



UNIwersytet JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Wyznaczanie parametrów Starka linii widmowych metodami spektroskopii laserowej

Witold Zawadzki

*Praca doktorska
wykonana pod kierunkiem dr. hab. Krzysztofa Dzierżęgi
Zakład Fotoniki
Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego
Uniwersytet Jagielloński*

Kraków 2012

Pragnę wyrazić moje podziękowania:

*dr. hab. Krzysztofowi Dzierzędze, mojemu promotorowi,
za ciekawy temat pracy doktorskiej, pomoc w jej wykonaniu i interpretacji wyników,
za inspirujące dyskusje i wiele uwag merytorycznych,
za Jego perfekcjonizm
oraz za cierpliwość i wyrozumiałość,*

*prof. dr. hab. Karolowi Musiołowi
za przyjęcie mnie do swojej grupy,*

*mgr. Stefanowi Łabuzowi
za pomoc w przygotowaniu i wspólne przeprowadzanie eksperymentów,*

*inż. Józefowi Fladze i panu Stanisławowi Pajce
za pomoc przy konstruowaniu urządzeń elektronicznych*

*oraz wszystkim pracownikom i doktorantom Zakładu Fotoniki
i Zakładu Optyki Atomowej w Instytucie Fizyki UJ
za życzliwą i przyjazną atmosferę podczas studiów,*

*dr. Stéphane'owi Pellerin,
za umożliwienie przeprowadzenia eksperymentów w laboratorium LASEP.*

*Badania przedstawione w niniejszej rozprawie doktorskiej
były częściowo finansowane przez Ministerstwo Nauki i Informatyzacji
w ramach projektu badawczego numer 1 PO3B 090 26.*

Spis treści

1	Wstęp	5
2	Podstawowe wiadomości o plazmie	9
2.1	Wstęp – plazma w przyrodzie i laboratorium	9
2.2	Wielkości fizyczne charakteryzujące stan plazmy	10
2.3	Stany równowagi plazmy	13
2.3.1	Całkowita Równowaga Termodynamiczna	13
2.3.2	Lokalna Równowaga Termodynamiczna	16
2.3.3	Częściowa Lokalna Równowaga Termodynamiczna	18
2.4	Procesy promieniste w plazmie	18
2.4.1	Widmo ciągłe	19
2.4.2	Widmo liniowe	21
2.4.2.1	Czynniki wpływające na kształt linii widmowych . .	21
2.4.2.2	Profil aparaturowy i profil Voigta	24
3	Metody diagnostyki plazmy	26
3.1	Sonda Langmuira	26
3.2	Metody pomiaru współczynnika załamania światła w plazmie	27
3.3	Metody spektroskopowe	29
3.3.1	Metoda wykresu Boltzmannna	29
3.3.2	Metoda Larenza-Fowlera-Milne’a	30
3.3.3	Metoda grafu Olsena-Richtera	30
3.3.4	Pomiar szerokości linii emisyjnej	30
3.4	Rozpraszanie Thomsona	32
3.5	Inne metody optyczne	32
4	Zdegenerowane mieszanie czterech fal	33
4.1	Wprowadzenie	33
4.2	Podstawy opisu ZM4F	35
4.2.1	Optyka liniowa a nieliniowa	35

4.2.2	Warunek dopasowania fazowego	37
4.2.3	Fazowo sprzężone ZM4F	37
4.2.4	ZM4F jako proces czterofotonowy	39
4.2.5	FS-ZM4F jako dyfrakcja Bragga	39
4.3	Podstawy opisu teoretycznego FS-ZM4F	41
4.3.1	Polaryzacja otwartego układu dwupoziomowego	42
4.3.2	Natężenie wiązki sygnałowej w ZM4F	44
4.4	Subdopplerowski charakter FS-ZM4F	47
5	Rozpraszanie Thomsona	49
5.1	Wprowadzenie	49
5.2	Rys historyczny	50
5.3	Teoria rozpraszania Thomsona	51
5.3.1	Rozpraszanie na pojedynczym elektronie	52
5.3.2	Rozpraszanie na zbiorze elektronów	54
5.3.3	Przybliżenie Salpetera	60
5.3.4	Typy rozpraszania Thomsona	61
5.3.4.1	Przypadek niekolektywny $\alpha \ll 1$	61
5.3.4.2	Przypadek kolektywny $\alpha \gg 1$	62
5.3.4.3	Przypadek częściowo kolektywny $\alpha \approx 1$	63
5.3.5	Założenia:	64
5.4	Układ pomiarowy laserowego rozpraszania Thomsona	65
5.5	Rozpraszanie Thomsona jako narzędzie diagnostyki plazmy	66
5.6	Oszacowanie stosunku sygnału do szumu	67
6	Wpływ impulsu laserowego na stan plazmy	70
6.1	Wprowadzenie	70
6.2	Zjawisko odwrotnego promieniowania hamowania	71
6.3	Numeryczne symulacje podgrzewania elektronów	72
6.4	Model Murphy'ego	75
6.5	Wnioski	77
7	Eksperyment	79
7.1	Wprowadzenie	79
7.2	Generator plazmy łukowej	79
7.3	Układ eksperymentalny ZM4F	81
7.3.1	Część optyczna	81
7.3.2	System akwizycji danych	84
7.3.3	Justowanie układu	85
7.4	Układ eksperymentalny laserowego rozpraszania Thomsona	86

7.4.1	Część optyczna	86
7.4.2	System akwizycji danych	88
7.4.3	Justowanie układu	89
7.5	Procedura pomiarowa	90
7.6	Uwagi	92
8	Wyniki	94
8.1	Rozpraszanie Thomsona	94
8.1.1	Widma rozpraszania Thomsona	94
8.1.2	Zależność wyznaczonych parametrów plazmy od energii im- pulsu lasera	96
8.1.3	Przestrzenny rozkład parametrów plazmy w obszarze wiązki lasera	97
8.1.4	Czasowa ewolucja parametrów plazmy	104
8.1.5	Wnioski	110
8.2	Pomiary parametrów starkowskich linii widmowych Ar I i Ne I . . .	112
8.2.1	Pomiary profili linii widmowych	112
8.2.2	Szerokości starkowskie	115
8.2.3	Przesunięcia starkowskie	119
8.2.4	Wnioski	121
9	Podsumowanie	123
	Spis oznaczeń	125
A	Neon i argon – właściwości fizykochemiczne	127
B	Schematy poziomów Ar I i Ne I	128
C	Układ zasilania i sterowania modułem fotopowielacza	130
D	Programy komputerowe wspomagające eksperyment	132
D.1	Program sterujący eksperymentem M4F	133
D.2	Program dopasowania parametrów linii	135
D.3	Inwersja Abela	137
D.4	Program przeprowadzający inwersję Abela	140
D.5	Program i procedura dopasowania widm Thomsona	142
E	Metoda SIMPLEX	144
	Bibliografia	146

Rozdział 1

Wstęp

Niniejsza rozprawa doktorska poświęcona jest laserowej spektroskopii plazmy niskotemperaturowej. Temat ten już od wielu lat stanowi jeden z obszarów zainteresowania grupy badawczej w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Głównym celem tej pracy było wyznaczenie parametrów Starka linii widmowych argonu i neonu w plazmie termicznej stosując metody spektroskopii laserowej: rozpraszanie Thomsona i tzw. mieszanie czterech fal.

Zainteresowanie plazmą wynika nie tylko z jej rozpowszechnienia we Wszechświecie (w stanie plazmy znajduje się ponad 99% dostępnej obserwacjom części Wszechświata), i bogactwa zachodzących w niej zjawisk, ale także z dużej i stale rosnącej liczby zastosowań. Dla przykładu, plazma leży u podstaw takich procesów technologicznych jak synteza materiałowa, spawanie, cięcie czy wytwarzanie układów scalonych. Plazma znajduje zastosowanie w takich dziedzinach techniki jak lasery, lampy oświetleniowe, wyświetlacze, a także silniki jonowe do napędu statków kosmicznych. Dzięki plazmie możliwa jest kontrola zanieczyszczenia środowiska, utylizacja odpadów przemysłowych oraz sterylizacja instrumentów medycznych. Ponadto plazma jako niezwykle atrakcyjny ośrodek znalazła zastosowanie do przyspieszania cząstek naładowanych w nowej generacji akceleratorów.

Neon i argon są gazami szlachetnymi bardzo rozpowszechnionymi we Wszechświecie. Neon jest piątym w kolejności rozpowszechnienia pierwiastkiem (po wodrze, helu, tlenie i węglu). Jest więc bardziej rozpowszechniony niż krzem, w stosunku do którego określa się zawartość innych pierwiastków w kosmochemii. Neon stosowany jest w lampach jarzeniowych (zwanych potocznie „neonami”) dla uzyskania czerwono-pomarańczowego światła.

Argon stosowany jest do procesów chemicznych potrzebujących niereaktywnej, obojętnej atmosfery. Z tego samego powodu jest jednym z podstawowych gazów (obok dwutlenku węgla) stosowanych w spawaniu w atmosferze ochronnej. Jego zaletą jako atmosfery ochronnej jest gęstość większa od gęstości powietrza, dzięki

czemu nie jest wypierany z nieuszczelnej aparatury, lecz spływa na jej dno. Używa się go też do wypełniania żarówek. Dzięki niższej od powietrza przewodności cieplnej gaz ten wykorzystywany jest do wypełniania szyb zespolonych. Argon jako najtańszy gaz szlachetny znalazł szerokie zastosowanie przy wytwarzaniu plazmy laboratoryjnej, jest też stosowany jako substancja robocza w plazmie przemysłowej. Badanie plazmy argonowej ma więc duże znaczenie zarówno czysto poznawcze jak i komercyjne.

