali elektrody topliwiej. Wylądowanie w mieszance argonu i dwutlenku węgla. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.



Odmienne własności fizyko-chemiczne powstających związków chemicznych, w szczególności temperatura topnienia, może prowadzić do ich segregacji w płynnej końcówce elektrody i podczas krzepnięcia stopu. Silne parowanie składników stali z powierzchni elektrody i dyfuzja atomów gazu (CO_2 lub powietrza) nie pozostają bez wpływu na procesy zachodzące w płynnym metalu.

6.3.2 Powstawanie tlenków na powierzchni anody

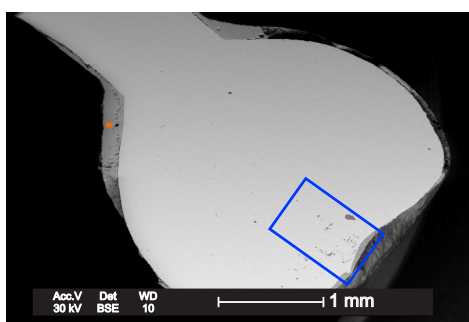
Przedstawione w rozdziale 4 wyniki obserwacji zależności formy łuku od rodzaju mieszanki gazowej i parametrów wyładowania nie określiły przyczyny zmiany kształtu łuku i sposobu transferu metalu w plazmie MIG-MAG. Zarówno węgiel jak i tlen dyfundują do wnętrza materiału elektrody zmieniając jej skład i własności fizyczne (np. napięcie powierzchniowe płynnej stali). Wykonane pomiary wskazywały, że zarejestrowane procesy mogą być związane ze zmianami zachodzącymi na powierzchni anody, które determinują formę doczepienia łuku do końcówki elektrody.

W przypadku wyładowania w czystym argonie dla niewielkiej wartości natężenia prądu łuku (odpowiadającej zwarciovemu sposobowi transferu metalu) na końcu elektrody pozostała duża kropla o wklęsłej podstawie (rysunek 6.6a). Jej struktura jest wyraźnie porowata (rysunek 6.6b). Kroplę otacza warstwa bogata w tlen o grubości sięgającej $60 \mu\text{m}$ i o zmienionych proporcjach składników stali w porównaniu z początkowym składem chemicznym elektrody.

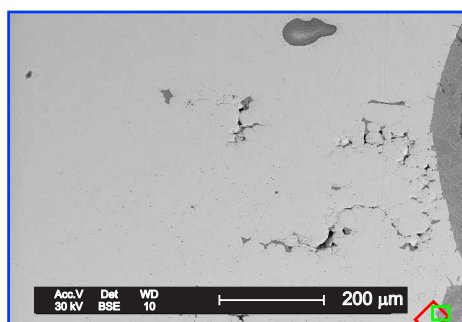
Przy podstawie kropli warstwa tlenków ma strukturę dendryczną (rysunek 6.6d). Pojawienie się dendrytów jest przejawem mikrosegregacji składników stali podczas krzepnięcia, która skutkuje wzrostem zawartości tlenu i składników odtleniających w tym obszarze. Rdzenie (części środkowe) dendrytów obfitują w składniki o wysokich temperaturach topnienia i powstają na początku procesu krzepnięcia [8].

U nasady kropli mikrosegregacja składników przyjmuje inną formę. Zaobserwowano owalne jasne struktury o dużej zawartości tlenu, żelaza i węgla (próbka 1 na rysunku 6.6e) otoczone związkami o dużej zawartości krzemu. Ciemniejsze obszary obserwowane w ich wnętrzu charakteryzują się zmniejszoną zawartością żelaza a podwyższoną ilością tlenu.

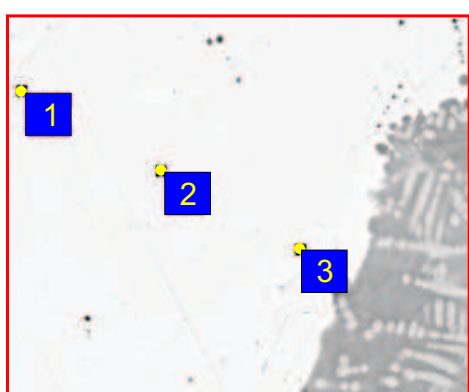
Zwiększenie natężenia prądu wyładowania do wartości około 240 A prowadzi do zmiany transferu metalu w łuku argonowym. Obserwowano reżim mieszany jako sytuację pośrednią pomiędzy modem grubokroplowym i natryskowym (rysunek 4.13). Wąska warstwa tlenków (o grubości do $10 \mu\text{m}$) jest obecna wówczas przy podstawie kropli (rysunek 6.7a) a na boku kropli znajduje się warstwa bogata w węgiel (rysunek 6.7b).



(a) Kształt końcówki elektrody

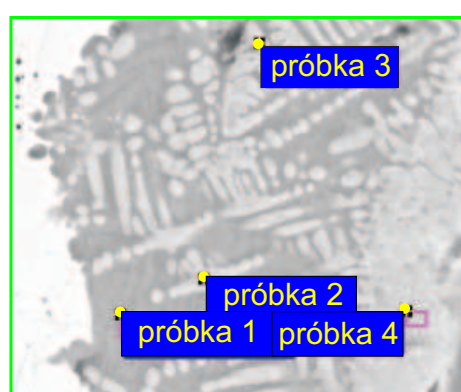


(b) Porowatość struktury



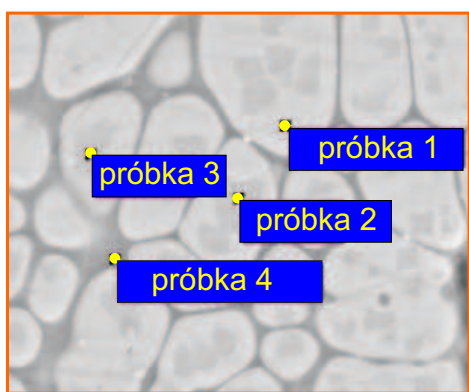
	C	Al	Si	Mn	Fe
1	19.80	0.29	0.62	0.52	78.77
2	23.68	0.38	0.50	0.40	75.04
3	11.20	0.63	0.38	0.55	87.24

(c) Analiza składu chemicznego



	C	O	Al	Si	Mn	Fe
1	3.24	54.55	0.28	10.86	4.04	27.04
2	13.83	48.65	0.22	1.46	2.79	33.04
3	10.92	48.74	0.13	1.79	3.94	34.48
4	3.52	55.74	0.16	0.07	4.97	35.54

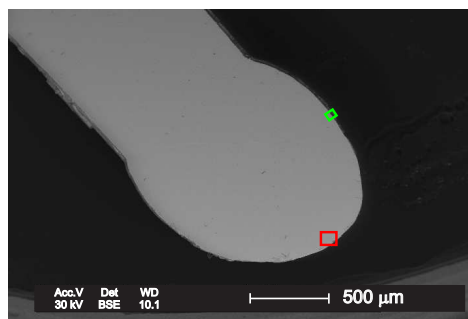
(d) Struktura dendryczna powierzchni



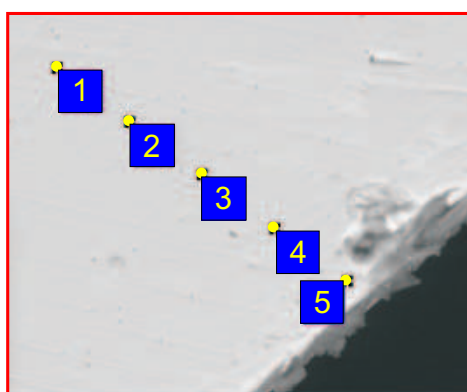
	C	O	Si	Mn	Fe
1	13.07	45.64	0.12	0.66	40.50
2	13.16	50.69	0.11	0.43	35.62
3	13.44	50.05	0.43	0.71	35.38
4	10.99	50.44	8.05	1.63	28.89

(e) Rozdzielenie składników przy powierzchni anody

Rysunek 6.6: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wylądowanie w czystym argonie - reżim zwarcia. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 146$ A, $V_f = 3.5$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.

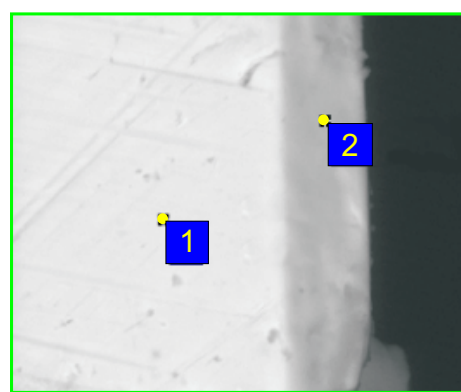


(a)



	C	O	Al	Si	Cu	Mn	Fe
1	15.37	-	0.45	1.25	0.26	1.11	81.56
2	17.31	-	0.36	1.45	0.22	1.22	79.43
3	11.74	-	0.37	1.49	0.29	1.37	84.74
4	13.38	-	0.41	1.51	0.21	1.24	83.24
5	16.21	23.24	0.40	1.13	0.20	0.84	57.99

(b)

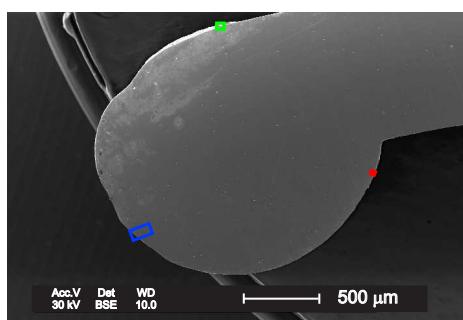


	C	Al	Si	Cu	Mn	Fe
1	10.78	0.44	1.57	0.25	1.18	85.78
2	24.13	1.13	1.34	0.18	0.83	72.39

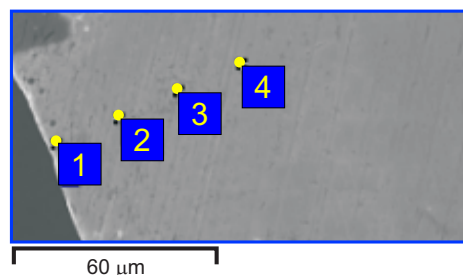
(c)

Rysunek 6.7: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w czystym argonie - reżim mieszany. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 240$ A, $V_f = 6.5$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.

Grubokroplowy sposób przenoszenia metalu w łuku zachodzi dla tej samej wartości natężenia prądu łuku ale w przypadku wyładowania w mieszance argonu i 15.4%_{obj} dwutlenku węgla (rysunek 6.8). Analiza składu chemicznego podstawy kropli ujawnia zwiększoną zawartość tlenu, węgla i krzemu. Od nasady kropli rozciąga się warstwa bogata w te trzy pierwiastki o grubości ponad 10 μm (rysunki: 6.8b i 6.8c).

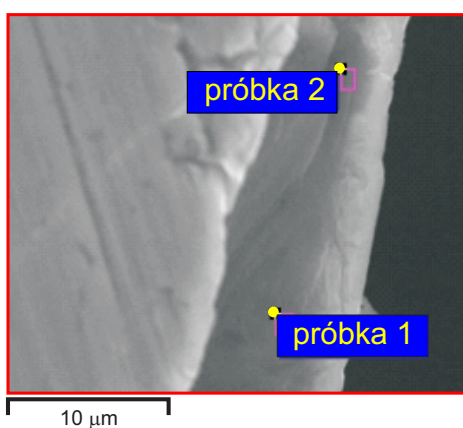


(a)



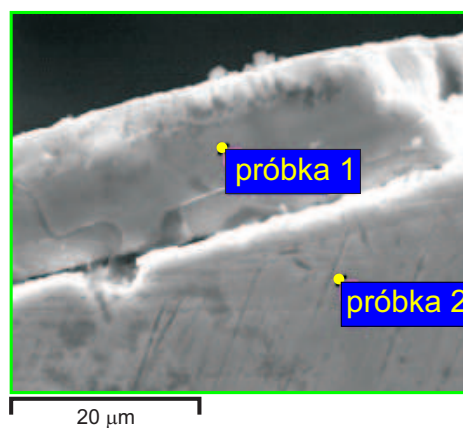
	C	O	Si	Ca	Cu	Mn	Fe
1	9.72	2.90	0.71	-	0.20	0.72	85.75
2	10.02	3.99	0.87	-	-	0.85	84.27
3	24.29	29.65	0.82	4.31	-	0.52	40.42
4	9.80	3.33	1.02	-	-	0.92	84.94

(b)



	C	O	Si	Mn	Fe
1	14.21	54.88	8.95	0.23	21.73
2	10.27	56.25	11.20	0.22	22.06

(c)