Plazma jest źródłem silnego promieniowania, które niesie wiele informacji zarówno o samym emiterze jak i o warunkach, w których się on znajduje. Emiter bowiem poddany jest działaniu wewnątrzplazmowych pól elektrycznych. Pola te – poprzez efekt Starka – zmieniają wartości energii stanów energetycznych emitera, a przez to wpływają na widmo promieniowania plazmy. Szczególną rolę w badaniach odgrywa zjawisko poszerzenia i przesunięcia linii widmowych emitowanych przez atomy i jony. Pomiar tzw. parametrów starkowskich: rozszerzenia i przesunięcia linii widmowych, umożliwia nie tylko lepsze poznanie oddziaływania cząstek w plazmie, ale jest również jedną ze standardowych metod wyznaczania koncentracji swobodnych elektronów w plazmie.

Powszechnie stosowaną metodą wyznaczania parametrów linii spektralnych, szczególnie w badaniach astrofizycznych, jest optyczna spektroskopia emisyjna. Mimo wielu zalet (prosty układ pomiarowy, nieinwazyjność) posiada kilka zasadniczych wad. Mianowicie, profil linii widmowej ulega poszerzeniu Dopplera, sama plazma również stanowi silne źródło promieniowania ciągłego, będącego źródłem szumu w przypadku pomiaru profilu linii. Ponadto, pomiarowi podlega natężenie światła wysumowane wzdłuż kierunku obserwacji, zatem precyzja pomiarów jest również uwarunkowana geometrią źródła. Idealna dla pomiarów spektroskopowych kolumna plazmowa powinna być albo jednorodna w kierunku obserwacji, albo osiowo symetryczna w przypadku obserwacji bocznych (prostopadle do osi kolumny). Wytwarzanie w warunkach laboratoryjnych takiej plazmy jest niezwykle trudne, zaś odstępstwa od wymienionych symetrii powodują wzrost niepewności pomiarowych i często prowadzą do całkowicie błędnej interpretacji danych eksperymentalnych. Aby zwiększyć precyzję pomiarową można oczywiście starać się konstruować źródła o idealnych parametrach lub stosować metody pozwalające na lokalne pomiary profili Starka i lokalną diagnostykę plazmy.

Od wymienionych wyżej wad wolna jest jedna z metod spektroskopii laserowej, zwana zdegenerowanym mieszanym czterech fal (ZM4F). Wykorzystuje ona trzy wiązki lasera przecinające się w badanym ośrodku. Oddziaływanie tych wiązek z ośrodkiem powoduje powstawanie czwartej fali – fali sygnałowej. Wiązka ta jest silnie skolimowana, można ją więc łatwo odseparować od promieniowania plazmy. Metoda ta cechuje się dobrą przestrzenną zdolnością rozdzielczą, a rejestrowane profile są prawie wolne od poszerzenia dopplerowskiego.

W badaniach profili Starka w plazmie laboratoryjnej konieczna jest również jednoczesna diagnostyka plazmy. Istnieje szereg metod pozwalających na wyznaczenie podstawowych parametrów stanu plazmy – temperatury elektronowej oraz koncentracji swobodnych elektronów. Do najczęściej stosowanych metod należą: rozpraszanie Thomsona, sonda Langmuira, metoda interferometryczna oraz przede wszystkim metody emisyjne. Podstawą powszechnie stosowanej metody spektroskopii emisyjnej są pomiary co najmniej jednej z następujących wielkości: natężenia promieniowania ciągłego plazmy, całkowitego natężenia linii emisyjnych (atomów, jonów, molekuł) czy wreszcie pomiary kształtu linii emisyjnych lub absorpcyjnych. Mierzone całkowite natężenia linii odpowiadają gęstościom obsadzeń stanów atomowych, zatem wynik końcowy, czyli koncentracje i temperatury poszczególnych rodzajów cząstek, w istotny sposób zależą od przyjętego, hipotetycznego i trudno weryfikowalnego modelu plazmy.

Większość z wymienionych wyżej metod diagnostyki plazmy opiera się na założeniu stanu lokalnej równowagi termodynamicznej w plazmie lub wymagają one znajomości wielu stałych atomowych. Metodą nie wymagającą takich założeń jest laserowe rozpraszanie Thomsona (RT). Metoda ta charakteryzuje się dużą czasową i przestrzenną zdolnością rozdzielczą. Ze względu na bardzo mały przekrój czynny wymaga jednak stosowania impulsów laserowych o dużej energii, co może w znaczący sposób zaburzać stan fizyczny plazmy. Konieczna jest więc odpowiednia analiza otrzymanych wyników.

Jak już powiedziano, głównym celem tej pracy było wyznaczenie parametrów Starka linii widmowych argonu i neonu w plazmie termicznej metodami spektroskopii laserowej: ZM4F, RT. Aby tego dokonać, należało:

1. Zbudować układ doświadczalny, który łączy dwie laserowe metody badania atomów znajdujących się w stanie plazmy:
 - zdegenerowane mieszanie czterech fal – do wyznaczania profilów linii widmowych,
 - rozpraszanie Thomsona – do diagnostyki plazmy.

Unikalny charakter eksperymentu polega także na tym, że pomiary były przeprowadzane jednocześnie. Dzięki temu ewentualna długoczasowa niestabilność plazmy nie miała wpływu na otrzymane wyniki.
2. Napisać programy umożliwiające współpracę komputera z urządzeniami pomiarowymi i sterujące oboma eksperymentami.
3. Zarejestrować sygnały laserowego rozpraszania thomsonowskiego w plazmie argonowej z przestrzenną i czasową zdolnością rozdzielczą.

4. Przeprowadzić eksperymenty pomiaru profili linii widmowych w plazmie argonowej i plazmie argonowo-neonowej w różnych warunkach (T_e i n_e) z równoczesną diagnostyką plazmy metodą RT.
5. Napisać programy komputerowe pozwalające na opracowanie otrzymanych wyników:
 - program do wyznaczania parametrów starkowskich linii widmowych otrzymanych w eksperymencie M4F,
 - program dokonujący inwersji Abela zarejestrowanych widm thomsonowskich,
 - program służący do wyznaczenia parametrów plazmy na podstawie widm RT,
 - program służący do symulacji podgrzewania elektronów wiązką lasera.
6. Odpowiedzieć na pytanie: jak w sposób wiarygodny wyznaczać parametry plazmy termicznej metodą rozpraszania Thomsona? W związku z zaburzeniem stanu plazmy przez impuls lasera punkt ten miał zasadnicze znaczenie dla określenia wiarygodności wyników i przydatności RT do diagnostyki plazmy termicznej.
7. Dokonać końcowego opracowania danych, a otrzymane wyniki porównać z uzyskanymi w innych pracach.

Niniejsza praca składa się z dwóch zasadniczych części. W części pierwszej, teoretycznej, przedstawiono podstawowe wiadomości o plazmie oraz metodach diagnostyki plazmy. Część ta zawiera również teoretyczny opis zjawiska mieszania czterech fal oraz rozpraszania Thomsona. Omówiono także problem zaburzenia stanu plazmy przez promieniowanie laserowe oraz sposób eliminacji wpływu tego zaburzenia na otrzymane wyniki.

W części drugiej opisano eksperyment przeprowadzony w celu zbadania zjawiska podgrzewania plazmy impulsem lasera oraz eksperyment, w którym wyznaczono parametry starkowskie linii widmowych argonu i neonu. Część ta zawiera szczegółowy opis zbudowanego układu eksperymentalnego, procedury pomiarowej oraz metod opracowania danych. Przedstawiono względnie prostą metodę wyznaczenia niezaburzonych pomiarów parametrów plazmy na podstawie zmierzonych widm rozpraszania Thomsona. Przedstawiono uzyskane wyniki i porównano je z wynikami innych autorów.

Rozdział 2

Podstawowe wiadomości o plazmie

2.1 Wstęp – plazma w przyrodzie i laboratorium

Przełomowym momentem w dziejach ludzkości był ten, kiedy człowiek nauczył się rozniecać ogień i wykorzystywać go jako źródło energii i światła. Obok już istniejących na Ziemi trzech stanów skupienia pojawił się kolejny – czwarty stan materii – *plazma*.

Plazma jest to przewodzący gaz złożony z elektronów swobodnych oraz cięższych cząstek, tj. atomów i jonów, a także fotonów. Jako całość plazma jest elektrycznie obojętna, mimo to dynamika plazmy jest zdominowana przez siły elektromagnetyczne. Najważniejszą właściwością stanu plazmowego jest kolektywne zachowanie cząstek, spowodowane długozasięgowym charakterem sił kulombowskich.

Termin *plazma* został po raz pierwszy użyty w 1928 roku przez Irvinga Langmuira i Lewi Tonksa do określenia zjonizowanego obszaru wyładowania elektrycznego. Nazwa „plazma” nawiązuje do biologicznej protoplazmy w komórce. Zastosowanie plazmy ma jednak dłuższą historię – sięga 1804 roku, kiedy to H. Davy skonstruował pierwszy łuk elektryczny. Świecący gaz nazywa się często *czwartym stanem materii*. Określenie to wprowadził William Crookes już w 1879 roku.

Nazwa *czwarty stan materii* może wydawać się „krzywdząca”, gdyż w stanie plazmy znajduje się przeważająca większość materii we Wszechświecie (około 99.9% dostępnej obserwacjom części kosmosu). Wszystkie gwiazdy są utrzymywane w stanie plazmy dzięki zachodzącym w ich wnętrzach reakcjom jądrowym. Plazma, powstała na skutek jonizacji rozrzedzonej materii przez ultrafioletowe promieniowanie gwiazd, wypełnia przestrzeń międzyplanetarną, międzygwiazdową (np. wiatr słoneczny) i międzygalaktyczną. Planety wraz z wewnętrznymi częściami swoich atmosfer stanowią tylko „wysepki” wolne od plazmy. Zewnętrzna warstwa atmosfery – jonosfera, rozcią-

gająca się na wysokości powyżej 50 km nad powierzchnią Ziemi, jest już zjonizowana przez promieniowanie kosmiczne.

Na Ziemi plazma powstająca w sposób naturalny występuje rzadko – w postaci wyładowań atmosferycznych, a także ogni świętego Elma. W sposób sztuczny plazmę otrzymuje się głównie w postaci gorących płomieni oraz w wyniku elektrycznego wyładowania jarzeniowego i łukowego [72]. Plazma towarzyszy także kontrolowanej reakcji termojądrowej, będącej obiecującym źródłem energii dla ludzkości.