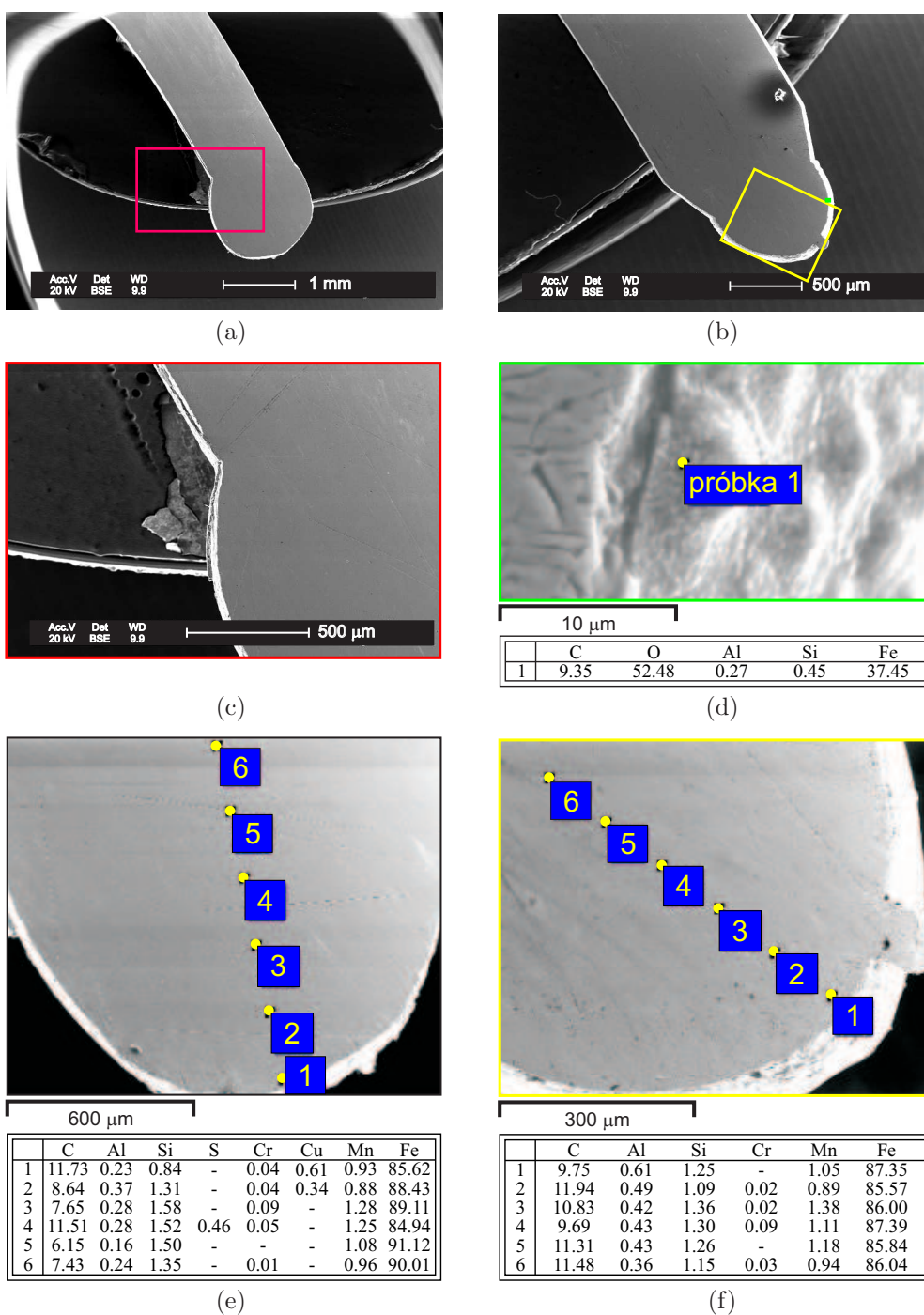


	C	O	Si	Mn	Fe
1	2.82	54.84	3.41	0.50	38.43
2	3.15	4.00	0.89	1.08	90.88

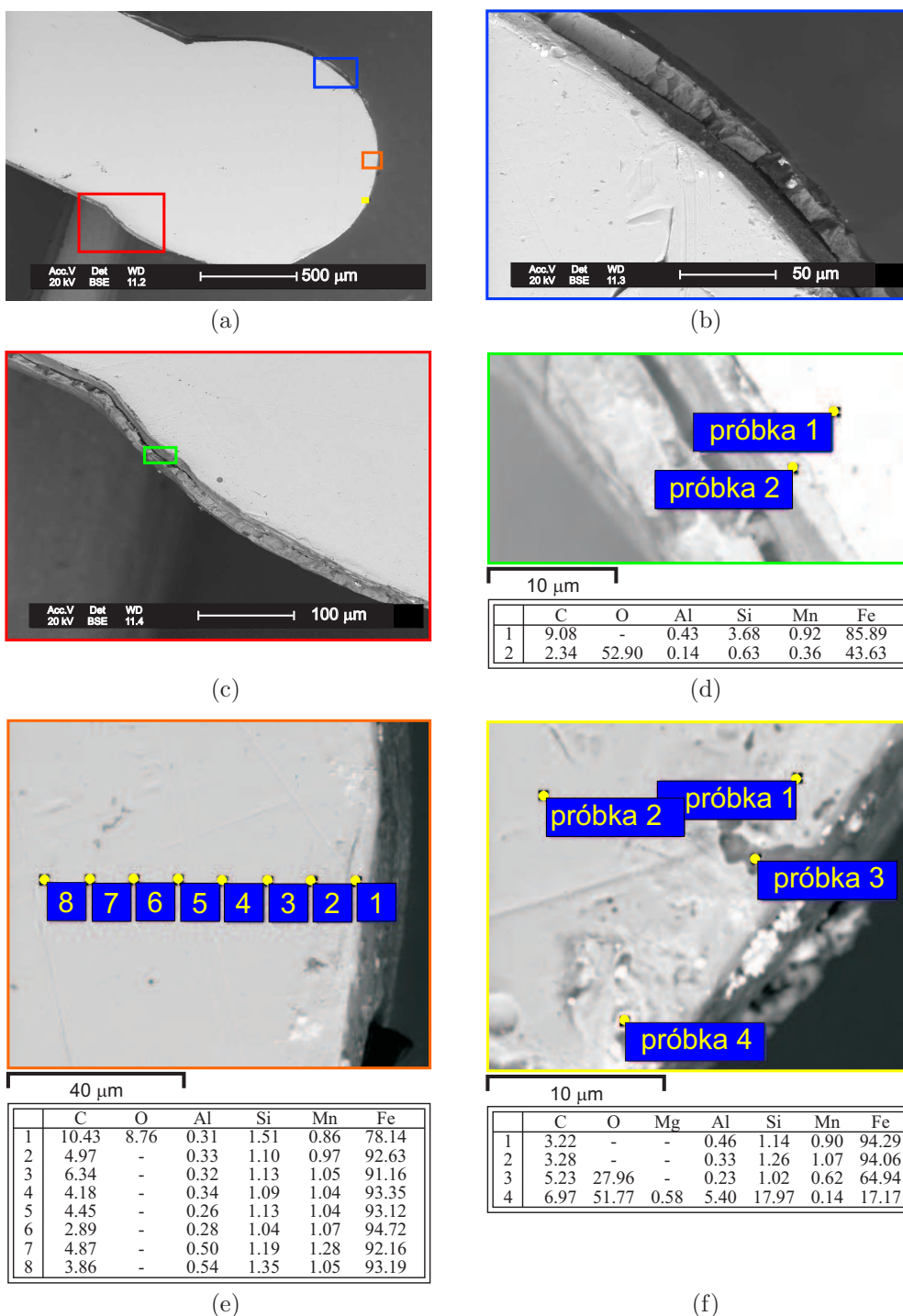
(d)

Rysunek 6.8: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w mieszance argonu i 15.4%_{obj} dwutlenku węgla - reżim grubokroplowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 240$ A, $V_f = 6.5$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.

Na rysunku 6.9 przedstawiono dwie możliwe formy końcówki elektrody: zakończona kroplą (rysunek 6.9a oraz rysunki: 6.9c i 6.9e) i zawężona (rysunek 6.9b oraz rysunki: 6.9d i 6.9f). Warunki wyładowania odpowiadały natryskowemu sposobowi transferu metalu w łuku. U nasady kropli wyraźnie widoczna jest warstwa będąca wynikiem kondensacji par metali i tlenków na powierzchni elektrody (rysunek 6.9c). Bardzo cienka warstewka bogata w tlen jest widoczna na rysunku 6.9d. Analiza składu chemicznego podstawy kropli nie wykazuje obecności tlenków (rysunki: 6.9e i 6.9f).



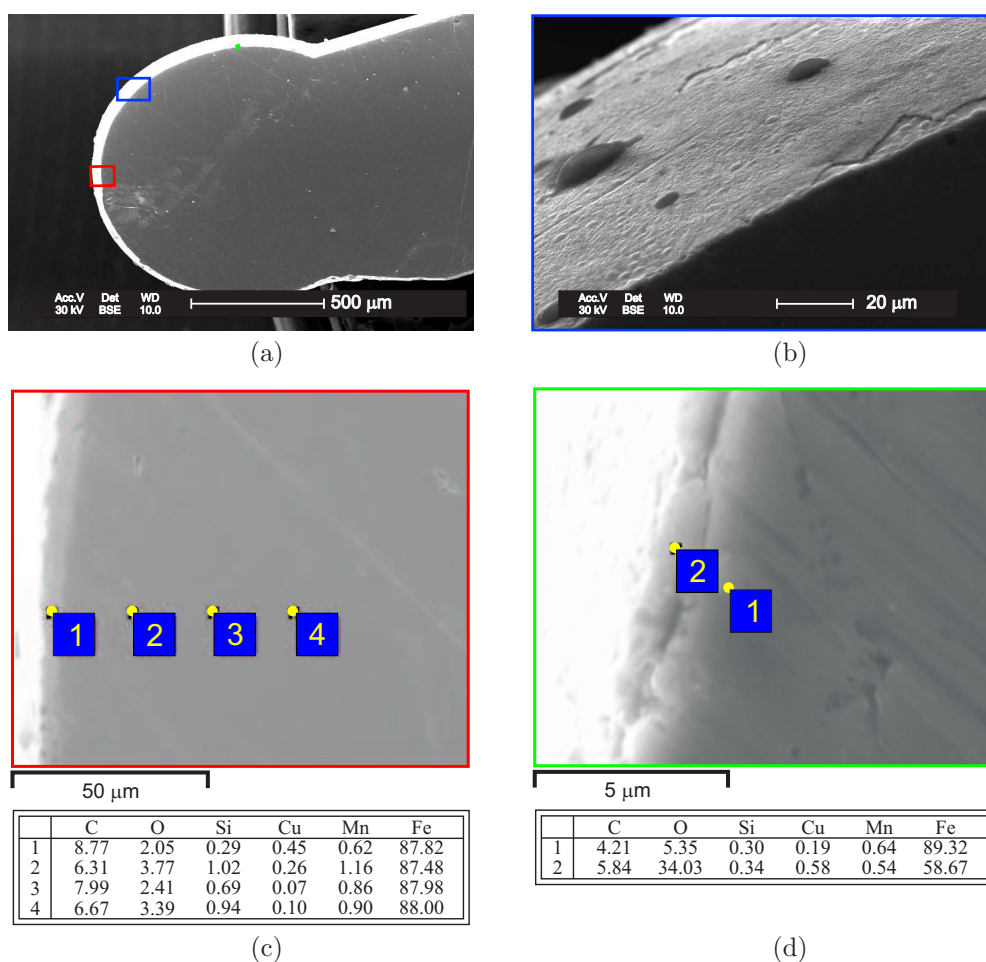
Rysunek 6.9: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w czystym argonie - reżim natryskowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych. Jasna obwódka wokół elektrody jest artefaktem i nie oznacza istnienia warstwy tlenków na jej powierzchni.



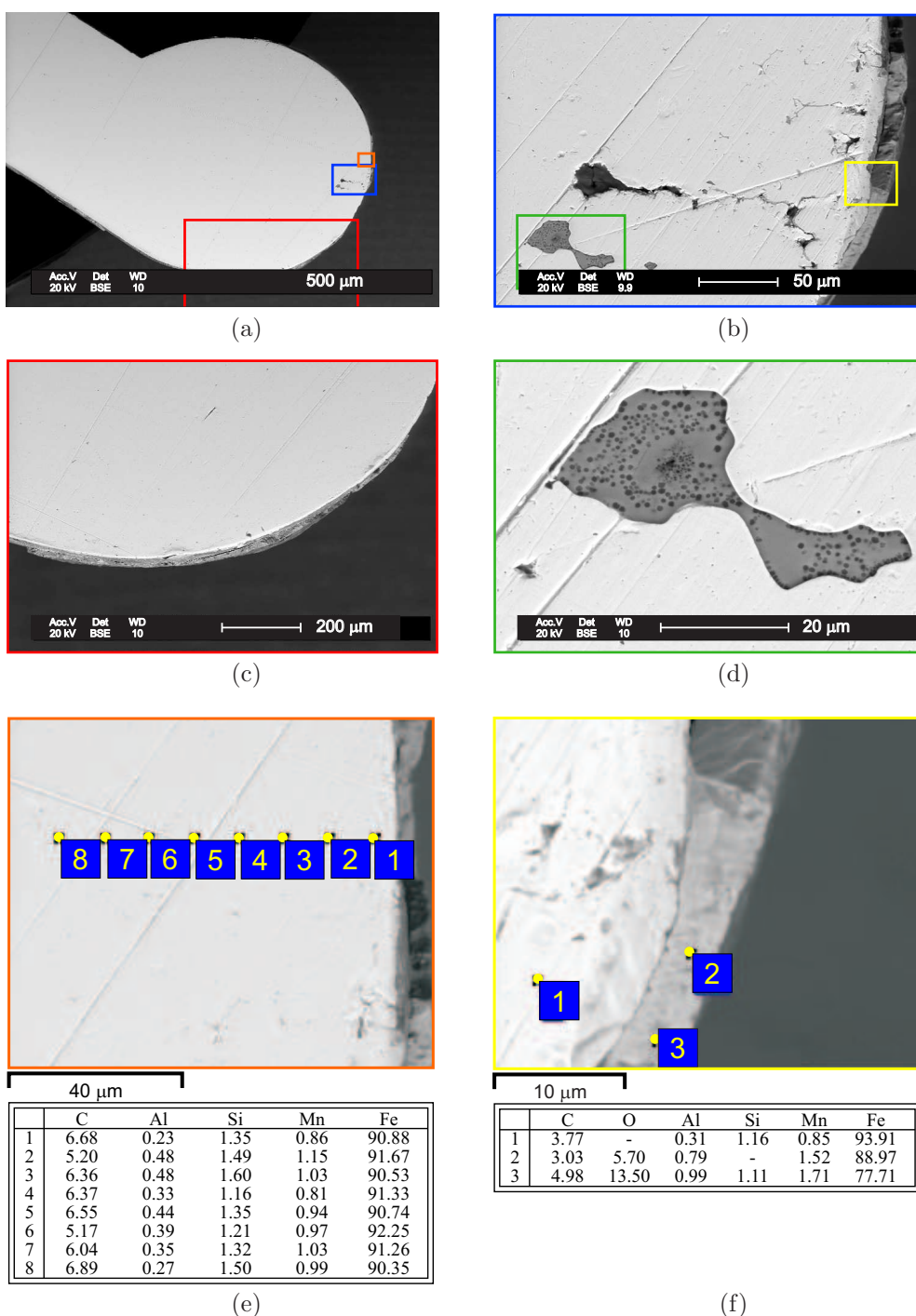
Rysunek 6.10: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w mieszance argonu i 5.4%_{obj} dwutlenku węgla - reżim natryskowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.

Po dodaniu 5.4%_{obj} CO₂ do gazu osłonowego łuk pracuje nadal w trybie natryskowym. Przy podstawie kropli obecność tlenu wykryto jedynie bezpośrednio w pobliżu jej powierzchni (punkt 1 na rysunku 6.10e) oraz w niewielkich wtrąceniach widocznych na rysunku 6.10f. Warstwę tlenków o grubości około 10 μm obserwowano u nasady i z boku kropli.

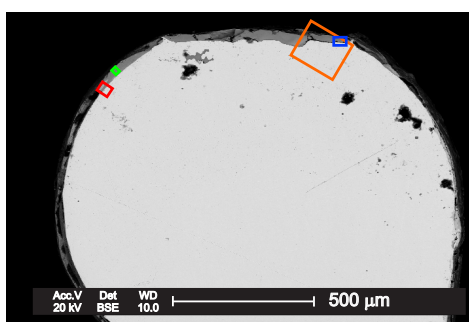
Gdy zawartość dwutlenku węgla w mieszance gazowej wynosiła 15.4%_{obj} łuk pracował w reżimie grubokropłowym. Zwiększona ilość tlenu i węgla była obecna w materiale kropli (rysunek 6.11c). Cienka warstwa tlenków otaczała całą kroplę (rysunki: 6.11b i 6.11c).



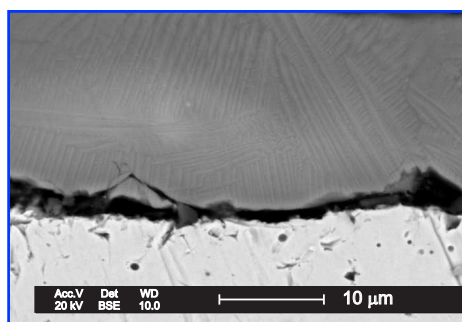
Rysunek 6.11: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w mieszance argonu i 15.4%_{obj} dwutlenku węgla - reżim grubokropłowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.



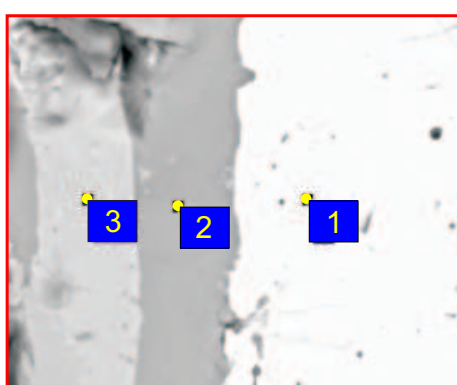
Rysunek 6.12: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w mieszance argonu i 20.2%_{obj} dwutlenku węgla - reżim grubokroplowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.



(a)

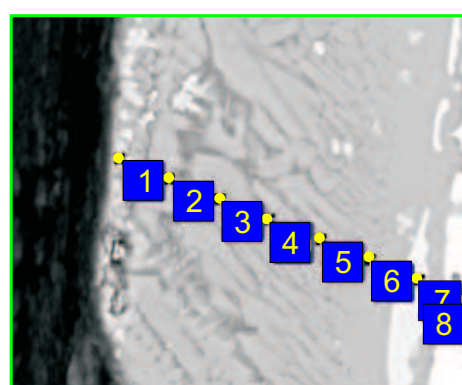


(b)



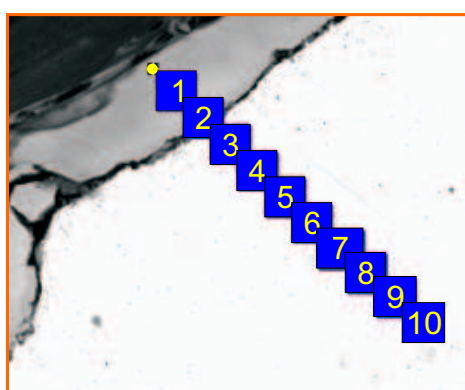
	C	O	Al	Si	Mn	Fe
1	6.77	-	0.37	0.65	0.70	91.51
2	3.39	55.93	0.08	13.59	13.49	13.53
3	4.24	50.28	-	-	7.42	38.06

(c)



	C	O	Al	Si	Ti	Cr	Mn	Fe
1	3.19	52.93	0.25	4.94	0.13	6.55	11.86	20.15
2	2.88	55.89	0.05	14.65	-	0.09	17.47	8.97
3	3.11	55.74	0.07	13.67	-	0.13	17.96	9.33
4	2.81	56.15	0.11	14.44	-	0.11	16.82	9.57
5	3.50	56.32	0.05	14.16	-	-	15.37	10.60
6	3.65	55.65	0.02	13.69	-	-	13.64	13.35
7	3.57	51.24	0.13	5.65	-	0.44	8.98	29.98
8	6.85	-	0.20	0.30	-	0.16	0.56	91.93

(d)

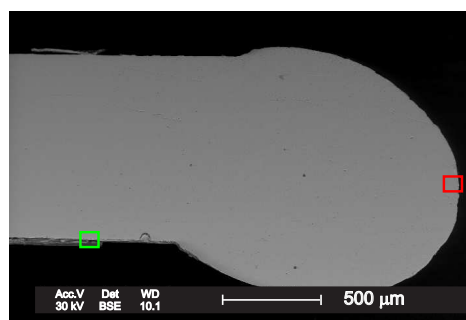


	C	O	Al	Si	Cu	Mn	Fe
1	5.24	57.61	0.02	15.47	-	15.36	6.30
2	3.84	61.21	0.01	15.61	-	13.51	5.81
3	36.82	36.41	0.08	15.60	-	5.72	5.38
4	5.78	-	0.33	0.32	0.31	0.29	92.96
5	8.41	-	0.24	0.33	-	0.39	90.63
6	12.90	-	0.20	0.29	-	0.31	86.31
7	8.75	-	0.28	0.43	-	0.28	90.26
8	10.24	-	0.16	0.25	-	0.30	89.04
9	8.41	-	0.48	0.15	-	0.18	90.78
10	7.21	-	0.24	0.17	-	0.20	92.17

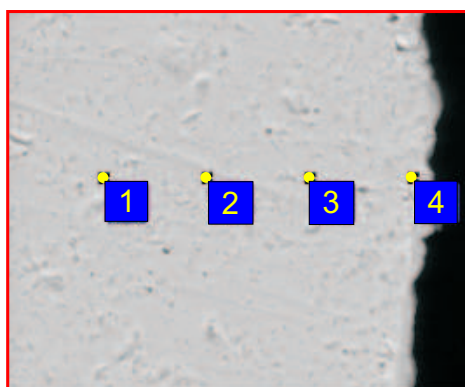
(e)

Rysunek 6.13: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w mieszance argonu i 40.1%_{obj} dwutlenku węgla - reżim grubokroplowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 330$ A, $V_f = 9$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.

Dla dużej ilości dwutlenku węgla w mieszance gazowej (20.2%_{obj} i 40.1%_{obj}) grube warstwy tlenków o dużej zawartości krzemu, manganu, aluminium i węgla otaczały całe krople (rysunki: 6.12 i 6.13). Jednocześnie brak tlenu bezpośrednio pod powierzchnią warstwy (rysunki: 6.12e, 6.12f, 6.13c i 6.13e) może oznaczać, że dyfuzja tlenu do wnętrza kropli jest ograniczona.



(a)



	C	Al	Si	Cu	Mn	Fe
1	38.74	0.27	0.95	0.13	0.86	59.06
2	28.70	0.17	1.05	0.17	0.95	68.96
3	21.05	0.16	1.21	0.10	1.02	76.46
4	50.17	0.07	0.99	0.12	0.71	47.94

(b)



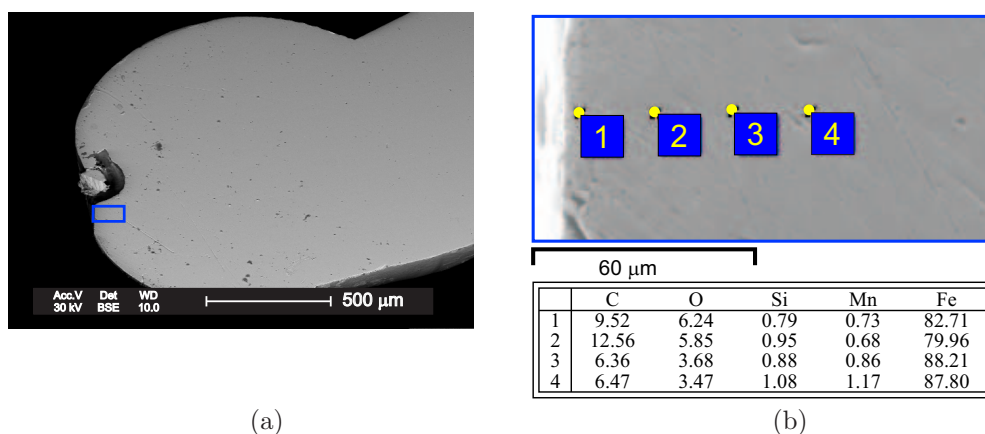
	C	O	Si	Mn	Fe
1	20.23	-	1.07	0.85	77.85
2	13.23	35.61	-	0.54	50.62

(c)

Rysunek 6.14: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w czystym argonie - reżim natryskowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 410$ A, $V_f = 12$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.

Po zwiększeniu natężenia prądu wyładowania do wartości około 410 A dla wyładowania w czystym argonie jedynie powyżej kropli obserwowano warstwę składającą się głównie z żelaza, tlenu i węgla (rysunek 6.14c). Ponieważ w tym obszarze elektroda nie uległa stopieniu jest to najprawdopodobniej wynikiem kondensacji tlenków na jej powierzchni. Po dodaniu 15.4%_{obj} dwu-

tlenku węgla do mieszanki gazowej łuk nadal pracował w reżimie natryskowym. W materiale kropli wykryto obecność tlenu (rysunek 6.15b) ale nie obserwowano warstwy tlenków na jej powierzchni.



Rysunek 6.15: Obserwacje kształtu i powierzchni końcówki anody. Wyładowanie w mieszance argonu i 15.4%_{obj} dwutlenku węgla - reżim natryskowy. Parametry startowe generatora: $I_{ArcOrigine} = 410$ A, $V_f = 12$ m/min. Zawartości poszczególnych składników zamieszczonych w tabelach są wyrażone w % atomowych.

6.4 Podsumowanie

Wyniki analizy pomiarów zebrano w tabelach: 6.1, 6.2 i 6.3. W pierwszych kolumnach tabeli zamieszczono warunki wyładowania, w drugich wymieniono pierwiastki obecne we wtrąceniach obserwowanych w materiale kropli, w trzecich określono grubość warstw obserwowanych na powierzchni kropli a w ostatnich kolumnach ich skład chemiczny. Pierwiastki, których zawartość w analizowanej próbce nie przekracza 10%_{atom} umieszczono w nawiasach.

Warstwa tlenków otaczająca końcówkę elektrody jest charakterystyczna dla zwarcowego i grubokroplowego sposobu transferu metalu w łuku. Wzrost natężenia prądu wyładowania prowadzi do przejścia w reżim natryskowy i powoduje stopniowe zmniejszanie grubości warstwy aż do jej zaniku przy podstawie kropli (tabele: 6.1, 6.2). Zwiększanie zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym powoduje przyrost grubości powstającej warstwy (tabela 6.3). Nie ma natomiast wyraźnej korelacji pomiędzy parametrami wyładowania a powstawaniem wtrąceń będących wynikiem segregacji składników materiału elektrody.

Tabela 6.1: Porównanie składu chemicznego końcówek elektrod w przypadku wyładowania w czystym argonie.

Natężenie prądu <i>transfer metalu</i>	Wtrącenia	Grubość warstwy tlenków	Skład warstwy
146 A <i>zwarciowy</i>	O, Fe, C (Si, Mn, Cr)	~60 μm wokół kropli	O, Fe, C (Mn, Si, Al)
240 A <i>mieszany</i>	O, Fe (Si, C, Mn, Cu)	~10 μm	O, Fe, C (Si, Mn, Al, Cu)
330 A <i>natryskowy</i>	O, Mn, Si (Fe, Al)	-	-
410 A <i>natryskowy</i>	O, Fe, C (Si, Mn, Cu)	-	-

Tabela 6.2: Porównanie składu chemicznego końcówek elektrod w przypadku wyładowania w mieszance argonu i 15.4%_{obj} dwutlenku węgla.

Natężenie prądu <i>transfer metalu</i>	Wtrącenia	Grubość warstwy tlenków	Skład warstwy
240 A <i>grubokropłowy</i>	-	~15 μm	O, Fe, (Si, C, Mn) O, Fe, C, Si (Mn)
330 A <i>grubokropłowy</i>	-	~3 μm wokół kropli	Fe, O (C, Cu, Mn, Si)
410 A <i>natryskowy</i>	O, Si, Mn (C, Fe, Al)	-	-

Tabela 6.3: Porównanie składu chemicznego końcówek elektrod dla natężenia prądu łuku 330 A w różnych mieszankach gazu osłonowego.

% _{obj} CO ₂ <i>transfer metalu</i>	Wtrącenia	Grubość warstwy tlenków	Skład warstwy
Argon <i>natryskowy</i>	O, Mn, Si (Fe, Al)	-	-
5% _{obj} CO ₂ <i>natryskowy</i>	Fe, O, (C, Si, Mn, Al) O, Si, Fe, (C, Al, Mn)	~10 μm jedynie przy nasadzie kropli	O, Fe (C, Si, Mn, Al)
15% _{obj} CO ₂ <i>grubokropłowy</i>	-	~3 μm wokół kropli	Fe, O (C, Cu, Mn, Si)
20% _{obj} CO ₂ <i>grubokropłowy</i>	O, Si, (C, Fe) O, Si, Mn, (C, Fe, Al)	~10 μm wokół kropli	Fe, O (C, Mn, Al, Si)
40% _{obj} CO ₂ <i>grubokropłowy</i>	-	~30 μm wokół kropli	O, Si, Mn (Fe, C, Al)

Zgodnie z diagramem Ellingham, ujemna wartość energii swobodnej Gibbsa określa zdolność poszczególnych metali do reagowania z tlenem. Dodatki stopowe stali (Al, Mn, Si) mogą migrować wewnątrz płynnej strefy anody i koncentrując się na zewnątrz kropli tworzyć warstwę tlenków. Analiza mikrostruktury końcówek anody otrzymanych w procesach MIG-MAG wykazała wyraźny związek pomiędzy formowaniem się warstwy tlenków na jej powierzchni a sposobem transferu metalu w łuku.

Zawartość składników utleniających w gazie osłonowym powoduje dyfuzję tlenu do wnętrza płynnej kropli. Tlenki metali obecnych w materiale elektrody (Si, Cr, Mn, Fe, Al) należą do grupy tlenków chroniących [8] co oznacza, że ich warstwa osłania metal przed dalszym utlenianiem. To może wyjaśniać brak zawartości tlenu w materiale kropli znajdującym się pod powierzchnią warstw o znacznych grubościach (rysunki: 6.6, 6.12, 6.13).

Modyfikacja składu chemicznego i struktury elektrody topliwej jest bez wątpienia przyczyną problemów z otrzymaniem reżimu natryskowego w łuku MAG przy dużej zawartości dwutlenku węgla w mieszance gazowej. Większość tlenków jest dobrymi izolatorami (np. Al_2O_3 jest stosowany jako izolator w świecach zapłonowych lub podkład układów scalonych). Dodatkowo wiele z powstających związków należy do materiałów ogniotrwałych (np. SiO_2 , Al_2O_3 , SiC). W rezultacie, dla dużej ilości CO_2 w gazie osłonowym, izolująca i odporna na wysoką temperaturę otoczka kropli utrudnia jej odrywanie i ogranicza przepływ prądu.

Zmiana warunków na powierzchni kropli prawdopodobnie zmusza łuk do zwiększenia obszaru doczepienia plazmy do końca elektrody w celu zachowania odpowiedniego przepływu prądu i tym samym prowadzi do modyfikacji kształtu wyładowania. Zwiększenie natężenia prądu łuku umożliwia efektywniejsze odparowywanie powierzchni anody i prowadzi do przejścia z reżimu grubokroplowego w reżim natryskowy. Te obserwacje mogą wyjaśniać dlaczego w przypadku dużej zawartości dwutlenku węgla w mieszance gazowej trudno otrzymać stabilną pracę łuku, bez rozprysku i formowania się dużych kropli.

Część IV
Zakończenie

Podsumowując wyniki badań wyładowania MIG-MAG można w punktach wymienić najważniejsze otrzymane rezultaty:

- Przeprowadzono wizualizację obszaru wyładowania w zależności od zawartości dwutlenku węgla w gazie osłonowym dla różnych parametrów wyładowania. Zaproponowano szczególną metodę obserwacji łuku przy zastosowaniu szybkiej kamery i filtra interferencyjnego, która umożliwia określenie obszaru przepływu prądu w łuku bez konieczności wykonywania badań spektroskopowych. Zwrócono uwagę na różnice pomiędzy reżimem grubokropowym obserwowanym w łuku argonowym i w wyładowaniu w gazie o dużej zawartości dwutlenku węgla. Zauważono powiązanie między kształtem kolumny plazmy a sposobem transferu metalu w łuku. Wykazano związek pomiędzy charakterystycznym stożkowym kształtem centralnej części wyładowania w reżimie natryskowym a rozdzieleniem obszarów intensywnej emisji pierwiastków metalicznych i emisji argonu.
- Przeprowadzono diagnostykę wyładowania MIG-MAG stosując metodę niezależną od stanu równowagi termodynamicznej w plazmie. Zwrócono uwagę na specyficzny rozkład temperatury elektronowej w łuku pracującym w reżimie natryskowym. Obniżenie wartości temperatury w centrum wyładowania w porównaniu ze strefą zewnętrzną plazmy nie było przewidziane w modelu MHD, co pozwala stwierdzić, że aktualnie nie ma modelu teoretycznego łuku MIG-MAG opisującego w sposób zadowalający warunki panujące w plazmie.
- Na podstawie obserwacji linii jonowych żelaza zauważono, że w zewnętrznej strefie wyładowania w czystym argonie w dużej odległości od osi łuku zachodzi jonizacja w wyniku zderzeń atomów argonu w stanach metastabilnych z atomami żelaza. Efekt Penninga pozwala przewidywać brak równowagi Sahy w plazmie typu MIG.
- Wykorzystując charakterystyczny rozkład koncentracji swobodnych elektronów i temperatury elektronowej w wyładowaniu MIG, wyznaczono po raz pierwszy parametry starkowskie 15 linii MnI i 10 linii FeI. Uwzględniając regularności w wartościach szerokości Starka dla linii emisyjnych należących do tego samego multipletu, dodatkowo dla linii atomowej żelaza 542.4 nm wyznaczono temperaturową zależność znormalizowanej szerokości starkowskiej w dużym zakresie temperatur.
- Przeprowadzono analizę mikrostruktury końcówek anody pochodzących z wyładowania w różnych mieszankach argonu i dwutlenku węgla.

Wykazano wpływ powstawania na powierzchni kropli ognioodpornych i izolujących warstw tlenków składników stopowych stali na charakter przenoszenia metalu w łuku.

Wyniki uzyskane przez autorkę pracy stanowią istotne uzupełnienie stanu wiedzy na temat własności plazmy MIG-MAG i wpływu rodzaju gazu osłonowego na charakter przenoszenia metalu w łuku. Większość z przeprowadzonych pomiarów była wykonywana po raz pierwszy. Otrzymane rezultaty mogą stać się podstawą rozwoju modeli łuków tego typu a także, dostarczając informacji na temat parametrów starkowskich linii metali, pomóc w badaniach astrofizycznych.

Dodatek A

Widmo emisyjne łuku plazmowego typu MAG

Warunki eksperymentu:

Argon + 2.3%_{obj} CO₂,

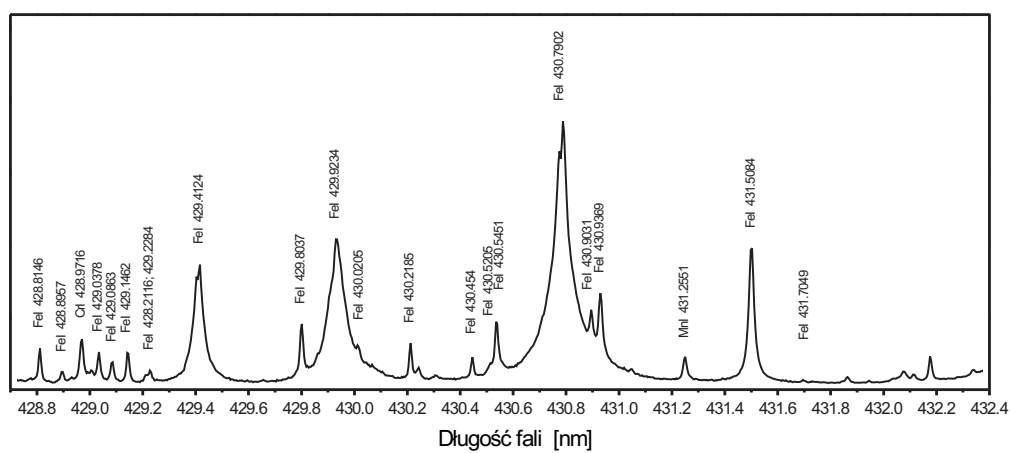
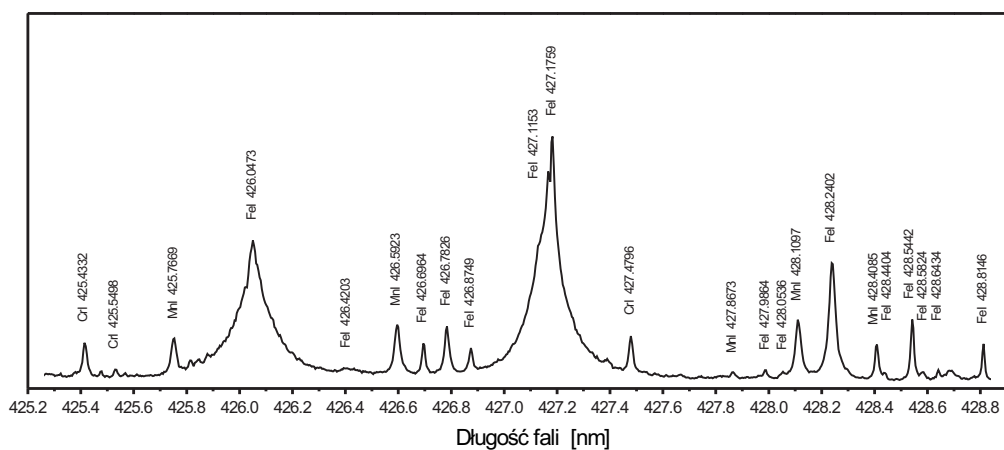
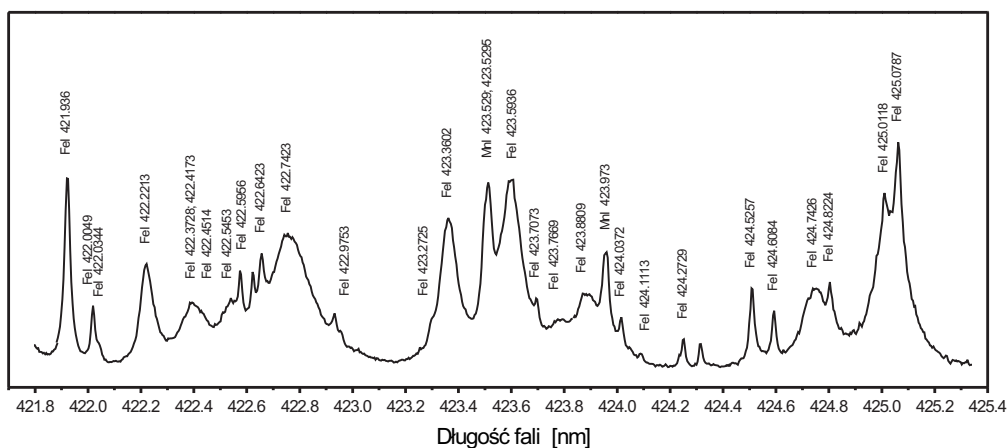
$V_{gaz} \approx 20$ l/min,