2.2 Wielkości fizyczne charakteryzujące stan plazmy

Pojęcie plazmy obejmuje ośrodki o bardzo różnych właściwościach – począwszy od jonosfery, poprzez plazmę w łuku elektrycznym, a na plazmie powstałej w wyniku syntezy termojądrowej skończywszy. Eksperymenty opisane w niniejszej pracy przeprowadzono w plazmie termicznej, która powstaje pod ciśnieniem atmosferycznym w temperaturze rzędu kilkunastu tysięcy kelwinów. Plazma termiczna jest rodzajem plazmy niskotemperaturowej, gdyż występują w niej jeszcze cząstki niezjonizowane.

Podstawowymi parametrami opisującymi stan plazmy są: temperatury poszczególnych składników oraz ich koncentracje (czyli liczba cząstek danego rodzaju znajdujących się w jednostkowej objętości). Do wielkości charakteryzujących stan i właściwości plazmy należą:

Temperatura elektronowa i koncentracja swobodnych elektronów.

Specyficzne właściwości plazmy wynikają z obecności w niej naładowanych cząstek, wśród których zasadniczą rolę odgrywają swobodne elektrony. Wynika to z ich małej w porównaniu do jonów masy, a co za tym idzie dużej mobilności. W wyniku oddziaływania z polem elektrycznym elektrony uzyskują większą szybkość i większą energię niż jony, zatem to głównie elektrony są odpowiedzialne za przekazywanie energii z pola elektrycznego do plazmy. Ponadto, wymiana energii pomiędzy elektronami swobodnymi a związanymi jest bardzo wydajna ze względu na równość mas. Zatem wzbudzenie i jonizacja atomów w wyniku zderzeń ze swobodnymi elektronami jest bardziej prawdopodobna niż w wyniku zderzeń z cięższymi cząstkami. Szczególne znaczenie dla określenia stanu plazmy mają dwa parametry gazu elektronowego – temperatura elektronowa T_e , oraz koncentracja swobodnych elektronów n_e .

Koncentracja atomów neutralnych i jonów. Poza elektronami plazma zawiera cięższe cząstki: atomy (koncentracja n_0) oraz jony w różnych stanach jonizacyjnych Z . Koncentracje jonów oznaczane są $n_{i,Z}$ lub n_Z , lub n_i (jeśli w plazmie występują jony o jednym tylko stopniu jonizacyjnym).

Stopień jonizacji

$$\alpha_j = \frac{n_e}{n_0 + n_e}. \quad (2.1)$$

Stopień jonizacji plazmy argonowej w temperaturze 17000 K wynosi ok. 0,87.

Częstość plazmowa

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (2.2)$$

W przypadku wystąpienia w plazmie zaburzenia koncentracji cząstek naładowanych różnego znaku, czyli lokalnego rozseparowania ładunków, pojawia się siła elektryczna dążąca do przywrócenia stanu kwazineutralności plazmy. W wyniku tego następują oscylacje fluktuacji koncentracji cząstek, a ich częstość zwana jest *częstością plazmową*. W plazmie argonowej o temperaturze powyżej 15000 K pod ciśnieniem atmosferycznym koncentracja swobodnych elektronów jest rzędu 10^{23} m^{-3} , zatem częstość plazmowa jest rzędu 10^{13} s^{-1} .

Częstotliwość plazmowa jest równa

$$f_p = \omega_p / 2\pi. \quad (2.3)$$

Częstotliwość plazmowa charakteryzuje czas reakcji plazmy na zaburzenia modyfikujące jej kwazineutralność. Zewnętrzne pola elektryczne mogą wnikać do wnętrza plazmy tylko wtedy, gdy ich częstotliwość jest większa od częstotliwości plazmowej.

Elektronowa długość Debye’a

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}. \quad (2.4)$$

Pomimo tego, że plazma składa się z naładowanych cząstek (elektrony, jony), jako całość jest elektrycznie obojętna. Dzieje się tak dlatego, że każda naładowana cząstka jest otoczona cząstkami posiadającymi ładunek przeciwnego znaku. W wyniku tego, zasięg oddziaływania elektrycznego pojedynczych cząstek jest ograniczony. Parametrem charakteryzującym to ekranowanie jest tzw. *długość (lub promień) Debye’a*. Indywidualne oddziaływania pomiędzy naładowanymi cząstkami w plazmie występują dla odległości mniejszych od długości Debye’a. Na przykład elektrony, których odległość jest mniejsza od λ_D , czyli elektrony znajdujące się wewnątrz *sfer Debye’a* (czyli kuli o promieniu równym długości Debye’a), „czują” nawzajem swoją obecność i w wyniku ruchu termicznego zostają chaotycznie (przypadkowo) rozmieszczone w całej objętości tej kuli. Na odległościach większych od λ_D dominują natomiast efekty kolektywne. Dla wspomnianej wyżej plazmy argonowej o temperaturze kilkanaście tysięcy kelwinów λ_D jest rzędu 10 nm.

Parametr plazmowy g równy odwrotności liczby cząstek znajdujących się w sferze Debye'a

$$g = (N_D)^{-1} = \left(\frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3 \right)^{-1}. \quad (2.5)$$

Aby statystyczny opis plazmy miał sens, liczba cząstek w sferze Debye'a musi być duża, $N_D \gg 1$, skąd wynika, że $g \ll 1$.

Przykładowo w badanej plazmie argonowej kula Debye'a zawiera kilkanaście swobodnych elektronów. Oznacza to, że teoria kinetyczna w miarę dobrze opisuje zachowanie się takiej plazmy.

Średnia odległość pomiędzy elektronami

$$d_e = \frac{1}{\sqrt[3]{n_e}}. \quad (2.6)$$

Parametr ekranowania

$$r = \frac{d_e}{\lambda_D}. \quad (2.7)$$

Średnia droga swobodna elektronu. Bardzo ważną rolę w plazmie odgrywają zderzenia zachodzące pomiędzy jej składnikami. Dla utrzymania przewodnictwa elektrycznego plazmy najważniejsze są zderzenia elektronów z atomami, dzięki czemu następuje jonizacja tych ostatnich. W przypadku plazmy argonowej dominującymi procesami zachodzącymi z udziałem elektronów, atomów i fotonów są:

- jonizacja: $\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$,
- wzbudzenie: $\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar}^* + e^-$,
- rozpraszanie elastyczne: $\text{Ar} + e^- \rightarrow \text{Ar} + e^-$.

Średnia droga swobodna elektronu to odległość, jaką przebywa elektron pomiędzy dwoma kolejnymi zderzeniami i wynosi

$$l_e = \left(\sum_q n_q Q_{eq} \right)^{-1}, \quad (2.8)$$

gdzie Q_{eq} to przekrój czynny na zderzenia elektron – cząstka q . W rozważanej plazmie średnia droga swobodna elektronu wynosi kilka mikrometrów.

Częstotliwość zderzeń elektronów (uśredniona po rozkładzie maxwellovskim) dana jest wzorem

$$\nu_e = \frac{4\sqrt{2\pi} n_{i,Z} Z^2 e^4 \ln \Lambda}{(4\pi\epsilon_0)^2 3m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \simeq 3,7 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{n_{i,Z} Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2}}, \quad (2.9)$$

gdzie $\ln \Lambda$ to tzw. *logarytm koulombowski*, którego wartość dla plazmy termicznej o temperaturze 17000 K wynosi ok. 3,4. Częstość zderzeń elektronu w takiej plazmie jest rzędu 10^{11} s^{-1} , a więc średni czas pomiędzy zderzeniami jest rzędu pikosekund.

2.3 Stany równowagi plazmy

Nawet względnie mała objętość plazmy zawiera bardzo duże ilości (rzędu $10^{10}/\text{mm}^3$) poruszających się i wzajemnie oddziałujących cząstek różnego rodzaju. Dokładny opis zachowania się poszczególnych cząstek nie jest możliwy. Dlatego do opisu stanu plazmy stosuje się metody fizyki statystycznej. Opis stanu plazmy polega na opisie własności zbioru atomów, jonów, molekuł i elektronów, a nie na opisie stanu poszczególnych cząstek. Jedną z najważniejszych wielkości fizycznych charakteryzujących rozkład energii składników układu w stanie równowagi termicznej jest temperatura.

W warunkach laboratoryjnych nie jest możliwe wytworzenie i badanie plazmy w stanie pełnej równowagi termicznej, gdyż plazma taka musiałaby mieć bardzo duże rozmiary oraz być całkowicie izolowana od otoczenia. W odniesieniu do rzeczywistej plazmy rozważa się różne rodzaje równowag.

2.3.1 Całkowita Równowaga Termodynamiczna

Stan *równowagi termodynamicznej* jest zdefiniowany jako taki stan, w którym entropia układu przyjmuje wartość maksymalną. W stanie równowagi makroskopowe parametry układu, tj. temperatura, ciśnienie, koncentracje składników, są jednakowe w całym układzie. Ponadto prawdopodobieństwo zajścia każdego procesu w układzie jest równe prawdopodobieństwu zajścia procesu odwrotnego, co stanowi treść *zasady równowag szczegółowych*.

Opisany stan idealnej równowagi termicznej nazywany jest stanem *całkowitej równowagi termodynamicznej* (CRT). Warunkiem istnienia stanu CRT w plazmie jest spełnienie wszystkich poniższych praw:

Równanie kwazineutralności, które wynika wprost z definicji plazmy. Dla plazmy wieloskładnikowej wyraża się ono równaniem

$$n_e = \sum n_{i,Z} \cdot Z, \quad (2.10)$$

gdzie sumowanie przebiega po wszystkich składnikach plazmy oraz wszystkich stopniach jonizacji Z .

Prawo Daltona. Plazmę można opisać równaniem stanu gazu doskonałego, a ciśnienia parcjalne poszczególnych jej składników sumują się, dając ciśnienie

całkowite

$$p = n_e k_B T_e + k_B \sum T_i n_{i,Z}, \quad (2.11)$$

gdzie T_e to temperatura elektronowa, a T_i to temperatura cięższych cząstek plazmy.

Prawo Maxwella, które określa rozkład prędkości składników plazmy. Liczba cząstek o masie m mających szybkość w przedziale $(v, v+dv)$ określona jest rozkładem Maxwella

$$dn(v) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T_{\text{kin}}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T_{\text{kin}}} \right) 4\pi v^2 dv. \quad (2.12)$$

Na podstawie tego rozkładu można obliczyć:

- najbardziej prawdopodobną szybkość cząstek

$$v_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{kin}}}{m}}, \quad (2.13)$$

która ponadto odpowiada średniej energii kinetycznej cząstek,

- średnią szybkość cząstek

$$v_{\text{sr}} = \sqrt{\frac{8k_B T_{\text{kin}}}{\pi m}}, \quad (2.14)$$

- średnią szybkość kwadratową cząstek

$$v_{\text{sr,kw}} = \sqrt{\frac{3k_B T_{\text{kin}}}{m}}. \quad (2.15)$$

Występujący w tych wzorach parametr T_{kin} to tak zwana *temperatura kinetyczna*.

Prawo Boltzmanna, które określa koncentrację cząstek i -tego rodzaju znajdujących się w stanie kwantowym a o energii $E_{i,a}$ oraz wadze statystycznej $g_{i,a}$:

$$n_{i,a} = n_i \cdot \frac{g_{i,a} \exp(-E_{i,a}/k_B T_{\text{wzb}})}{\sum_a g_{i,a} \exp(-E_{i,a}/k_B T_{\text{wzb}})} \quad (2.16)$$

Występujący w tym wzorze parametr T_{wzb} to tak zwana *temperatura wzbudzeniowa*.

Równanie Sahy-Eggerta, określające względne koncentracje składników plazmy mających różne stopnie jonizacji w stanie równowagi:

$$\frac{n_{i,Z+1} \cdot n_e}{n_{i,Z}} = 2 \cdot \frac{U_{Z+1}(T_j)}{U_Z(T_j)} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_j}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_{i,Z} - \delta E_{i,Z}}{k_B T_j} \right), \quad (2.17)$$

gdzie U oznacza funkcję podziału energii wewnętrznej, T_j to tak zwana *temperatura jonizacyjna* plazmy, $E_{i,Z}$ to energia jonizacji składnika plazmy (atomu lub jonu). Jednak atom lub jon znajdujący się w plazmie nie jest izolowany, mikropole elektryczne wokół atomu zmienia potencjał elektryczny elektronu, dlatego energia jonizacji jest mniejsza niż dla pojedynczej cząstki izolowanej. Spowodowane tym zaburzeniem obniżenie energii jonizacji, $\delta E_{i,Z}$, dane jest wzorem podanym przez Griema [34]

$$\delta E_{i,Z} = \frac{(Z+1)e^2}{4\pi\epsilon_0 r_D} = \frac{(Z+1)e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\epsilon_0}{e^2} \cdot \frac{k_B T}{n_e + \sum (Z+1)^2 n_{i,Z}} \right)^{-1/2}. \quad (2.18)$$

W szczególnym przypadku plazmy, w której występują jony o jednym tylko stopniu jonizacyjnym Z , można stosować wzór przybliżony

$$\delta E_Z = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 k_B T} \right) \approx 3 \cdot 10^{-11} Z \left(\frac{n_e}{T} \right)^{1/2} \text{ (eV)}. \quad (2.19)$$

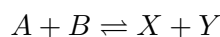
Prawo Sahy-Eggerta można uważać za szczególny przypadek fundamentalnego twierdzenia mechaniki statystycznej, zwanego *prawem działania mas*.

Prawo Plancka, opisujące promieniowanie ciała doskonale czarnego: spektralna gęstość promieniowania przypadająca na jednostkowe pole powierzchni dana jest wzorem

$$I(\nu, T_p) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T_p) - 1}. \quad (2.20)$$

Występujący w tym wzorze parametr T_p to tak zwana *temperatura promieniowania*. Z tego prawa można wyprowadzić prawo Stefana Boltzmanna (dotyczące całkowitej wypromieniowanej mocy) oraz prawo Wiena (określające spektralne maksimum natężenia promieniowania).

Prawo Guldberga-Waagego, zwane również *prawem działania mas*, określa koncentracje poszczególnych składników reakcji chemicznych. W stanie równowagi reakcji odwracalnej iloraz iloczynów ciśnień parcyjnych produktów do substratów jest w danych warunkach ($T = \text{const}$) wielkością stałą (zwaną *stałą równowagi*). Dla reakcji typu



prawo to można zapisać w postaci

$$\frac{n_X \cdot n_Y}{n_A \cdot n_B} = K(T), \quad (2.21)$$

gdzie n_i oznacza koncentrację i-tego składnika gazu.

W stanie całkowitej równowagi termodynamicznej temperatury występujące we wszystkich wymienionych prawach są równe i można podać jedną, globalną temperaturę plazmy

$$T = T_{\text{kin}} = T_{\text{wzb}} = T_j = T_i = T_p = T_e.$$

Zatem w przypadku plazmy jednoelementowej (zawierającej elektrony oraz atomy i jony tego samego pierwiastka w różnych stanach jonizacyjnych) w stanie CRT, do opisu jej stanu (przy ustalonym ciśnieniu) wystarczy jeden tylko parametr – temperatura.

2.3.2 Lokalna Równowaga Termodynamiczna

Stan CRT jest tylko pewną idealizacją, a jego osiągnięcie nie jest w rzeczywistości możliwe. Powodem tego są skończone rozmiary każdego układu i spowodowane tym faktem gradienty parametrów fizycznych (np. temperatury, koncentracji cząstek). Gradienty te są przyczyną dyfuzji zarówno materii, jak i energii. Plazma taka emituje na zewnątrz promieniowanie, a więc procesy emisji fotonów nie są zrównoważone przez procesy ich absorpcji. Dowodem tego jest obecność linii spektralnych w widmie. Nie jest więc spełnione prawo Plancka.

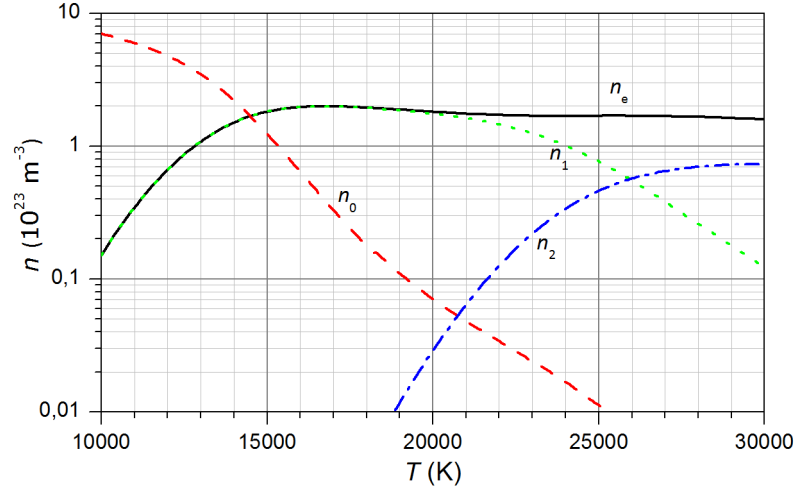
Stan plazmy, w którym są spełnione wszystkie wymienione powyżej prawa z wyjątkiem prawa Plancka, nazywany jest stanem *lokalnej równowagi termodynamicznej* (LRT, ang. *Local Thermal Equilibrium, LTE*). Zgodnie z nazwą, stan taki polega na tym, że dla każdej objętości plazmy – dostatecznie dużej, by można ją było uważać za quasi-continuum, ale na tyle małej, aby gradienty parametrów fizycznych w tej objętości były pomijalnie małe – zachodzi równość

$$T = T_{\text{kin}} = T_{\text{wzb}} = T_j = T_i = T_e.$$

Do opisu stanu plazmy w stanie LRT również wystarczy znajomość jednego parametru – temperatury. Rys. 2.1 przedstawia skład plazmy argonowej w stanie Lokalnej Równowagi Termodynamicznej pod ciśnieniem atmosferycznym $p = 1013,25 \text{ hPa}$ w zależności od temperatury w zakresie $10\,000 - 30\,000 \text{ K}$.

Stan LRT jest stanem o najwyższym stopniu równowagi, który można osiągnąć w laboratorium. W rzeczywistości bowiem niespełnienie prawa Plancka powoduje, że prawo Boltzmanna również nie jest w pełni spełnione, gdyż odstępstwo od równowagi dla procesów radiacyjnych (emisji i absorpcji) wpływa na obsadzenie poziomów energetycznych.

Za obsadzenie poziomów są odpowiedzialne nie tylko procesy radiacyjne. Plazma termiczna jest *zdominowana zderzeniowo*, co oznacza, że na obsadzenie poziomów decydujący wpływ mają procesy zderzeniowe. Dotyczy to zarówno ekwipartycji energii w ramach całej objętości plazmy, jak również na poszczególne rodzaje cząstek.



Rys. 2.1. Skład plazmy argonowej w stanie LRT pod ciśnieniem atmosferycznym $p=1013,25$ hPa w zależności od temperatury w zakresie 10000–30000 K. n_e oznacza koncentrację elektronów, n_0 – koncentrację atomów, n_1 i n_2 – koncentracje jonów odpowiednio: jedno- i dwukrotnie zjonizowanych.

Zatem spowodowana ucieczką promieniowania przewaga emisji nad absorpcją tylko w niewielkim stopniu będzie się przekładała na *nadpopulacje* niższych poziomów energetycznych.

Stan LRT jest więc pewnym przybliżeniem mówiącym, że mimo iż niespełnienie prawa Plancka naruszyło równowagę układu, to pozostałe prawa 2.10–2.17 z dobrym przybliżeniem są spełnione, gdyż na ich zachowanie decydujący wpływ mają procesy inne niż radiacyjne, a pozostałe czynniki zakłócające równowagę można pominąć.