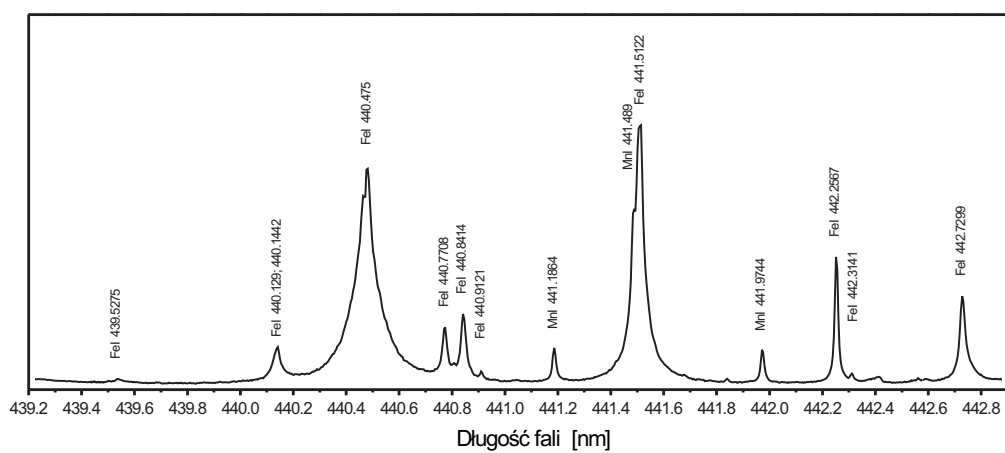
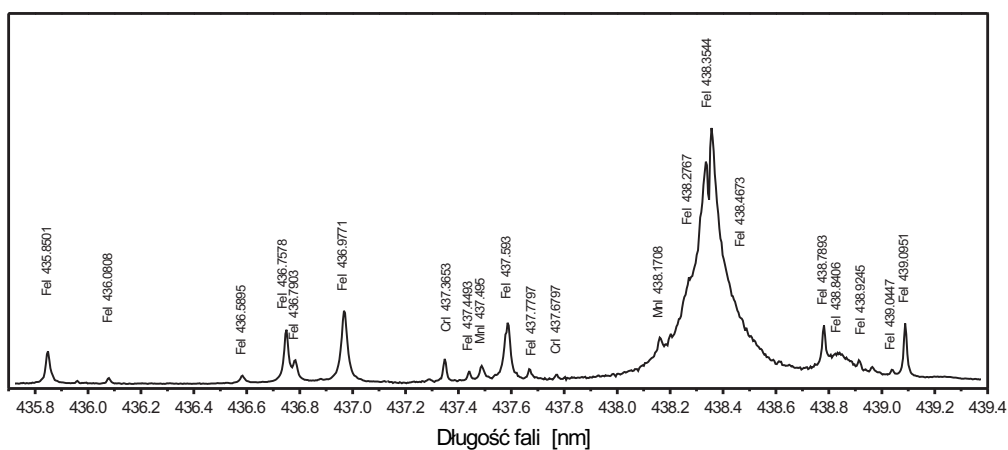
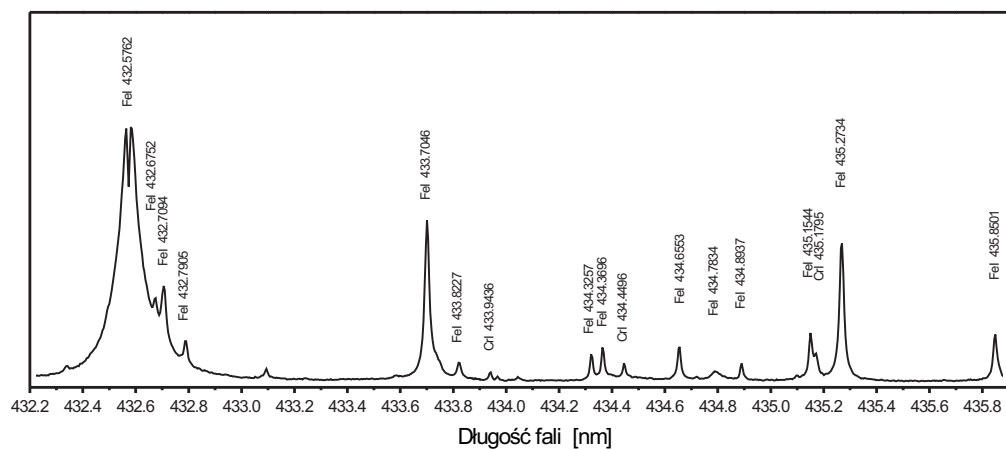
$I \approx 330$ A,

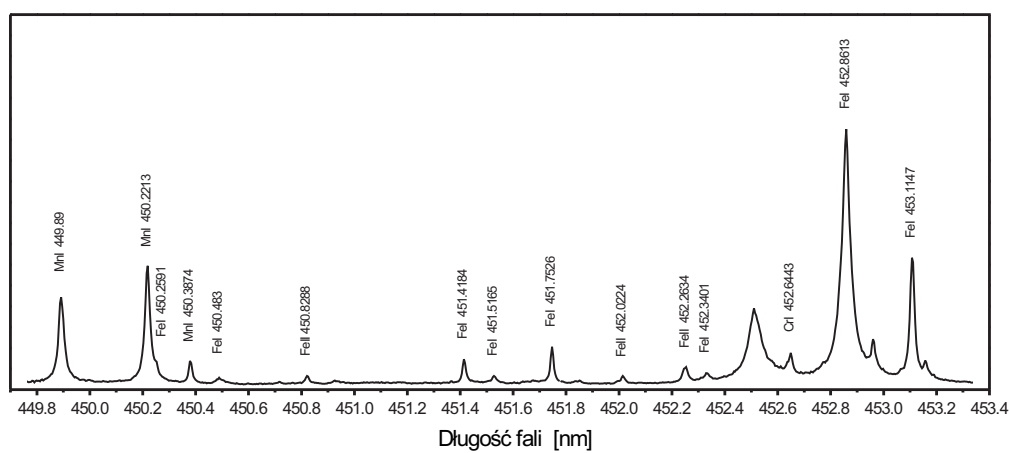
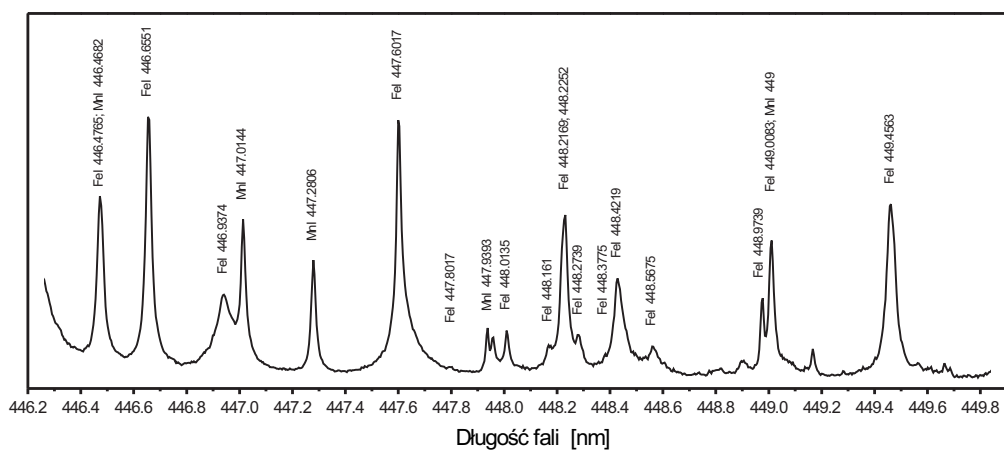
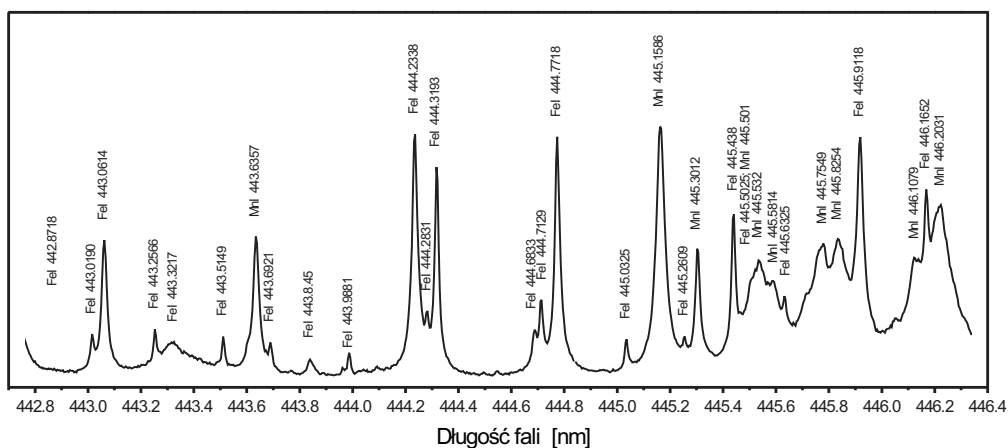
$U \approx 32$ V,

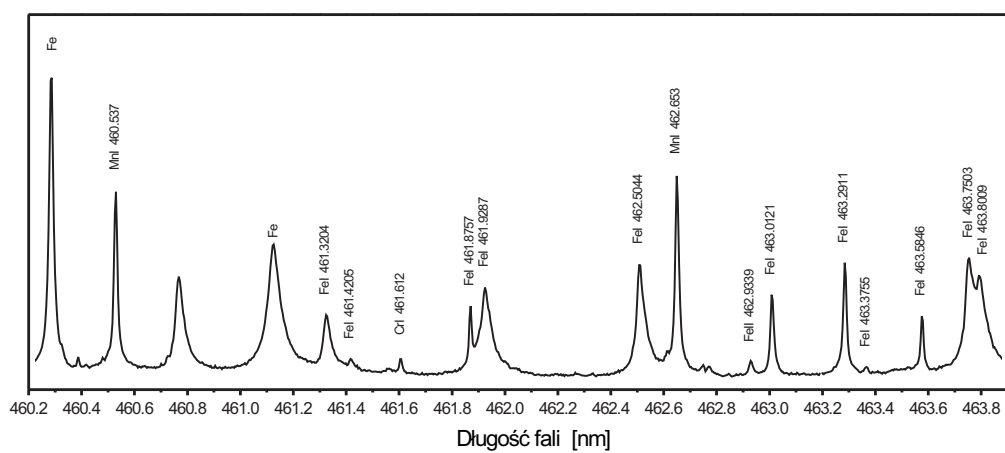
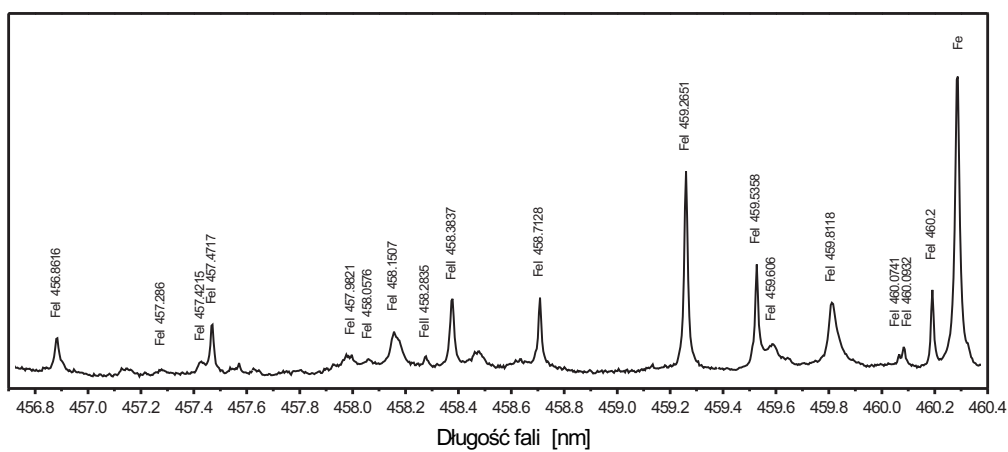
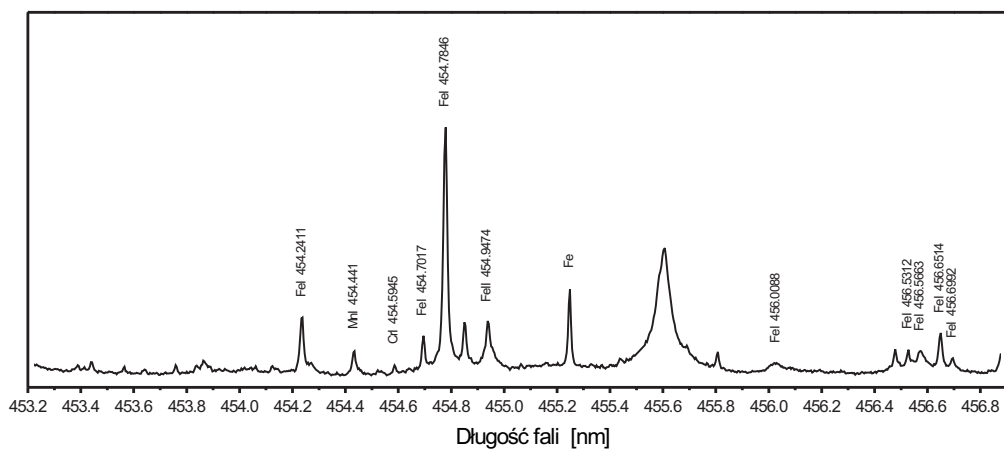
$V_f = 9$ m/min.