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. Przyjmuje się, że ilość wszystkich przejść z danego poziomu spowodowanych przez zderzenia z elektronami przypadających na jeden proces radiacyjny prowadzący do obsadzenia danego poziomu, musi być większa od 10. Na mocy tego założenia Griem [34] zaproponował, stosując przybliżenie wodoropodobne, że plazma znajduje się w stanie LRT, jeśli koncentracja elektronów przekracza wartość określoną wzorem

$$n_e = 9 \cdot 10^{23} \left(\frac{E_{21}}{E_{H^+}} \right)^3 \sqrt{\frac{k_B T}{E_{H^+}}} \text{ (m}^{-3}\text{)}, \quad (2.22)$$

gdzie $E_{H^+} = 13,6$ eV to energia jonizacji wodoru, a E_{21} oznacza różnicę pomiędzy energią stanu podstawowego a energią pierwszego stanu wzbudzonego danego skład-

nika plazmy. Na przykład plazma argonowa o temperaturze 10 000 K spełnia powyższy warunek, gdy koncentracja swobodnych elektronów przekracza $1,4 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Ze względu na poczynione założenie dotyczące częstości zderzeń, powyższy wzór ma tylko przybliżony charakter. Pokrzywka podaje [60], że plazma argonowa w kolumnie łuku elektrycznego jest w stanie LRT, jeśli koncentracja elektronów przekracza $3 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, co przy ciśnieniu atmosferycznym odpowiada temperaturze 10 000 K.

2.3.3 Częściowa Lokalna Równowaga Termodynamiczna

Stan nazywany *częściową lokalną równowagą termodynamiczną* (cLRT, ang. *partial Local Thermal Equilibrium, pLTE*) występuje w przypadku, gdy tylko pewne podukłady statystyczne są ze sobą w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej.

W przypadku plazmy o małej koncentracji elektronów swobodnych łamane może być prawo Boltzmanna dla całego układu, ale może ono obowiązywać dla stanów wzbudzonych. Obsadzenie stanu podstawowego jest wtedy większe niż byłoby w stanie LRT. Dzieje się tak dlatego, że ilość zderzeń w plazmie jest wystarczająca do ustalenia się równowagi pomiędzy stanami wzbudzonymi (małe różnice energii między poziomami), ale nie jest wystarczająca do ustalenia się równowagi pomiędzy poziomem podstawowym a resztą poziomów (duża przerwa energetyczna). Również w przypadku plazm pod ciśnieniem atmosferycznym często obserwuje się reabsorbację linii rezonansowych.

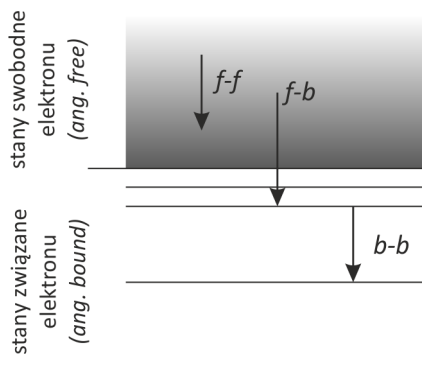
Ponadto stan cLRT może mieć związek z brakiem stanu równowagi termicznej pomiędzy elektronami a cięższymi cząstkami. Jak już wcześniej wspomniano, to elektrony pośredniczą w przekazie energii pomiędzy polem elektrycznym a jonami. Ze względu na dużą różnicę mas elektronu i jonu, w pojedynczym zderzeniu przekaz energii jest niewielki – nie przekracza wartości $4m_e/m_i$, co w przypadku plazmy argonowej wynosi około $2,1 \cdot 10^{-4}$. Natomiast wymiana energii w zderzeniach cząstek o porównywalnej masie jest bardzo efektywna, co sprzyja utrzymaniu równowagi Maxwella oddzielnie dla elektronów i jonów. Tak więc każdy z tych podukładów statystycznych opisany jest maxwellowskim rozkładem prędkości, ale z inną temperaturą kinetyczną.

2.4 Procesy promieniste w plazmie

Zazwyczaj plazma jest źródłem światła o dużym natężeniu, zatem naturalne jest, że w badaniach plazmy duże znaczenie mają metody spektroskopii emisyjnej. Są to najprostsze metody optyczne badające widmo promieniowania plazmy. Widmo to niesie wiele informacji zarówno o samym emiterze (tj. atomie lub jonie), jak i o warunkach, w których się on znajduje. Z oczywistych względów widmo promieniowania plazmy jest podstawowym źródłem wiedzy w badaniach astrofizycznych.

Wszystkie procesy promieniste zachodzące w plazmie można interpretować jako przejścia kwantowe pomiędzy dwoma różnymi stanami energetycznymi. Typowe procesy radiacyjne zachodzące w plazmie (rys. 2.2) są wynikiem przejść elektronów pomiędzy:

- stanami związanymi atomów, jonów lub molekuł (ang. *bound-bound*),
- stanem swobodnym a stanem związanym (ang. *free-bound*),
- stanami swobodnymi (ang. *free-free*).



Rys. 2.2. Typowe procesy radiacyjne z udziałem elektronów i atomów (lub jonów). „*f-f*” – przejście pomiędzy dwoma stanami swobodnymi, „*f-b*” – przejście typu swobodny-związany, „*b-b*” – przejście pomiędzy dwoma stanami związanymi.

Przejście typu „free-free” zachodzi wtedy, gdy elektron porusza się w polu elektrycznym innej cząstki naładowanej, najczęściej jonu. W wyniku oddziaływania z tą cząstką tor ruchu elektronu zostaje zakrzywiony. Promieniowanie tego typu, emitowane podczas przejścia elektronu pomiędzy dwoma poziomami continuum, zwane jest promieniowaniem hamowania (niem. *bremsstrahlung*). Przejście „free-bound” to proces rekombinacji elektron-jon. Polega ono na wychwyceniu swobodnego elektronu przez jon. Nadwyżka energii elektronu zostaje wyemitowana w postaci tzw. promieniowania rekombinacyjnego. Stany swobodne nie są skwantowane, więc promieniowanie emitowane w wyniku procesów „free-free” i „free-bound” ma widmo ciągłe. Promieniowanie powstałe w wyniku przejścia „bound-bound” ma natomiast widmo dyskretne (liniowe).

2.4.1 Widmo ciągłe

Moc promieniowania emitowanego przez jednostkę objętości plazmy w jednostkowy kąt bryłowy przypadającą na jednostkowy przedział długości fali określa współczynnik emisji ε . W przypadku plazmy będącej w stanie lokalnej równowagi Maxwella dla elektronów oraz cięższych cząstek współczynnik emisji promieniowania ciągłego

można przedstawić w postaci sumy współczynnika emisji dla przejść pomiędzy stanami swobodnymi w polu atomu (ε_{ff}^{ea}) i w polu jonu ($\varepsilon_{ff}^{ei,z}$) oraz współczynnika emisji ε_{fb}^z dla rekombinacji dwuciałowej w przejściu swobodny–związany:

$$\varepsilon_{tlo}(\lambda) = \varepsilon_{ff}^{ea}(\lambda) + \sum_Z \varepsilon_{ff}^{ei,Z}(\lambda) + \sum_Z \varepsilon_{fb}^Z(\lambda). \quad (2.23)$$

Współczynnik emisji dla przejść pomiędzy stanami swobodnymi w polu atomu wyraża się wzorem [60]

$$\varepsilon_{ff}^{ea}(\lambda) = C_2 \lambda^{-2} n_0 n_e T_h^{3/2} \bar{Q}_{ea}(T_e) \left[1 + \left(1 + \frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right)^2 \right] \exp \left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right), \quad (2.24)$$

gdzie

$$C_2 = \frac{32}{3c^2} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \left(\frac{k_B}{2\pi m_e} \right)^{3/2} = 1,026 \cdot 10^{-34} (\text{W m}^2 \text{K}^{-3/2} \text{sr}^{-1}). \quad (2.25)$$

$\bar{Q}_{ea}(T_e)$ jest średnim całkowitym przekrojem czynnym na przekaz pędu w zderzeniu elektron – atom, danym wzorem [46]:

$$\bar{Q}_{ea}(T_e) = (3,6 \cdot 10^{-4} T_e - 0,1) \cdot 10^{-20} (\text{m}^2). \quad (2.26)$$

Pozostałe składniki we wzorze 2.23 często dodaje się

$$\varepsilon_{ff}^{ei,Z}(\lambda) = \varepsilon_{ff}^{ei,Z}(\lambda) + \varepsilon_{fb}^Z(\lambda). \quad (2.27)$$

i zapisuje w postaci

$$\varepsilon_{ff}^{ei,Z}(\lambda) = C_1 n_e n_{i,Z} T_e^{-1/2} \lambda^{-2} Z^2 \xi^Z(\lambda, T_e), \quad (2.28)$$

gdzie

$$C_1 = \frac{16\pi}{3c^2} \left(6\pi m_e^3 k_B \right)^{-1/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^3 = 1,63 \cdot 10^{-43} (\text{W m}^4 \text{K}^{1/2} \text{sr}^{-1}). \quad (2.29)$$

Współczynnik $\xi^Z(\lambda, T_e)$ stanowi sumę przyczynków pochodzących od przejść typu „ f – b ” oraz „ f – f ” i dla jonu w stanie jonizacyjnym Z może być zapisany w postaci:

$$\xi^Z(\lambda, T_e) = \xi_{fb}^Z(\lambda, T_e) \frac{g_{Z,1}}{U_Z} \left[1 - \exp \left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right) \right] + \xi_{ff}^Z(\lambda, T_e) \exp \left(-\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right). \quad (2.30)$$

W powyższym wzorze $g_{Z,1}$ jest wagą statystyczną poziomu podstawowego, a U_Z jest sumą stanów jonu macierzystego. $\xi_{fb}^Z(\lambda, T_e)$ i $\xi_{ff}^Z(\lambda, T_e)$ to współczynniki Bibermana [8]. Są one rzędu jedności i słabo zależą od temperatury [60].

Z powyższych wzorów wynika, że współczynnik emisji w dość złożony sposób zależy od koncentracji cząstek, natomiast słabo zależy od temperatury. W przypadku plazmy rozważanej w niniejszej pracy, przy temperaturze rzędu kilkunastu tysięcy kelwinów, promieniowanie hamowania w polu atomów oraz w wyniku oddziaływania z jonami dwukrotnymi są pomijalnie małe. Widmo promieniowania ciągłego jest wtedy z dobrym przybliżeniem opisane wzorem

$$\varepsilon_{\text{tło}}(\lambda) = \frac{C_1}{\lambda^2} \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} \xi^Z(\lambda, T_e). \quad (2.31)$$

2.4.2 Widmo liniowe

Stany związane elektronów w atomach i jonach mają skwantowane wartości energii, więc widmo promieniowania związanego z przejściami pomiędzy tymi stanami ma postać zbioru dyskretnych linii spektralnych zwanego widmem liniowym. W przypadku plazmy optycznie cienkiej (czyli takiej, w której nie zachodzi zjawisko reabsorpcji) współczynnik emisji linii spektralnej o długości fali λ_{ki} odpowiadającej przejściu ze stanu k do stanu i dany jest wzorem

$$\varepsilon_{ki}(\lambda) = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ki}} A_{ki} N_k P_{ki}(\lambda), \quad (2.32)$$

gdzie A_{ki} jest prawdopodobieństwem przejścia. Kształt profilu linii widmowej określa funkcja $P_{ki}(\lambda)$. Całkowity współczynnik emisji linii spektralnej jest równy

$$\varepsilon_{ki} = \int \varepsilon_{ki}(\lambda) d\lambda = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ki}} A_{ki} N_k. \quad (2.33)$$

Zarówno współczynnik emisji linii spektralnej, jak i całkowity współczynnik emisji linii spektralnej, zależą od obsadzenia N_k górnego poziomu przejścia.

2.4.2.1 Czynniki wpływające na kształt linii widmowych

Linie spektralne nie są ściśle monochromatyczne, lecz posiadają pewien rozkład natężenia światła wokół centralnej długości fali odpowiadającej przejściu $i \rightarrow k$. Informacja o stanie plazmy zawarta jest nie tylko w całkowitym natężeniu linii emisyjnej, ale także w szerokości linii oraz jej kształcie.

Naturalna szerokość linii widmowych – jest wynikiem skończonego czasu życia poziomów energetycznych i jest tym większa, im czasy życia są krótsze. Profil linii emisyjnej, wynikający z rozszerzenia naturalnego, jest profilem Lorentza o pełnej szerokości połówkowej (ang. *Full Width at Half Maximum* – *FWHM*) wyrażonej wzorem

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k}, \quad (2.34)$$

w którym τ_i i τ_k oznaczają średnie czasy życia poziomów.

Rozszerzenie dopplerowskie linii widmowych – jest wynikiem termicznego ruchu emiterów i efektu Dopplera. Polega ono na zmianie częstości fali emitowanej bądź absorbowanej przez poruszający się atom. W przypadku, gdy ruch termiczny jest opisany rozkładem Maxwella, to profil jest rozkładem Gaussa o szerokości:

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}, \quad (2.35)$$

gdzie: ν_0 jest częstością rezonansową, a m – masą promieniującego atomu.

Rozszerzenie ciśnieniowe linii widmowych – jest wynikiem oddziaływania (zderzeń) cząstek emitera z innymi cząstkami. Zderzenia te mogą ograniczać czas życia wzbudzonych poziomów atomowych, a tym samym prowadzić do rozszerzenia profilu linii. Wyróżnia się trzy typy rozszerzeń ciśnieniowych:

Poszerzenie rezonansowe – wynika z wymiany wzbudzenia w zderzeniach identycznych atomów, z których jeden jest w stanie podstawowym. W przypadku linii Ar 696,5 nm poszerzenie rezonansowe nie występuje, gdyż żaden z poziomów nie jest sprzężony dipolowo ze stanem podstawowym.

Poszerzenie van der Waalsa – jest rezultatem oddziaływania emitera z atomami, gdy nie ma spełnionego warunku rezonansu prowadzącego do poszerzenia rezonansowego.

Poszerzenie i przesunięcie Starka. Jak już wcześniej wspomniano, widmo liniowe promieniowania plazmy jest wynikiem przejść pomiędzy dwoma dyskretnymi poziomami energetycznymi emitera (tj. atomu lub jonu). Pola elektryczne, zarówno zewnętrzne, jak i wewnątrzplazmowe (tzw. mikropola), w wyniku efektu Starka zmieniają wartości energii stanów energetycznych emitera, a przez to wpływają na widmo promieniowania plazmy. Poszerzenie Starka linii widmowej jest więc wynikiem oddziaływania emitera ze znajdującymi się w plazmie cząstkami naładowanymi: szybko poruszającymi się elektronami oraz znacznie wolniejszymi jonami. Gdy stopień jonizacji plazmy jest większy od około 0,01, to poszerzenie starkowskie dominuje nad pozostałymi przyczynami poszerzenia linii. Dla termicznej plazmy argonowej warunek ten jest spełniony przy koncentracji swobodnych elektronów powyżej $2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ [60].

Jeżeli występuje degeneracja poziomów energetycznych, jak to ma miejsce w przypadku atomu wodoru i jonów wodoropodobnych, to obserwuje się liniowy efekt Starka. Zewnętrzne pole elektryczne znosi degenerację i powoduje rozszczepienie poziomów.

W przypadku emiterów niewodoropodobnych, tj. takich, które na zewnętrznej powłoce posiadają więcej niż jeden elektron, mamy do czynienia z efektem drugiego rzędu (kwadratowym efektem Starka) – pole elektryczne indukuje w emiterze moment dipolowy, a przesunięcie poziomu energetycznego jest wynikiem oddziaływania pola elektrycznego z wyindukowanym momentem dipolowym.

Teoretyczne obliczenie rozszerzenia Starka linii emisyjnych stosuje przybliżenie zderzeniowe dla oddziaływania emitery z elektronami oraz przybliżenie kwazistatyczne dla oddziaływania emitery z jonami. Profil starowski linii widmowej emitery niewodoropodobnego jest w przybliżeniu profilem dyspersyjnym (efekt oddziaływania emitery z elektronami) z pewną asymetrią wynikającą z oddziaływania emitery z jonami. Zwykle profil ten jest też przesunięty względem profilu linii niezaburzonej. Według [34, 52] profil linii może być opisany funkcją

$$j(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{W_r(\beta) d\beta}{1 + (x - A^{4/3}\beta^2)^2}, \quad (2.36)$$

gdzie x to bezwymiarowa odległość od położenia niezaburzonego λ_0 linii, zdefiniowana zależnością

$$x = \frac{\lambda - \lambda_0 - d}{w}, \quad (2.37)$$

gdzie d jest przesunięciem linii widmowej względem położenia niezaburzonego, w jest połową szerokości połówkowej linii (ang. *Half Width at Half Maximum* – *HWHM*). $W_r(\beta)$ jest rozkładem mikropola w plazmie dla odpowiedniego emitery (atomu lub jonu) i odpowiedniego parametru ekranowania r , A jest parametrem asymetrii linii.

Szerokość w i przesunięcie d linii widmowej są liniowymi funkcjami koncentracji swobodnych elektronów n_e . Natomiast parametr asymetrii A jest proporcjonalny do $n_e^{1/4}$. Parametry w , d oraz A słabo zależą od temperatury.

Griem [34] zaproponował półempiryczny wzór pozwalający obliczyć pełną szerokość połówkową linii spektralnej przybliżonym wzorem:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2 \cdot [1 + 1,75A(1 - C \cdot r)] \cdot w^{\text{nor}} \frac{n_e}{n_e^{\text{nor}}}, \quad (2.38)$$

gdzie: $C=0,75$ dla linii atomowych i $C=1,2$ dla linii jonowych, n_e^{nor} to znormalizowana koncentracja elektronów.

Rozszerzenie nasyceniowe – jest skutkiem procesów emisji i absorbcji wymuszonej, które zmniejszają różnicę obsadzeń między stanami. Szerokość linii

spowodowana tym rozszerzeniem określa wzór:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0(1 + S), \quad (2.39)$$

gdzie $\Delta\nu_0$ to szerokość profilu jednorodnego (lorentzowskiego) nieposzerzonego mocą, a S jest tzw. *parametrem nasycenia* odnoszącym się do środka linii. Parametr nasycenia można zapisać w postaci $S = I/I_{\text{sat}}$, gdzie I to natężenie światła, a I_{sat} to tzw. *natężenie nasyceniowe* (zwane też *saturacyjnym*) dane wzorem

$$I_{\text{sat}} = \frac{\varepsilon_0 c h^2}{2} \frac{\gamma \Gamma}{|\mu_{12}|^2}. \quad (2.40)$$

W powyższym wzorze: γ to stała zaniku koherencji, Γ to stała zaniku populacji, a μ_{12} to moment dipolowy przejścia.

Istnieje prosta metoda korekty zmierzonej szerokości profilu na poszerzenie nasyceniowe: kwadrat szerokości obserwowanego rezonansu jest wprost proporcjonalny do natężenia fali, zatem wartość szerokość profilu liniowo ekstrapolowana do zerowego natężenia daje szerokość niezaburzoną.

Wartości rozszerzeń linii emisyjnej 696,543 nm Ar I w łuku elektrycznym o temperaturze 17000 K i koncentracji elektronów $n_e = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ przy braku promieniowania laserowego zostało przedstawione w tabeli (2.1).

Tablica 2.1. Poszerzenia linii emisyjnej 696,543 nm Ar I w łuku elektrycznym o $T_e=17000 \text{ K}$ i $n_e = 2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ przy braku promieniowania laserowego.

Typ rozszerzenia	Szerokość (GHz)	Szerokość (cm^{-1})
naturalne	0,06	0,002
dopplerowskie	6,4	0,21
rezonansowe	0	0
van der Waalsa	0,006	0,0002
starkowskie	110	3,67

Oprócz rozszerzenia dopplerowskiego i ewentualnie nasyceniowego (jeśli natężenie światła I jest dostatecznie duże), wszystkie pozostałe typy rozszerzenia są mniejsze od niepewności pomiarowej i mogą zostać pominięte.