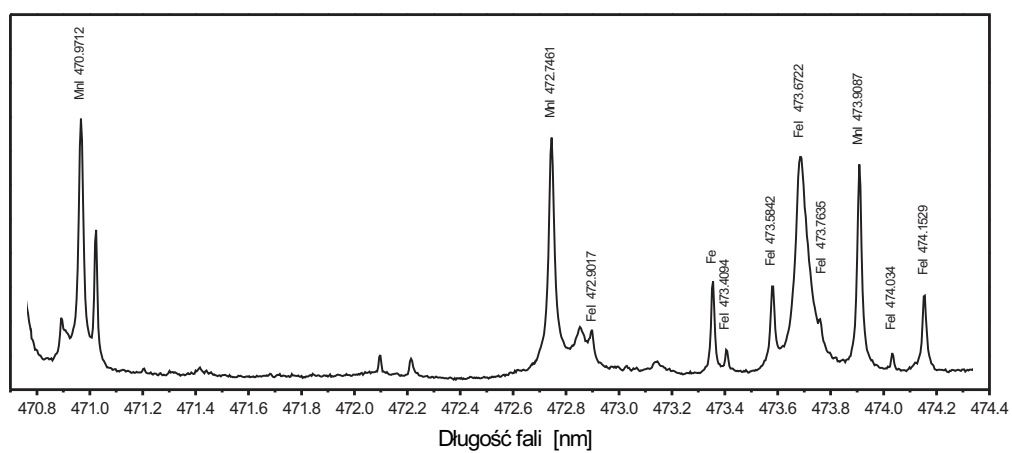
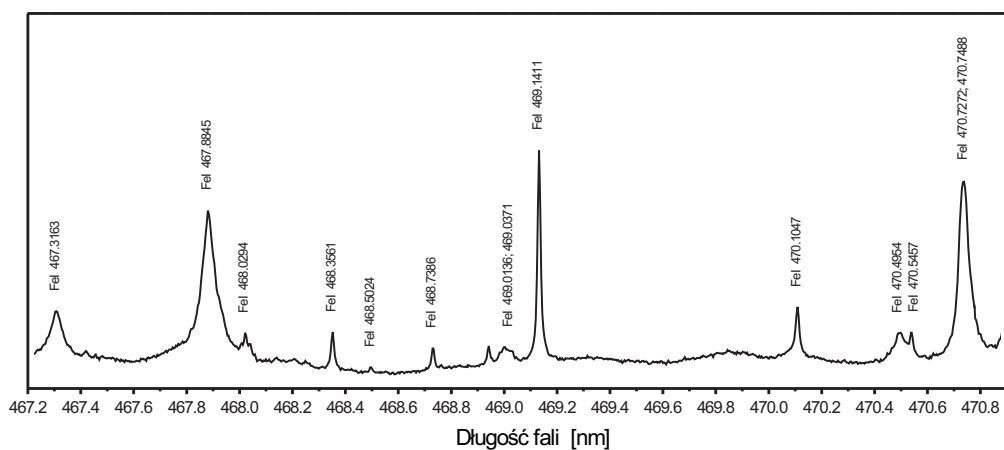
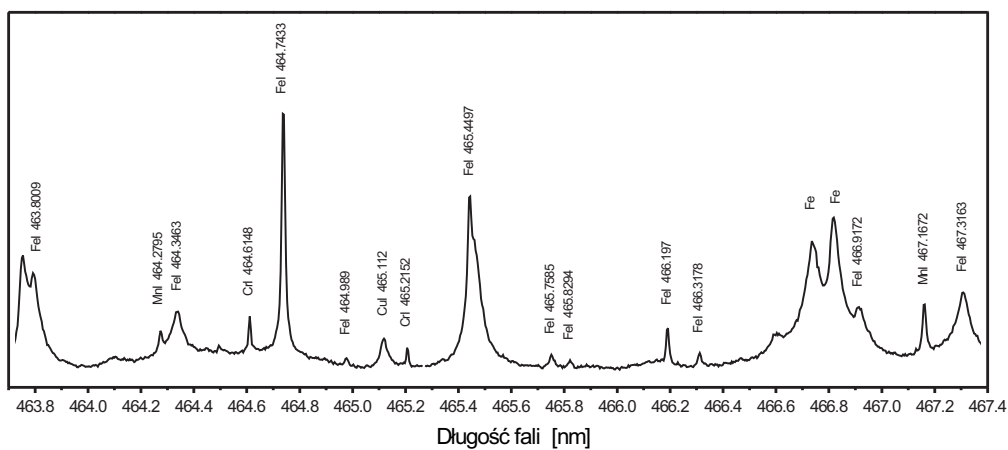
Widmo emisji łuku MAG pochodzące z obszaru znajdującego się w pobliżu osi łuku w warstwie oddalonej o 4.5 mm od powierzchni katody.

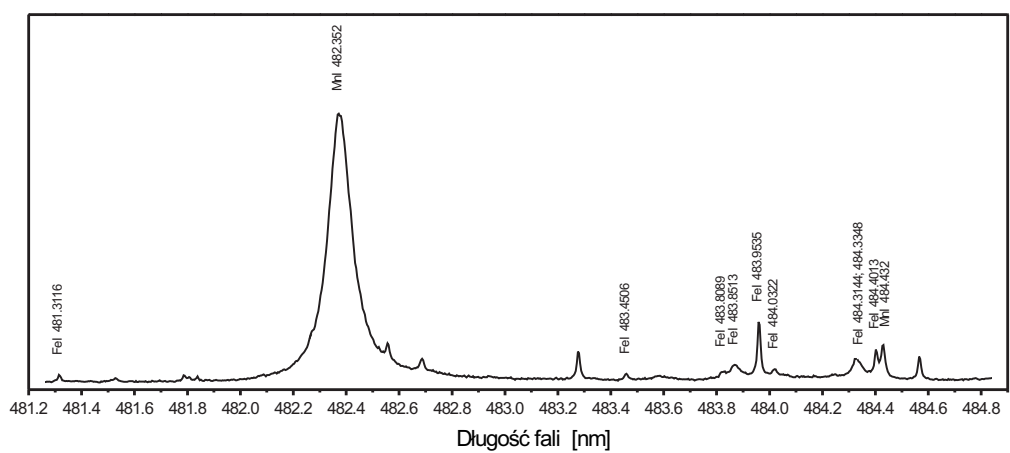
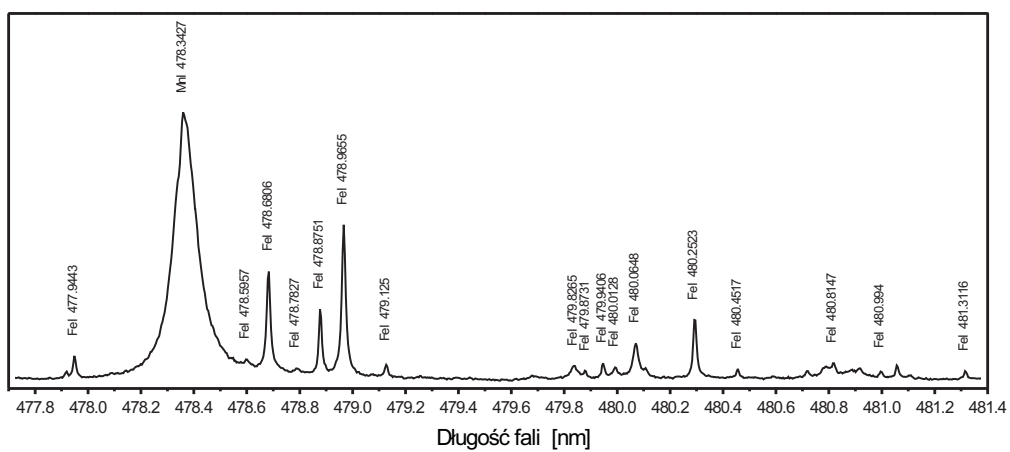
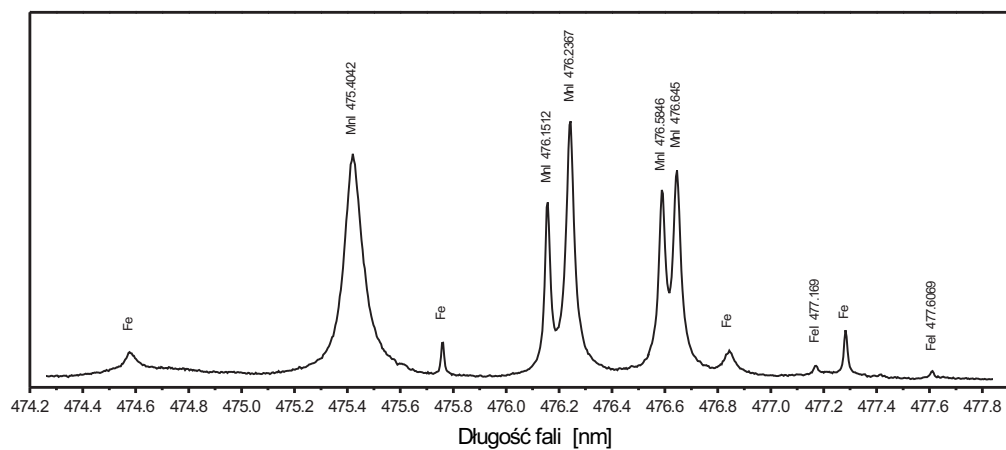


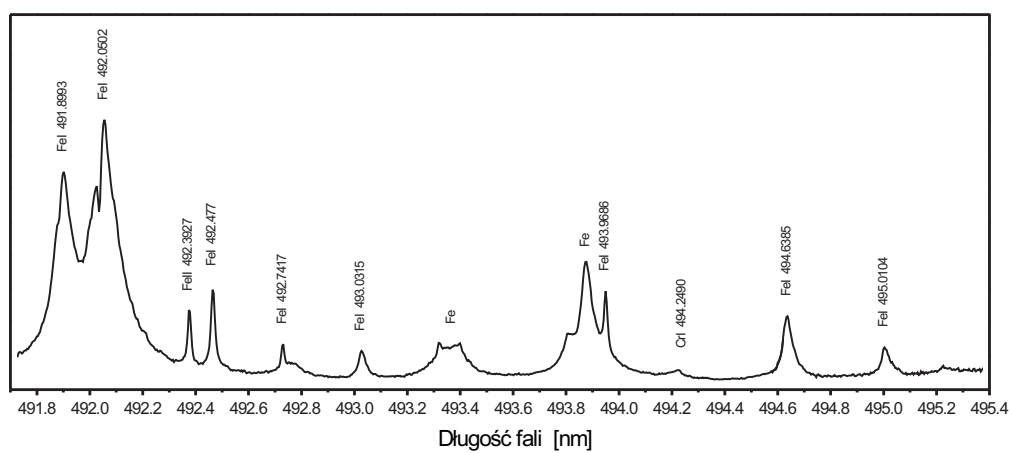
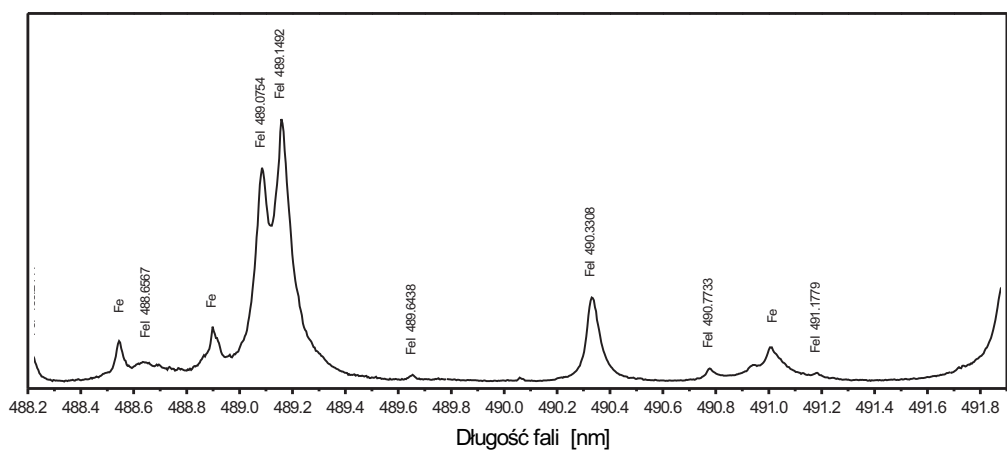
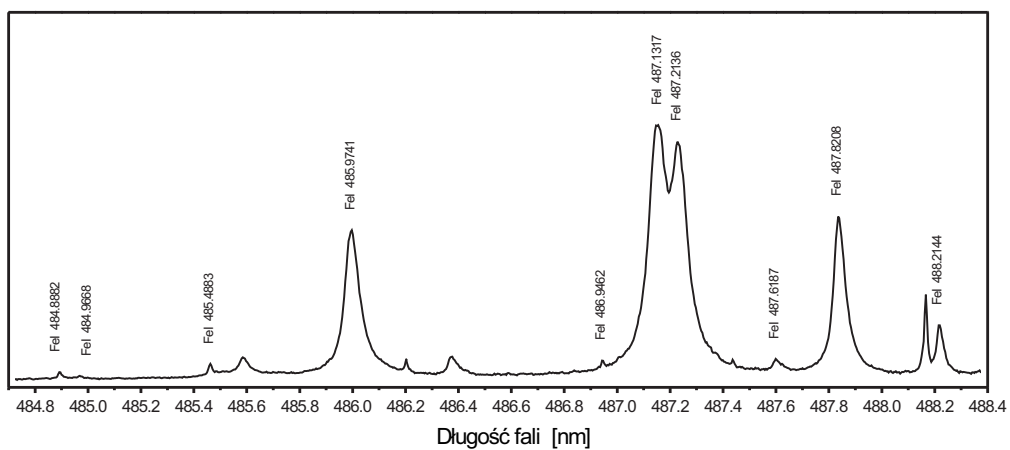


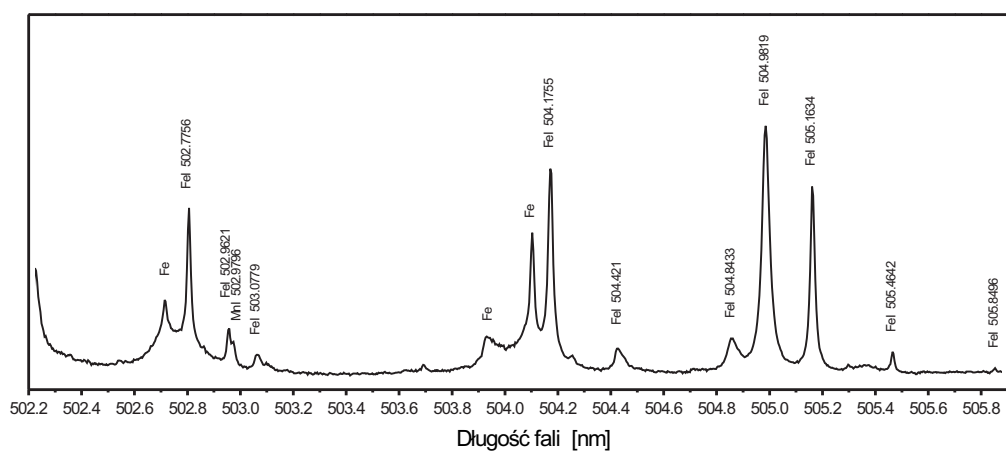
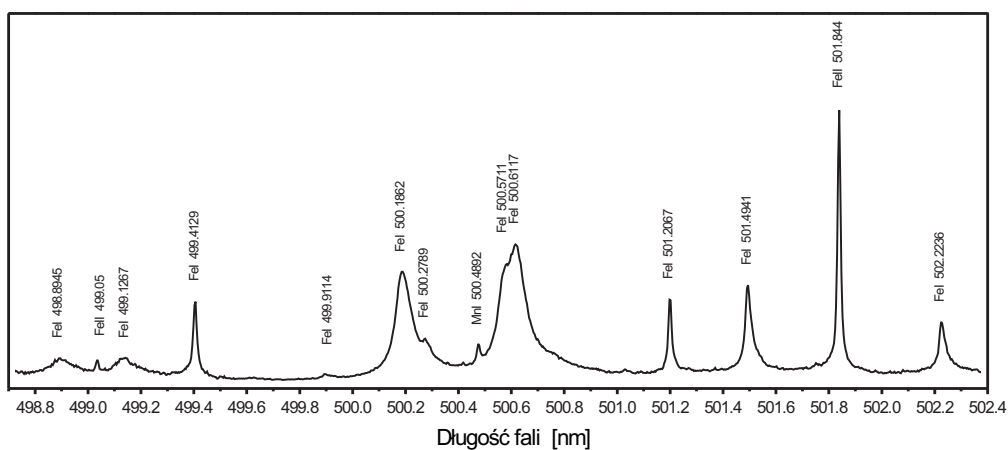
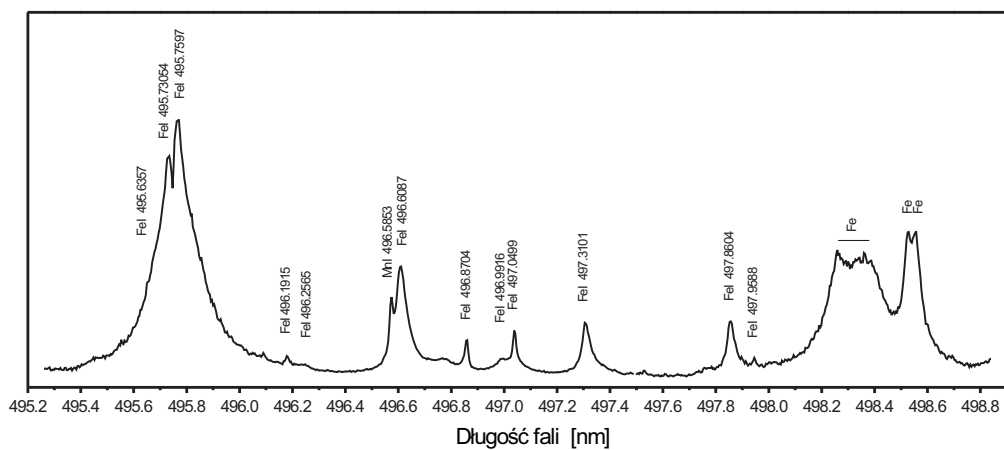