2.4.2.2 Profil aparaturowy i profil Voigta

Dodatkowe poszerzenie linii widmowej rejestrowanej w trakcie pomiaru jest spowodowane elementami spektrometru. Wynikający z tego profil, zwany profilem aparaturowym, jest typu gaussowskiego.

Poszerzenia wynikające z poszczególnych czynników sumują się wprost, jeśli są to profile lorentzowskie, lub geometrycznie, jeśli są to profile gaussowskie. Wypadkowym profilem linii spektralnej jest tzw. profil Voigta, czyli funkcja będąca splotem funkcji Lorentza i Gaussa:

$$\mathcal{V}(x, \sigma, \gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{G}(x', \sigma) \mathcal{L}(x - x', \gamma) dx', \quad (2.41)$$

gdzie

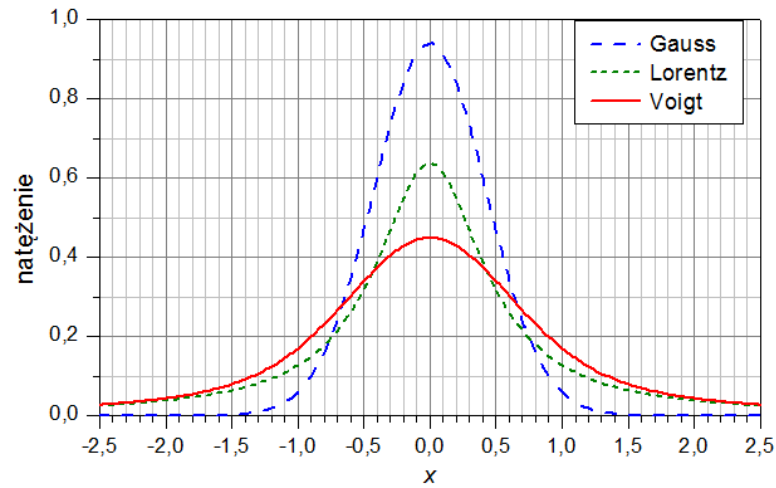
$$\mathcal{G}(x, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.42)$$

to rozkład Gaussa, którego szerokość połówkowa (FWHM) wynosi $2\sigma\sqrt{2\ln 2}$, natomiast

$$\mathcal{L}(x, \gamma) = \frac{\gamma}{\pi(x^2 + \gamma^2)} \quad (2.43)$$

to rozkład Lorentza o szerokości połówkowej (FWHM) równej 2γ .

Na rys. 2.3 przedstawiono profile Gaussa i Lorentza o jednakowej szerokości połówkowej oraz profil Voigta będący ich splotem. Otrzymany profil ma szerokość połówkową (FWHM) równą około 1,64.



Rys. 2.3. Profile: Gaussa, Lorentza o jednakowej szerokości połówkowej (FWHM) równej 1 oraz profil Voigta będący ich splotem. Wszystkie unormowane do jednostkowego pola.

Rozdział 3

Metody diagnostyki plazmy

Szczególne znaczenie dla określenia stanu plazmy mają dwa parametry gazu elektronowego – temperatura elektronowa T_e , oraz koncentracja swobodnych elektronów n_e . Istnieje wiele technik pomiarowych, zarówno elektrycznych jak i optycznych, pozwalających wyznaczyć te parametry w różnych typach plazm [38].

3.1 Sonda Langmuira

Metoda sondy Langmuira stosowana jest do badania plazmy niskociśnieniowej o małej koncentracji, $n_e < 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Sama sonda to rodzaj próbnika wprowadzanego do plazmy w celu lokalnego zmierzenia określonych parametrów plazmy. Próbник taki najczęściej ma postać drutu wolframowego o małej średnicy (poniżej 0,1 mm), izolowanego z wyjątkiem małego segmentu. Do segmentu tego stale docierają elektrony i jony poruszające się ruchem termicznym. Natężenie prądu związanego z tym strumieniem cząstek opisuje wzór:

$$I = -eA \left(\frac{1}{4} n_i \bar{v}_i - \frac{1}{4} n_e \bar{v}_e \right), \quad (3.1)$$

gdzie A oznacza pole powierzchni próbnika, a $\bar{v}_e$ i $\bar{v}_i$ średnie szybkości termiczne elektronów i jonów [38]. Średnia szybkość jonów jest znacznie mniejsza od średniej szybkości elektronów, więc prąd płynący z elektrody jest zdominowany przez elektrony, zatem

$$I \approx \frac{1}{4} e A n_e \bar{v}_e. \quad (3.2)$$

Mierząc natężenie tego prądu można wyznaczyć lokalny rozkład szybkości elektronów, a w konsekwencji także koncentrację i temperaturę elektronową.

W rzeczywistości pomiar za pomocą sondy jest bardziej skomplikowany. Jeśli elektroda jest elektrycznie odizolowana od komory plazmy, to szybko ładuje się ujemnie, przez co uzyskuje pewien potencjał elektryczny V_f (różny od potencjału plazmy

pod nieobecność sondy, V_p), a natężenie prądu maleje do zera. Obecność sondy zaburza więc stan plazmy, a wyznaczenie parametrów plazmy wprost poprzez pomiar strumienia cząstek docierających do sondy nie jest możliwe.

Aby tego dokonać konieczne jest zbadanie wpływu sondy na elektryczne parametry plazmy. W tym celu stosuje się prosty układ elektryczny, dzięki któremu można zmieniać potencjał V sondy. Mierzy się natężenie prądu płynącego przez sondę w zależności od napięcia polaryzującego. Jeśli sonda ma względem plazmy potencjał dodatni, $V > V_p$, to przyciąga elektrony, a odpycha jony dodatnie. Wszystkie elektrony docierające do elektrody są przez nią zbierane. Następuje więc efekt nasycenia, przy którym natężenie prądu elektronowego nie rośnie przy zwiększaniu potencjału elektrody. Jeśli sonda ma względem plazmy potencjał ujemny, $V < V_p$, to niektóre elektrony nie dotrą do elektrody, natężenie prądu jest mniejsze niż przy nasyceniu. W szczególności, jeśli $V = V_f$, to – jak wspomniano wcześniej – natężenie prądu maleje do zera. Gdy elektroda ma potencjał $V < V_f$, docierają do niej tylko jony dodatnie. Z powodu ich małej ruchliwości, natężenie płynącego prądu jest bardzo małe w porównaniu z natężeniem nasycenia.

Na podstawie zarejestrowanej charakterystyki prądowo-napięciowej w układzie z sondą Langmuira można wyznaczyć lokalne wartości koncentracji elektronów, temperatury elektronowej, elektronowej funkcji rozkładu energii oraz elektrycznego potencjału plazmy.

Obecnie często stosuje się sondy złożone z dwóch elektrod – mierzy się natężenie prądu w zależności od napięcia między elektrodami. Zastosowanie znalazły także planarne matryce złożone z kilkunastu sond Langmuira, umożliwiające pomiar kompletu charakterystyk w czasie rzeczywistym, w różnych miejscach plazmy.

Główną zaletą metody wykorzystującej sondę Langmuira jest dobra przestrzenna zdolność rozdzielcza oraz prosty układ pomiarowy, wadą natomiast fakt zaburzenia stanu plazmy związany z powstawaniem wokół próbника warstwy przejściowej, podgrzewanie sondy i jej erozja. Z tych powodów sonda Langmuira jest nieprzydatna w diagnostyce plazmy termicznej.

3.2 Metody pomiaru współczynnika załamania światła w plazmie

W przypadku, gdy zastosowanie sondy Langmuira do diagnostyki plazmy powoduje zbyt duże zaburzenie stanu plazmy, jako próbника można użyć fal elektromagnetycznych. Propagacja fal elektromagnetycznych w plazmie z powodu szczególnych elektrycznych właściwości stanu plazmowego znacznie różni się od propagacji fali w ośrodku niezjonizowanym, jakim jest na przykład próżnia. Jeśli natężenie użytej fali jest niewielkie, to metodę taką można uważać za nieinwazyjną.

Podstawową metodą stosowaną do wyznaczenia koncentracji swobodnych elektronów w plazmie poprzez pomiar współczynnika załamania światła n jest metoda interferometryczna. Wartość tego współczynnika związana jest z częstotliwością plazmową zależnością

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (3.3)$$

a przez to zależy głównie od koncentracji elektronów w plazmie.

Pomiaru dokonuje się za pomocą interferometru Michelsona lub Macha-Zendera, w których wiązka lasera zostaje natężeniowo rozdzielona na dwie części skierowane do dwóch ramion interferometru. W jednym z jego ramion znajduje się badany ośrodek. Następnie obie wiązki interferują ze sobą, a wynikowe natężenie światła jest mierzone przez detektor. Z powodu różnicy współczynników załamania światła badanego ośrodka i otoczenia, przechodząca przez plazmę wiązka nabywa innej fazy niż wiązka w drugim ramieniu. Interferometr mierzy różnicę faz $\Delta\phi$ pomiędzy wiązkami światła w obu ramionach. Zakładając, że drugie ramie interferometru znajduje się w próżni, nabyta różnica faz wyraża się wzorem

$$\Delta\phi = \int (n - 1) \frac{\omega}{c} dl.$$

Jeśli koncentracja elektronów w plazmie jest znacznie mniejsza od tzw. koncentracji krytycznej $n_c = \omega^2 m_e \epsilon_0 / e^2$, to można zastosować przybliżenie

$$n \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_c},$$

a różnicę faz zapisać wzorem

$$\Delta\phi = \frac{-\omega}{2cn_c} \int n_e dl.$$

Jak widać różnica faz jest wprost proporcjonalna do średniej koncentracji elektronów na drodze wiązki światła w plazmie. W rzeczywistości pomiar różnicy faz jest bardziej skomplikowany, gdyż bezpośrednio można mierzyć natężenie światła na wyjściu interferometru, a nie samą różnicę faz. Metoda ta wymaga pomiarów na kilku długościach fali.