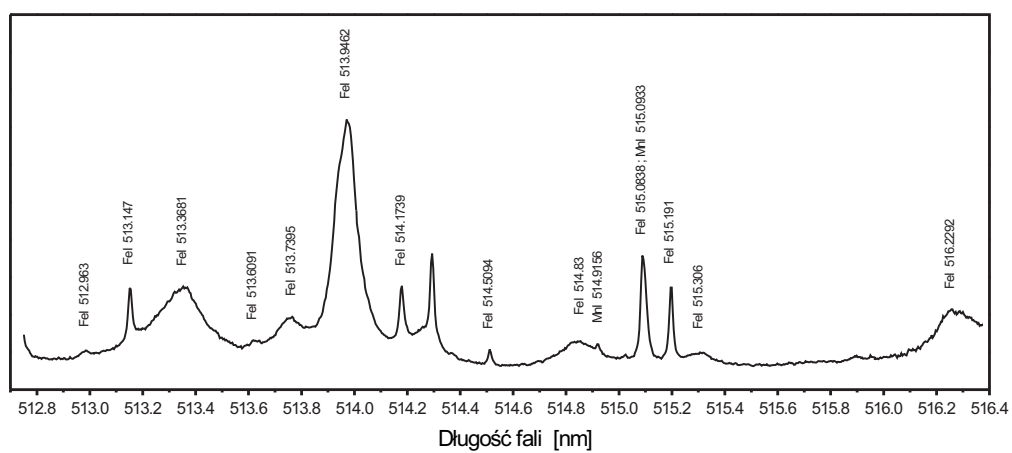
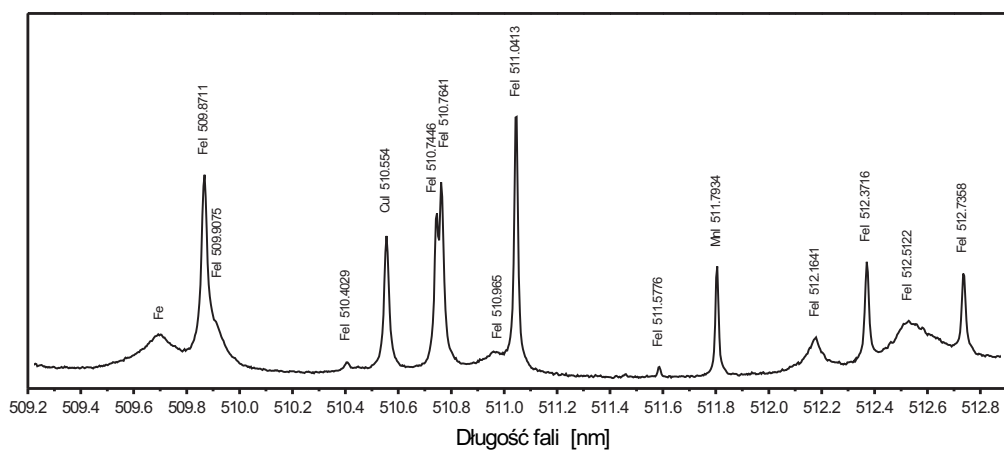
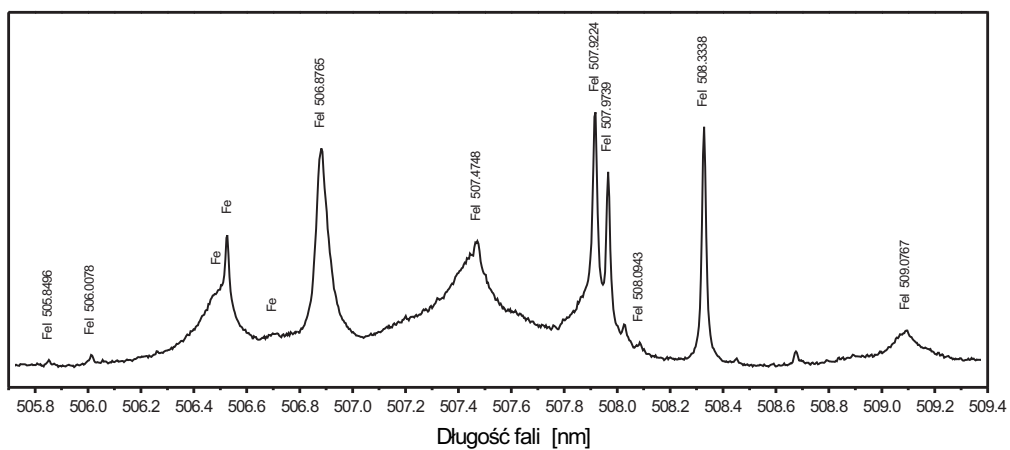


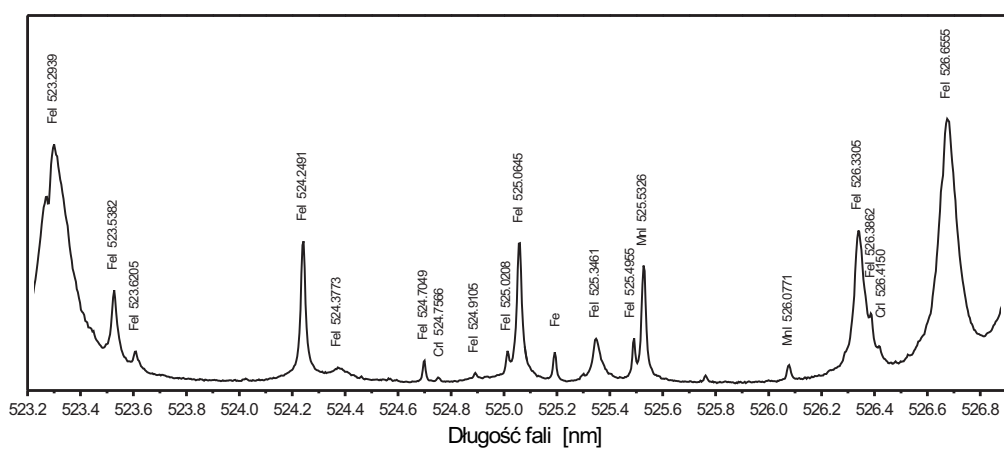
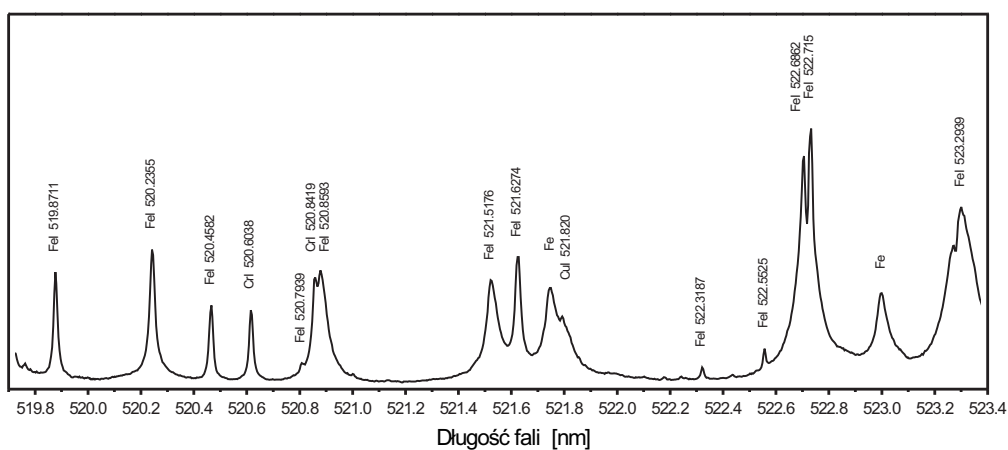
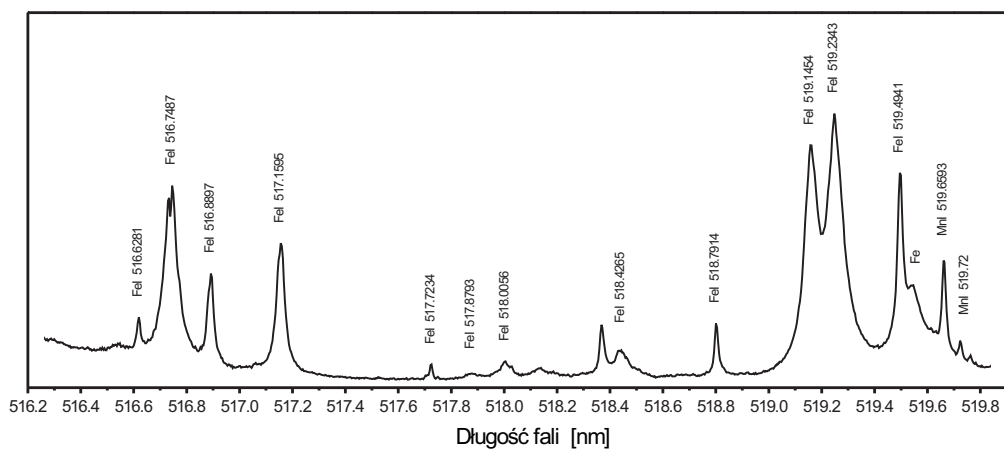


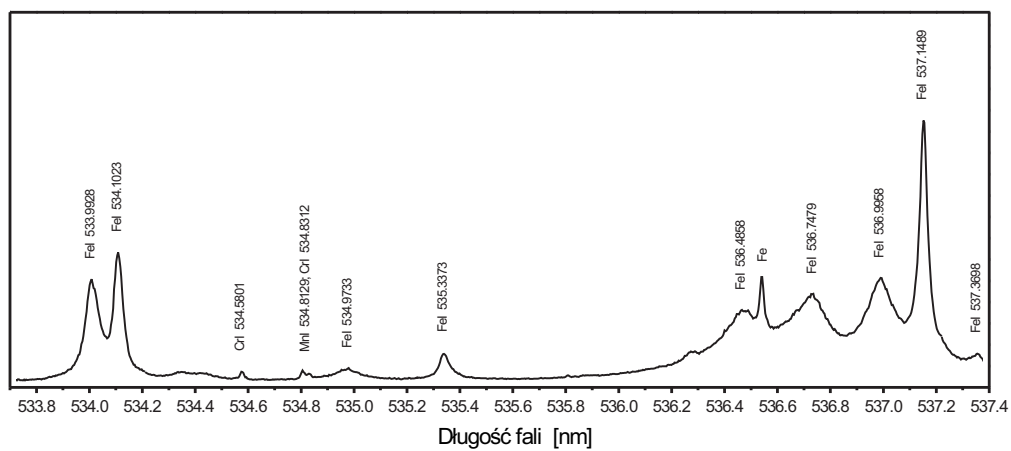
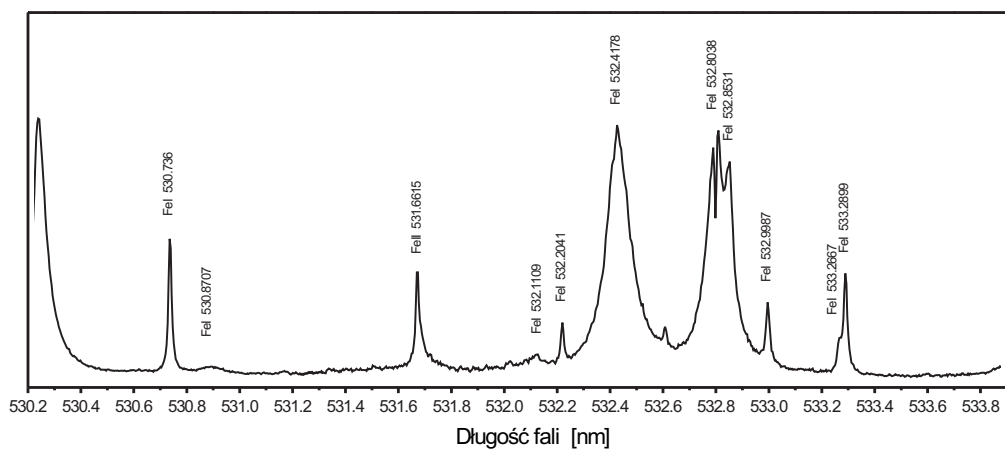
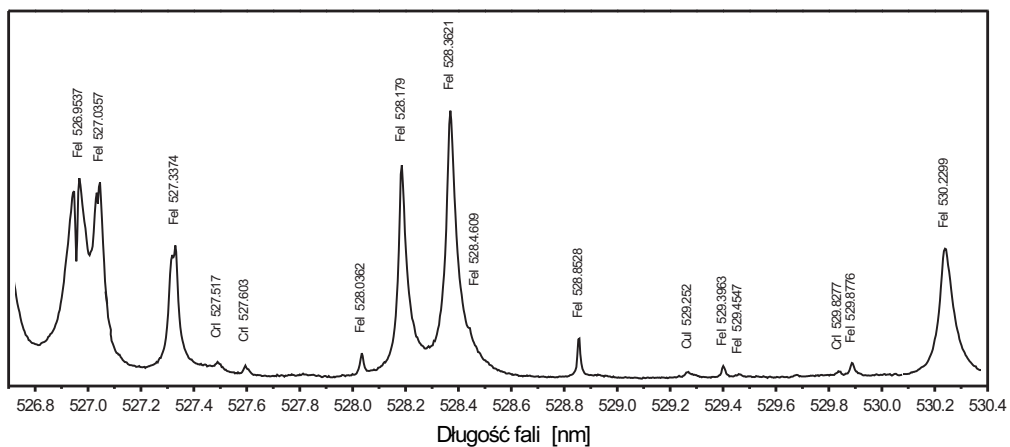


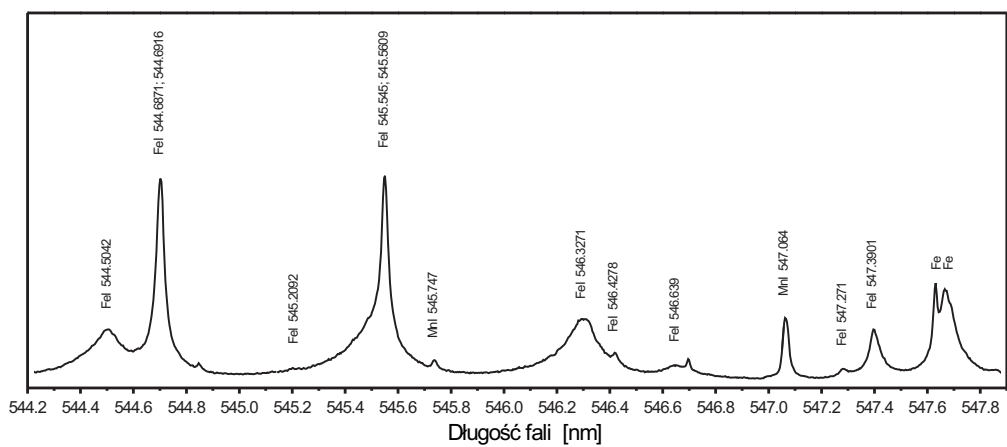
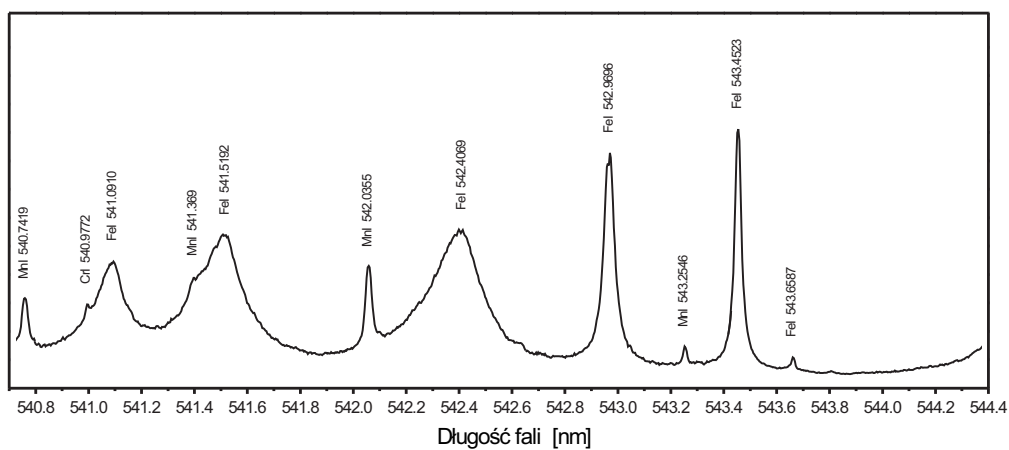
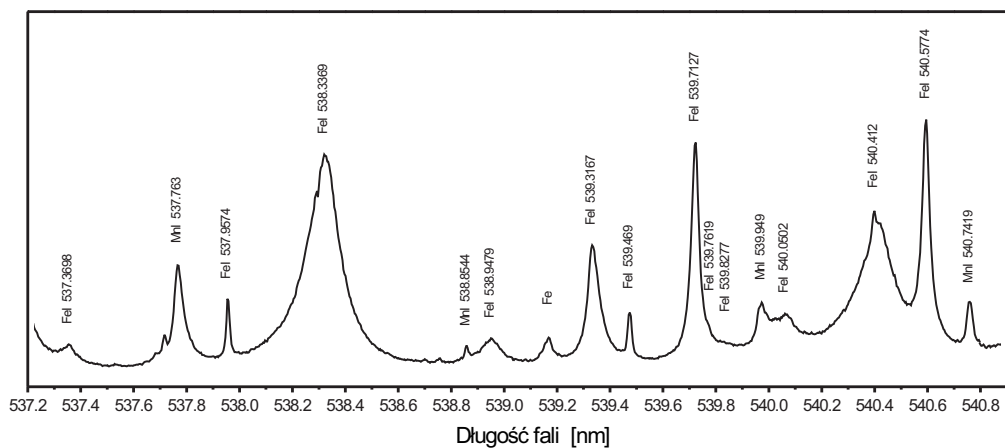


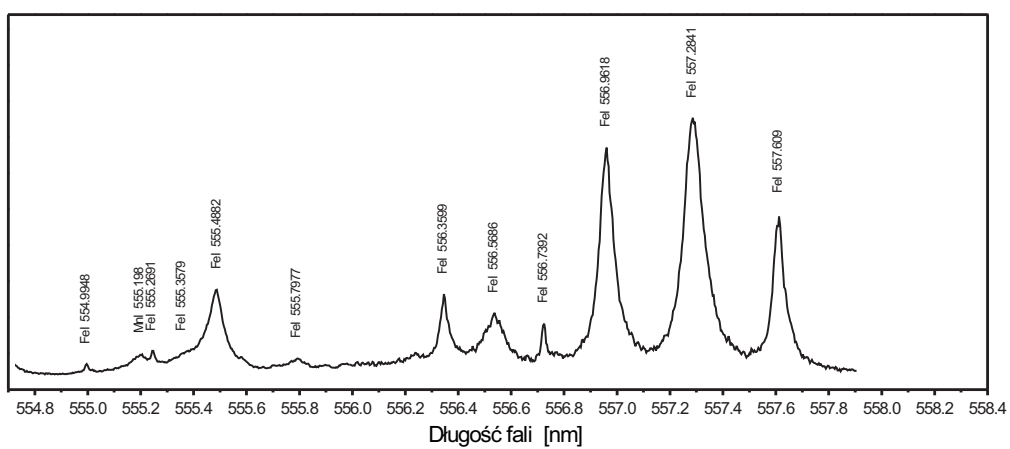
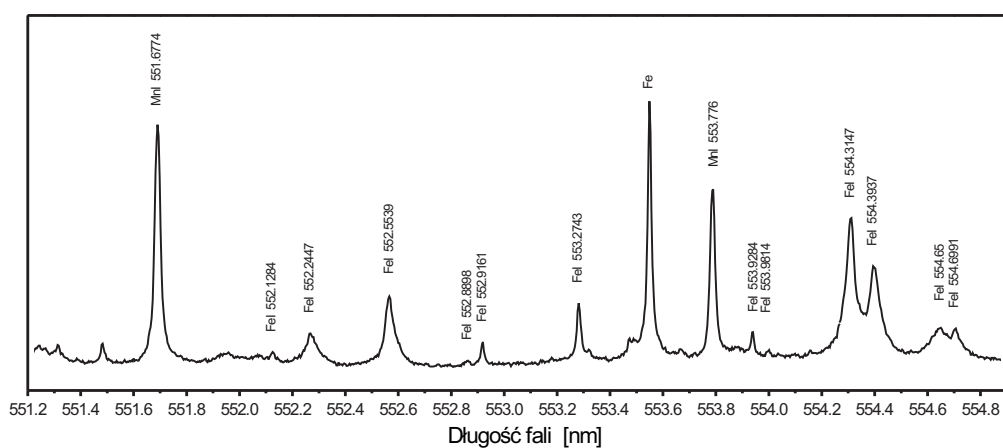
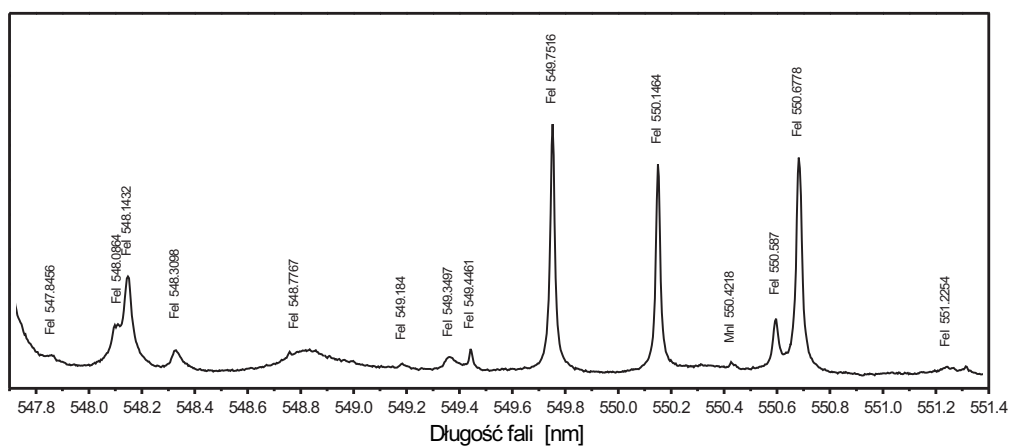






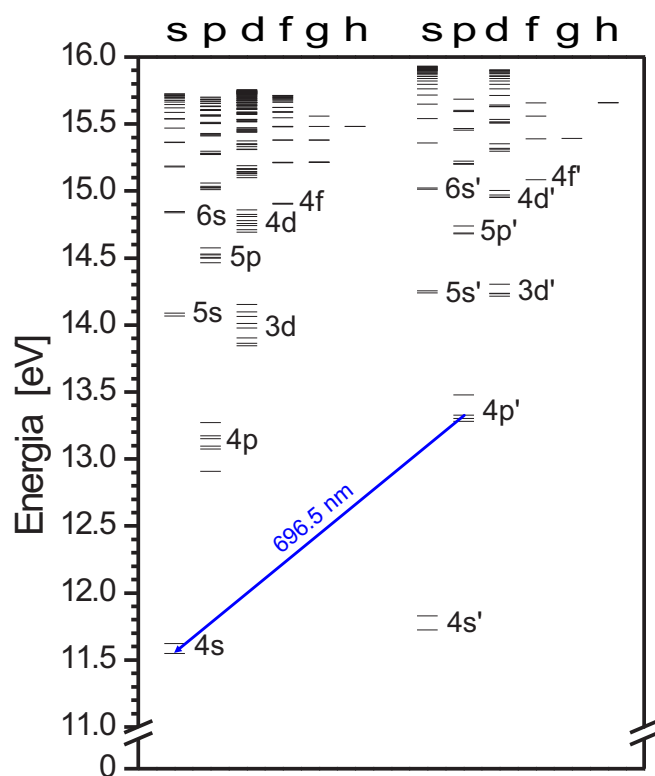




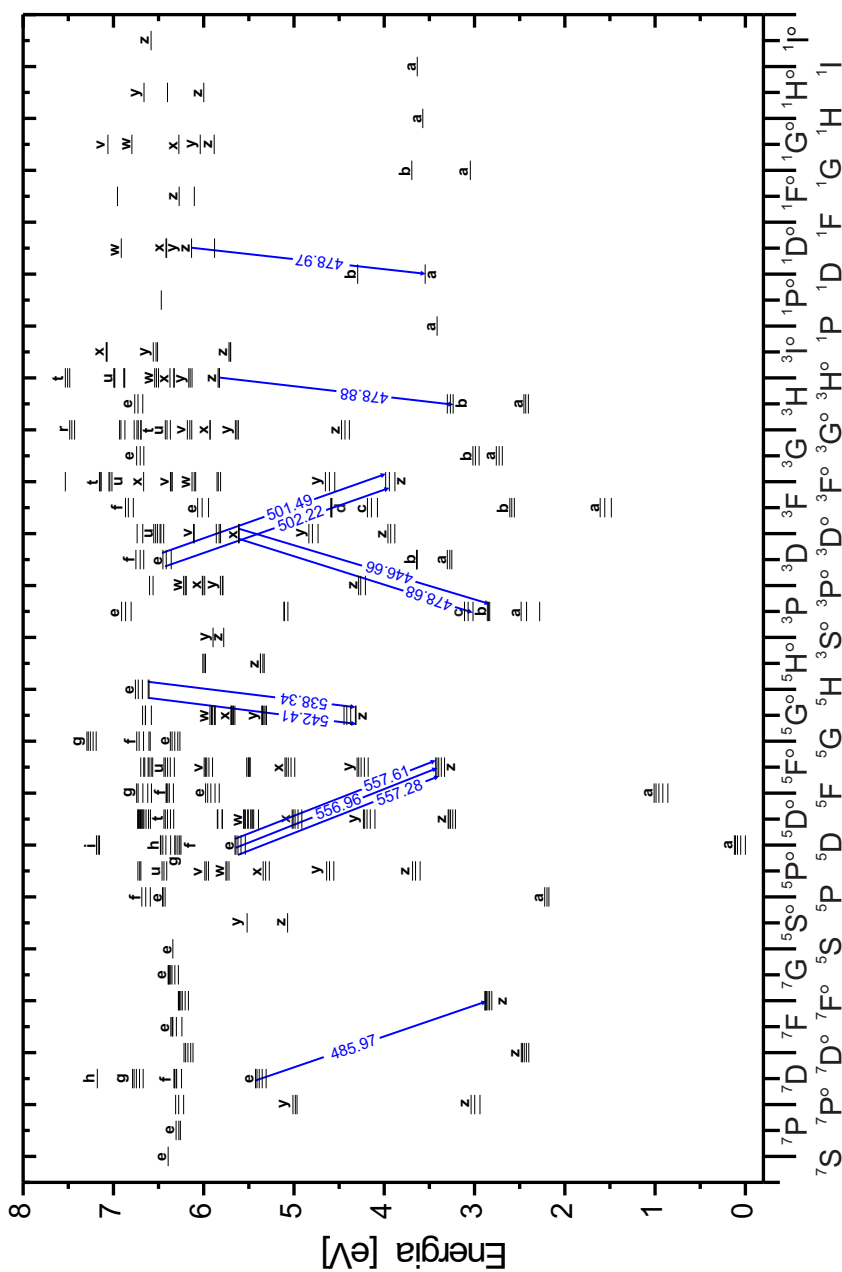


Dodatek B

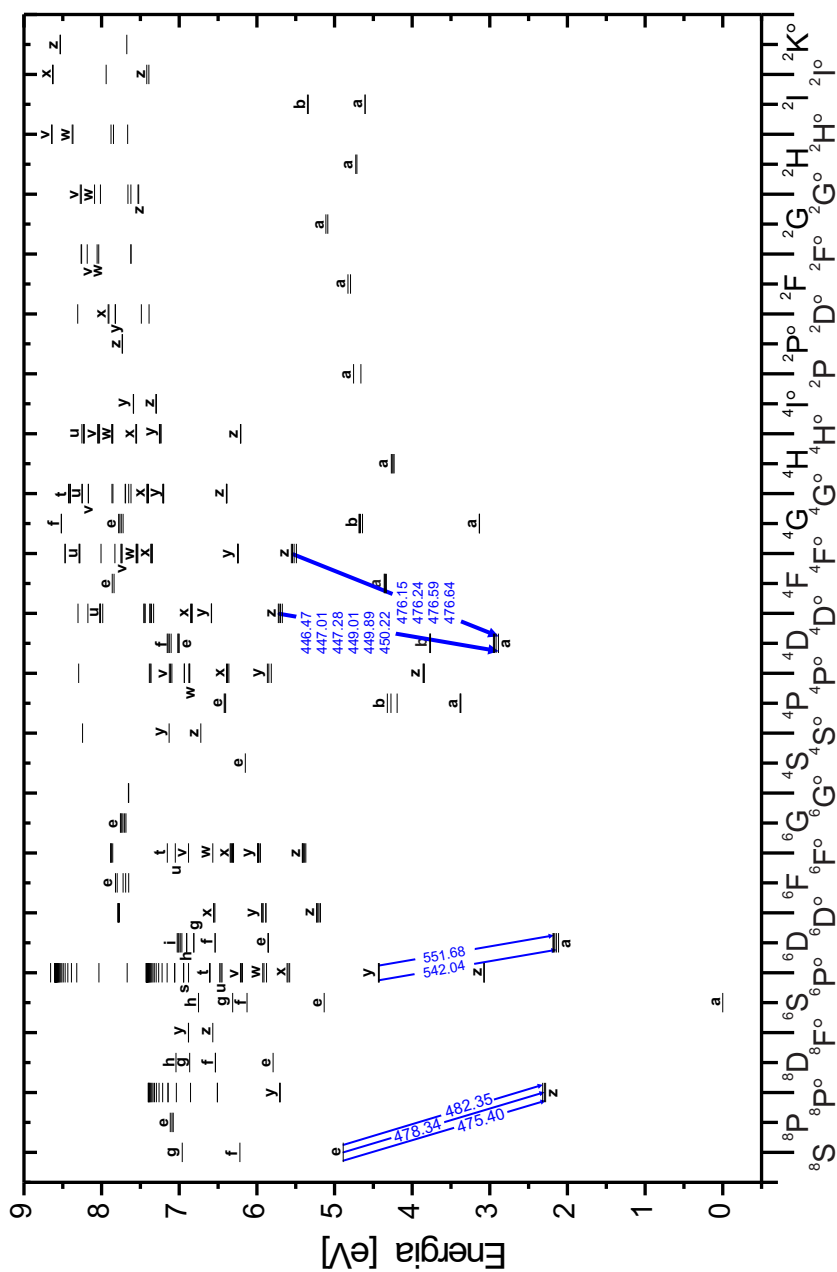
Schematy poziomów energetycznych argonu, żelaza i manganu



Rysunek B.1: Schemat poziomów energetycznych argonu atomowego. Na wykresie zaznaczono linię o długości fali 696.5 nm wykorzystywaną do diagnostyki plazmy MIG-MAG.



Rysunek B.2: Schemat poziomów energetycznych żelaza atomowego. Długości fali przejść spektralnych zaznaczonych na wykresie zostały wyrażone w nanometrach. Notacja alfabetyczna reprezentuje degeneracje stanów.



Rysunek B.3: Schemat poziomów energetycznych manganu atomowego. Długości fali przejść spektralnych zaznaczonych na wykresie zostały wyrażone w nanometrach. Notacja alfabetyczna reprezentuje degeneracje stanów.

Bibliografia

- [1] C. W. Allen, „Astrophysical quantities” University of London, The Athlone Press, Second edition 1964
- [2] C. J. Allum, „Metal transfer in arc welding as a varicose instability: I. Varicose instabilities in a current-carrying liquid cylinder with surface charge.”, J. Phys. D: Appl. Phys. **18**, 1431 (1985)
- [3] C. J. Allum, „Metal transfer in arc welding as a varicose instability: II. Development of model for arc welding.”, J. Phys. D: Appl. Phys. **18**, 1447 (1985)
- [4] G. Agapiou, C. Kasiouras, A. A. Serafetinides, „A detailed analysis of the MIG spectrum for the development of laser-based seam tracking sensors”, Optics Laser Technology **31**, 157-161 (1999)
- [5] M. S. Benilov, A. Marotta, „A model of the cathode region of atmospheric-pressure arcs”, J. Phys. D: Appl. Phys. **28**, 1869 (1995)
- [6] M. S. Benilov, „Analysis of thermal non-equilibrium in the near-cathode region of atmospheric-pressure arcs”, J. Phys. D: Appl. Phys. **30**, 3353 (1997)
- [7] A. Bielski, R. Trawinski, „The Ebert vertical mounting spectrograph as high resolution scanning monochromator”, Optica Applicata, **XVIII**-1 (1998)
- [8] M. Blicharski, „Wstęp do inżynierii materiałowej”, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 2003
- [9] M. R. Bosworth, R. T. Deam, „Influence of GMAW droplet size on fume formation rate”, J. Phys. D: Appl. Phys. **33**, 2605 (2000)
- [10] F. Briand, Air Liquide/C.T.A.S, „La maîtrise du soudage MIG/MAG Pulse”, 1998

- [11] J. H. Choi, J. L. Lee, C. D. Yoo, „Dynamic force balance model for metal transfer analysis in arc welding” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 2658 (2001)
- [12] S. K. Choi, C. D. Yoo, Y-S. Kim, „Dynamic simulation of metal transfer in GMAW, Part 1: Globular and spray transfer modes”, *Welding Journal*, 38s (1998)
- [13] S. K. Choi, Y-S. Kim, C. D. Yoo, „Dimensional analysis of metal transfer in GMA welding” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32**, 326 (1999)
- [14] H. Conrads, M. Schmidt, „Plasma generation and plasma sources”, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9**, 441-454 (2000)
- [15] J. T. Davies, J. M. Vaughan, „A new tabulation of the Voigt profile”, *Astrophys. J.* **137**, 1302 (1963)
- [16] R. T. Deam, S. W. Simpson, J. Haidar, „A semi-empirical model of the fume formation from gas metal arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 1393 (2000)
- [17] T. DebRoy, A. S. David, „Physical processes in fusion welding”, *Reviews of Modern Physics* **67**, 85 (1995)
- [18] C. Delalondre, O. Simonin, „Modeling of high intensity arcs including a non-equilibrium description of the cathode sheath”, *Colloque de physique*, N°18, t.51, 199 (1990)
- [19] M. S. Dimitrijević, „On the variation of Stark line width within a supermultiplet”, *Astronomy & Astrophysics* **112**, 251 (1982)
- [20] H. W. Drawin, P. Felenbok, „Data for plasmas in LTE”, Gauthier Villars, Paris 1965
- [21] H. W. Drawin, *Z. Phys.* **228**, 99 (1969)
- [22] H. G. Fan, R. Kovacevic, „Dynamic analysis of globular metal transfer in gas metal arc welding - a comparison of numerical and experimental results”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 2929 (1998)
- [23] R. H. Fowler, E. A. Milne, „The intensities of absorption lines in stellar spectra, and the temperatures and pressures in the reversing layers of stars”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **83**, 403 (1923)

- [24] S. Freudenstein, J. Cooper, „A simple formula for estimating Stark width of neutral lines”, *Astrophysical Journal*, **2241**, 1079 (1978)
- [25] S. Freudenstein, J. Cooper, „Stark broadening of Fe I 5383 Å”, *Astronomy & Astrophysics* **71**, 283-288 (1979)
- [26] M. Gigosos, V. Cardenoso, „New plasma diagnosis tables of hydrogen Stark broadening including ion dynamics”, *J. Phys. B: Mol. Opt. Phys.* **20**, 4795 (1996)
- [27] J. Glasser, J. Chapelle, B. Boattner, „Abel inversion applied to plasma spectroscopy: a new interactive method (T)”, *Applied Optic* **17** 3750 (1978)
- [28] A. Gleizes, J. J. Gonzalez, B. Liani, G. Raynal, „Calculation of net emission coefficient of thermal plasmas in mixtures of gas with metallic vapour”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26**, 1921 (1993)
- [29] J. J. Gonzalez, M. Bouaziz, M. Razafinimanana, A. Gleizes, „The influence of iron vapour on an argon transferred arc”, *Plasma Sources Sci. Technol.* **6**, 20 (1997)
- [30] H. R. Griem, A. C. Kolb, K. Y. Shen, „Stark profile calculations for the H_{β} line of hydrogen”, *Astrophys. J* **135**, 272 (1962)
- [31] H. R. Griem, „Plasma spectroscopy”, New York: McGraw-Hill, 1964
- [32] H. R. Griem, „Spectral line broadening by plasmas”, Academic Press, New York 1974
- [33] H. R. Griem, „Principles of plasma spectroscopy”, Cambridge University Press, 1997
- [34] A. E. Guile, M. A. Hilton, I. A. McLelland, R. Reeves Saunders, „Arc current distribution in continuous high-speed anode track”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8**, 964 (1975)
- [35] J. Haidar, J. J. Lowke, „Predictions of metal droplet formation in arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 2951 (1996)
- [36] J. Haidar, „Effect of CO₂ shielding gas on metal droplet formation in arc welding”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, **25**, 931-936 (1997)
- [37] J. Haidar, „An analysis of the formation of metal droplets in arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 1233 (1998)

- [38] J. Haidar, „A theoretical model for gas metal arc welding and gas tungsten arc welding. I”, *J. Appl. Phys.* **84**, 3518 (1998)
- [39] J. Haidar, „Predictions of metal droplet formation in gas metal arc welding. II”, *J. Appl. Phys.* **84**, 3530 (1998)
- [40] J. Haidar, „Non-equilibrium modelling of transferred arcs”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32**, 263 (1999)
- [41] J. Haidar, „Metal droplet formation in gas metal arc welding”, *Journal of Technical Physics, Special Issue*, 257 (2000)
- [42] R. Hajosy and I. Morva, „Cathode and anode falls of arcs with fusible electrode”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 2095-2101 (1994)
- [43] J. Halenka, B. Grabowski, „Atomic partition function for iron”, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **57**, 43-49 (1984)
- [44] K. C. Hsu, K. Etemadi, E. Pfender, „Study of the free-burning high-intensity argon arc”, *J. Appl. Phys.* **54**, 1293 (1983)
- [45] K. C. Hsu, E. Pfender, „Analysis of cathode region of free-burning high-intensity argon arc”, *J. Appl. Phys.* **54**, 3818 (1983)
- [46] N. Ikonov, B. Pavlović, V. Vukanović, N. Rakicević, „The effect of the plasma composition on characteristics of the d.c. arc-III: Arc in carbon dioxide”, *Spectrochimica Acta*, **26B**, 117-121 (1971)
- [47] N. Jacobsen, „Monopulse investigation of drop detachment in pulsed gas metal arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25**, 783 (1992)
- [48] R. F. Jerrell, *J. Opt. Soc. Am.* **45**, 259 (1955)
- [49] L. A. Jones, T. W. Eagar, J. H. Lang, „Images of a steel electrode in Ar-2% O₂ shielding during constant current gas metal arc welding”, *Welding Journal*, 135s (1998)
- [50] M. A. Jones, T. W. Eagar, J. H. Lang, „Magnetic forces acting on molten drops in gas metal arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 93 (1998)
- [51] M. A. Jones, T. W. Eagar, J. H. Lang, „A dynamic model of drops detaching from a gas metal arc welding electrode” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 107 (1998)

- [52] A. Kaddani, C. Delalondre, O. Simonin, H. Minoo, „Thermal and electrical coupling of arcs electrodes”, *High Temp. Chem. Processes* **3**, 441 (1994)
- [53] A. Kaddani, O. Simonin, C. Delalondre, „Numerical investigations of the cathode region of electric arcs”, ISPC 1995
- [54] Y-S. Kim, D. M. McEligot, T. W. Eagar, „Analyses of electrode heat transfer in gas metal arc welding”, *Welding Journal*, 20s (1991)
- [55] Y-S. Kim, T. W. Eagar, „Analysis of metaltransfer in gas metal arc welding”, *Welding Journal* **71**, 269s (1993)
- [56] Y-S. Kim, T. W. Eagar, „Metal transfer in pulsed current GMAW”, *Welding Journal* **71**, 279s (1993)
- [57] A. Kimpel, „Spawanie, zgrzewanie i cięcie metali”, Wydawnictwo Naukowo-Techniczne, Warszawa 1999
- [58] N. Konjević, M. S. Dimitrijević, W. L. Wiese, „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral atoms”, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 619 (1984)
- [59] N. Konjević, M. S. Dimitrijević, W. L. Wiese, „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of positive ions” *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649 (1984)
- [60] N. Konjević, W. L. Wiese, „Experimental Stark widths and shifts for spectral lines of neutral and ionised atoms” *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1307 (1990)
- [61] R. Konjević, N. Konjević, „On the use non-hydrogenic spectral line profiles for electron density diagnostics of inductively coupled plasmas” *Spectrochimica Acta Part B*, **52**, 2077 (1997)
- [62] N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr, W. L. Wiese, „Experimental Stark width and shifts for spectral lines of neutral and ionized atoms” *J. Phys. Chem. Ref. Data* **31**, 819 (2002)
- [63] J. F. Lancaster, „The physics of welding”, Pergamon Press, 1984
- [64] A. Lesage, J. L. Lebrun, J. Richou, „Temperature dependence of Stark parametres for FeI lines”, *The Astrophysical Journal*, **360**, 737-740 (1990)

- [65] A. Lesnewich, „Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding. Part I - Control of electrode melting rate”, *Welding Journal*, **37**, 343s (1958)
- [66] A. Lesnewich, „Control of melting rate and metal transfer in gas-shielded metal-arc welding. Part II - Control of metal transfer”, *Welding Journal*, **37**, 418s (1958)
- [67] W. Lochte-Holtgreven „Plasma diagnostics”, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1968
- [68] J. J. Lowke, P. Kovitya, H. P. Schmidt, „Theory of free-burning arc columns including of the cathode”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25**, 1600 (1992)
- [69] E. Maouhoub, „Determination of the real experimental composition of the Ar-CO₂ mixture from calculation of the atomic excitation temperature”, *Eur. Phys. J. AP.* **3**, 81-89 (1998)
- [70] A. Marotta, „Determination of axial thermal plasma temperatures without Abel inversion”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 268 (1994)
- [71] J. Meckerle, „Finite element analysis and simulation of welding-an addendum: a bibliography (1996-2001)”, *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* **10**, 295 (2002)
- [72] J. Menart, S. Malik, „Net emission coefficients for argon-iron thermal plasmas”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35**, 867 (2002)
- [73] J. Moity, P. E. Pieri, J. Richou, „Détermination expérimentale des constantes Stark de quelques transitions visibles de l'atome FeI”, *Astronomy & Astrophysics* **45**, 417-423 (1975)
- [74] A. B. Murphy, „Diffusion in equilibrium mixtures of ionized gases”, *Phys. Rev. E* **48**, 3594 (1993)
- [75] A. B. Murphy, C. J. Arundell, „Transport coefficient of Argon, Nitrogen, Oxygen, Argon-Nitrogen, and Argon-Oxygen Plasmas”, *Plasma Chem. Plasma Process.* **14**, 451 (1994)
- [76] A. B. Murphy, „Demixing in free-burning arc”, *Phys. Rev. E* **55**, 7473 (1997)
- [77] A. B. Murphy, „Thermal plasmas in gas mixtures”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, R151 (2001)

- [78] E. L. Murphy, R. H. Good, „Thermoionic emission, field emission and the transitions regions”, *Phys. Rev.* **102**, 1464 (1956)
- [79] J. Musielok, „Starkowskie rozszerzenie linii widmowych i jego wykorzystanie w diagnostyce plazmy”, Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Opolu, 1991
- [80] K. Musioł, D. Jones, W. L. Wiese, „Lifetime ratios for Ar I 4p levels”, *JQSRT* **29**, 321 (1983)
- [81] V. A. Nemchinsky, „Size and shape of the liquid droplet at the molten tip of an arc electrode”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 1433 (1994)
- [82] V. A. Nemchinsky, „Plasma parameters near a small anode in a high-pressure arc (gas metal arc welding)”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27**, 2515 (1994)
- [83] V. A. Nemchinsky, „The effect of the type of plasma gas on current constriction at the molten tip of an arc electrode”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 1202 (1996)
- [84] V. A. Nemchinsky, „Heat transfer in a liquid droplet hanging at the tip of an electrode during arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 1120 (1997)
- [85] V. A. Nemchinsky, „Heat transfer in an electrode during arc welding with a consumable electrode”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 730 (1998)
- [86] „NIST physical reference data base”, <http://physics.nist.gov>
- [87] T. R. O'Brian, M. E. Wickliffe, J. E. Lawler, W. Whaling, J. W. Brault, „Lifetimes, transition probabilities, and energy level in FeI”, *J. Opt. Am. B* **8**, 1185-1201 (1991)
- [88] N. Pellerin, S. Pellerin, Ł. Bratasz, K. Musioł, A. Miernikiewicz, J. Chappelle, „Analysis of some electrical discharge machining mechanisms”, *J. High Temp. Mat. Proc.*, **5-3**, 423-438 (2001)
- [89] S. Pellerin, „Etude de la region cathodique d'un arc souffle. Determination des probabilités de transition et des élargissement Stark de raies d'argon II”, *Praca doktorska, Uniwersytet w Orleanie*, 1994
- [90] S. Pellerin, K. Musioł, B. Pokrzywka, J. Chappelle, „Stark width of $4p'[1/2]-4s[3/2]^{\circ}$ ArI transition (696.543)”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 3911 (1996)

- [91] B. Pokrzywka, „Równowagowe i spektroskopowe własności plazmy w sąsiedztwie katody łuku elektrycznego”, Wydawnictwo Naukowe Akademii Pedagogicznej, Kraków 2003
- [92] J. Purić, M. Ćuk, I. S. Lakićević, „Regularities and systematic trends in Stark broadening and shift parameters of spectral lines in plasma”, *Phys. Rev. A* **32**, 1106 (1985)
- [93] J. Purić, M. Ćuk, M. S. Dimitrijević, A. Lesage, „Regularities of Stark parameters along the periodic table”, *The Astrophysical Journal* **382**, 353 (1991)
- [94] J. Purić, M. H. Miller, A. Lesage, „Electron impact broadening parameters predictions from regularities: FeI, FeII, FeIII, FeIV, CIV, and SiIV”, *The Astrophysical Journal* **416**, 825 (1993)
- [95] B. J. Quimby, G. D. Ulrich, „Fume formation rates in gas metal arc welding”, *Welding Journal*, *Welding Journal*, p. 142-s (1999)
- [96] S. Rhee, E. Kannatey-Asibu, „Observation of metal transfer during GMAW”, *Welding Journal*, *Welding Journal*, p. 381-s (1992)
- [97] R. Rompe, M. Steenbeck, „Progress in plasmas and gas electronics”, Akademie-Verlag, Berlin 1975
- [98] S. C. Snyder, A. B. Murphy, D. L. Hofeldt, L. D. Reynolds, „Diffusion of atomic hydrogen in an atmospheric-pressure free-burning arc discharge”, *Phys. Rev. E* **52**, 2999 (1995)
- [99] L. Sansonnens, J. Haidar, J. J. Lowke, „Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, 148 (2000)
- [100] S. W. Simpson, P. Zhu, „Formation of molten droplets at a consumable anode in an electric welding arc”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28**, 154 (1995)
- [101] A. Sola, A. Gamero, J. Cortino, M. Sáez, C. Lao, M. D. Calzada, M. C. Quintero, J. Ballesteros, ICPIG XX Barga (Italy, 5-12 July 1991) Book of Contributed Papers p. 1147
- [102] M. Stanek, B. Pokrzywka, K. Musioł, „Optyczne metody diagnostyki plazmy”, *Rocznik naukowo-dydaktyczny WSP w Krakowie*, zeszyt 136, 1990

- [103] S. Subramaniam, D. R. White, J. E. Jones, D. W. Lyons, „Droplet transfer in pulsed gas metal arc welding of aluminium”, *Welding Journal*, 458s (1998)
- [104] S. Subramaniam, D. R. White, J. E. Jones, D. W. Lyons, „Experimental approach to selection of pulsing parameters in pulsed GMA”, *Welding Journal*, 166s (1999)
- [105] Z. Szymański, J. Kurzyna, W. Kalita, „The spectroscopy of the plasma plume induced during laser welding of stainless steel and titanium”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30**, 3153–3162 (1997)
- [106] J. Torres, J. Jonkers, M. J. van de Sande, J. J. A. M. van der Mullen, A. Gamero and A. Sola, „An easy way to determine simultaneously the electron density and temperature in high-pressure plasma by Stark broadening”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, L55-L59 (2003)
- [107] J. A. M. van der Mullen, *Physics Reports*, „Excitation equilibria in plasmas; A classification” **191**, 109-220 (1990)
- [108] C. R. Vidal, J. Cooper, E. W. Smith, „Hydrogen Stark-broadening tables”, *Astrophys. J. Suppl.* **25**, 37 (1973)
- [109] F. Wang, W. K. Hou, S. J. Hu, E. Kannatey-Asibu, W. W. Schultz, „Modelling and analysis of metal transfer in gas metal arc welding”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 1143 (2003)
- [110] J. H. Waszink, G. J. P. M. van den Heuvel, „Heat generation and heat flow in the filler metal in GMA welding”, *Welding Journal*, 270s (1982)
- [111] J. H. Waszink, L. H. J. Graat, „Experimental investigation of the forces acting on a drop of weld metal”, *Welding Journal* **62**, 108s (1983)
- [112] J. H. Waszink, M. J. Piena, „Experimental investigation of drop detachment and drop velocity in GMAW”, *Welding Journal*, 289s (1986)
- [113] W. L. Wiese, D. R. Paquette, J. E. Solaris, „Profiles of Stark-broadened Balmer lines in a hydrogen plasma”, *Phys. Rev.* **129**, 1225 (1963)
- [114] I. J. Yu et al., „Pattern of deposition of stainless steel welding fume particles inhaled into the respiratory system of Sprague-Dawley rats exposed to a novel welding fume generating system”, *Toxicology Letters* **116**, 103 (2000)

-
- [115] P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow, „A unified theory of free burning arcs, cathode sheaths and cathodes”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25**, 1221 (1992)
- [116] P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow, J. Haidar, „Prediction of anode temperatures of free burning arcs”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28**, 1369 (1995)
- [117] P. Zhu, M. Rados, S. W. Simpson, „A theoretical study of a gas metal arc welding system”, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 495 (1995)