Zaletą interferometrycznych metod diagnostyki plazmy jest bardzo prosty układ pomiarowy. Podstawową wadą tej metody jest natomiast jej globalny charakter uniemożliwiający wyznaczenie lokalnych wartości n_e . Dodatkowym utrudnieniem jest fakt, że niejednorodna kolumna plazmy zakrzywia wiązkę lasera w interferometrze.

Obok interferometrii laserowej istnieją również inne metody diagnostyki plazmy bazujące na zależności współczynnika załamania światła od koncentracji elektronów swobodnych. Należą do nich: interferometria mikrofalowa, obrazowanie interferometryczne, fotografia techniką *schlieren* oraz obrazowanie cieniowe (ang. *shadowgraph*

imaging). W odróżnieniu od metody interferometrycznej, w której mierzy się sam współczynnik załamania światła n , wyżej wymienione metody polegają na pomiarze gradientu współczynnika załamania światła.

3.3 Metody spektroskopowe

Plazma jest źródłem światła o dużym natężeniu, zatem naturalne jest, że w diagnostyce plazmy duże znaczenie mają metody spektroskopii emisyjnej. Polegają one na pomiarach natężenia promieniowania ciągłego plazmy lub całkowitego natężenia linii emisyjnej (atomów, jonów, molekuł) lub pomiarach kształtu linii emisyjnych lub absorpcyjnych. Na podstawie otrzymanych wyników można wyznaczyć koncentracje cząstek w określonych stanach kwantowych, co z kolei ma związek z temperaturą plazmy i koncentracją elektronów.

Podstawową zaletą technik emisyjnych jest względnie prosty układ pomiarowy oraz nieinwazyjny charakter. Wadą natomiast to, że wynik końcowy w istotny sposób zależy od przyjętego, hipotetycznego i trudnego do zweryfikowania modelu plazmy. Ponadto dokładność metod emisyjnych zależy również od dokładności użytych w obliczeniach stałych atomowych, tj. siły oscylatorów linii widmowych oraz przekrojów czynnych na procesy zderzeniowe.

3.3.1 Metoda wykresu Boltzmanna

Metoda ta pozwala wyznaczyć temperaturę wzbudzeniową plazmy poprzez pomiar stosunków natężeń linii widmowych. W przypadku istnienia w plazmie równowagi Boltzmanna temperatura wzbudzeniowa odpowiada temperaturze plazmy.

Na podstawie zależności współczynnika emisji linii widmowej od temperatury można zapisać równanie

$$\ln \left(\frac{\lambda_{ki} \varepsilon_{ki}}{A_{ki} g_k} \right) = C - \frac{E_k}{k_B T}, \quad (3.4)$$

gdzie E_k i g_k oznaczają odpowiednio energię i wagę statystyczną górnego poziomu przejścia, a C jest pewną stałą. Jak widać, lewa strona równania jest liniową funkcją energii E_k . Można więc wyznaczyć temperaturę plazmy poprzez zmierzenie natężeń kilku linii widmowych, wykreślenie zależności wyrażenia po lewej stronie równania 3.4 od E_k i wyznaczenie nachylenia linii prostej dopasowanej do punktów doświadczalnych. Metoda ta wymaga rejestracji linii emisyjnych o znacznie różniących się energiach górnych poziomów przejść, co zwiększa dokładność pomiaru.

Niezbędnym warunkiem wyznaczenia temperatury ze współczynnika emisji linii jest również znajomość jej prawdopodobieństwa przejścia. Dodatkową trudność sprawia konieczność kalibracji układu optycznego.

3.3.2 Metoda Larenza-Fowlera-Milne'a

Metodą diagnostyczną, która pozwala ominąć wymienione powyżej trudności jest metoda Larenza-Fowlera-Milne'a (L-F-M) [29, 45]. Zgodnie ze wzorem 2.33 współczynnik emisji linii spektralnej ε_{ki} zależy od obsadzenia N_k górnego poziomu przejścia, które to obsadzenie, zgodnie z prawem Boltzmann'a 2.16, zależy z kolei od temperatury. Obserwowane natężenie linii emisyjnej jest proporcjonalne do obsadzenia górnego poziomu i osiąga maksimum, gdy to obsadzenie jest najwyższe. W plazmie jednorodnej w stanie LRT, dla określonego ciśnienia, natężenie to osiąga maksimum w temperaturze zwanej temperaturą normatywną. Osiąganie maksimum natężenia jest związane z tym, iż aczkolwiek stosunek populacji poziomu górnego do dolnego rośnie wraz z temperaturą, to gęstość populacji maleje ze względu na rosnącą jonizację gazu.

Metoda ta umożliwia wyznaczenie rozkładu temperatury plazmy z pomiaru natężenia jednej linii widmowej pod warunkiem, że temperatura dla której ta linia ma swoje maksimum została w pewnym punkcie plazmy (np. poza osią łuku) osiągnięta. Nie jest natomiast wymagane wyznaczenie czułości układu pomiarowego, gdyż metodą tą dokonuje się tylko względnych pomiarów natężenia dla ustalonej długości fali. Metoda ta wymaga jednak założenia stanu LRT w plazmie oraz jednakowego ciśnienia w rozpatrywanym obszarze plazmy. Założenia te stanowią główną wadę metody L-F-M.

3.3.3 Metoda grafu Olsena-Richtera

Metoda ta jest rozwinięciem idei metody L-F-M. Diagnostyki plazmy dokonuje się poprzez rejestrację linii atomowej i jonowej [55]. By wyznaczyć szukane parametry, należy dopasować natężenie jednej z linii w funkcji natężenia drugiej linii na wykresie logarytmiczno-logarytmicznym do określonej izobary. Tak jak i w przypadku metody Larentza-Fowlera-Milne'a również ta metoda opiera się na założeniu istnienia lokalnej równowagi termicznej. Jeżeli nie jest możliwe dopasowanie punktów doświadczalnych do żadnej izobary, znaczy to, że stan plazmy odbiega od stanu równowagi lub że ciśnienie w plazmie nie jest stałe.

3.3.4 Pomiar szerokości linii emisyjnej

Najbardziej rozpowszechnioną metodą wyznaczania koncentracji elektronów w plazmie jest metoda polegająca na pomiarze rozszerzenia i przesunięcia Starka linii widmowych.

Jak wspomniano już poprzednio, amplituda mikropól w plazmie zależy głównie od koncentracji swobodnych elektronów i jonów, a w mniejszym stopniu od temperatury plazmy. Profil starkowski linii widmowej jest więc źródłem informacji o koncen-

tracji swobodnych elektronów w plazmie. Metoda rozszerzenia starkowskiego może być wykorzystywana do wyznaczania koncentracji elektronów w wielu różnych typach plazm – w szerokim zakresie n_e – od 10^6 m^{-3} do od 10^{33} m^{-3} . Do podstawowych zalet tej metody należą: nieinwazyjność oraz fakt, że metoda ta nie wymaga założeń odnośnie stanu równowagi plazmy. Wadą zaś jest słaba przestrzenna zdolność rozdzielcza oraz silny wpływ promieniowania ciągłego samej plazmy, będącego w tym przypadku źródłem niepewności pomiarowej.

Pomiary profili starkowskich linii widmowych w plazmie termicznej dokonuje się najczęściej metodą spektroskopii emisyjnej, która polega na pomiarze spektralnego rozkładu współczynnika emisji linii widmowych. W rzeczywistości mierzone jest natężenie światła wysumowane wzdłuż kierunku obserwacji, zatem precyzja pomiarów jest również uwarunkowana geometrią źródła. Idealna dla pomiarów spektroskopowych kolumna plazmowa powinna być albo jednorodna w kierunku obserwacji, albo osiowo symetryczna w przypadku obserwacji bocznych (prostopadle do osi kolumny). Wytwarzanie w warunkach laboratoryjnych takiej plazmy jest niezwykle trudne. W przypadku plazmy osiowo symetrycznej wyznaczenie lokalnego współczynnika emisji na podstawie zmierzonych natężeń emitowanego promieniowania wymaga zastosowania transformacji Abela [D.3]. Podstawową wadą transformacji Abela jest występująca podczas obliczeń propagacja błędów (i zarazem fluktuacji sygnału i szumu) z brzegu kolumny plazmowej do jej osi, przez co wyniki końcowe zwykle obarczone są dużą niepewnością pomiarową, szczególnie dla centralnego obszaru kolumny plazmowej. Odstępstwa od wymienionych symetrii powodują dodatkowy wzrost niepewności pomiarowych i często prowadzą do całkowicie błędnej interpretacji danych eksperymentalnych. Aby zwiększyć precyzję pomiarową można oczywiście starać się konstruować źródła o idealnych parametrach lub stosować metody pozwalające na lokalne pomiary profili Starka i lokalną diagnostykę plazmy.

Dodatkową trudność przy pomiarach parametrów starkowskich linii widmowych metodą spektroskopii emisyjnej stwarza fakt, że mierzony profil emisyjny linii ulega również innym, wymienionym wyżej rodzajom poszerzenia. Szczególnie w przypadku gorących ośrodków i dla lekkich pierwiastków mierzony profil może być znacznie poszerzony dopplerowsko. Wyznaczenie profilu starkowskiego na podstawie profilu zmierzonego wymaga znajomości temperatury kinetycznej plazmy, co nie zawsze jest proste, szczególnie w przypadku plazmy nie będącej w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej.

3.4 Rozpraszanie Thomsona

Metoda rozpraszania Thomsona (RT) polega na elastycznym rozpraszaniu promieniowania elektromagnetycznego na swobodnych elektronach. Nazwa tej metody pochodzi od nazwiska odkrywcy elektronu, J. J. Thomsona, który w 1907 roku przedstawił teorię opisującą ten typ rozpraszania [73]. RT umożliwia wyznaczenie nie tylko temperatury elektronowej i koncentracji elektronów, ale również temperatury jonowej i składu chemicznego plazmy.

Metoda RT jest szeroko stosowana do diagnostyki różnego rodzaju plazm: jarzeniowej, termicznej, termojądrowej oraz plazmy indukowanej promieniowaniem laserowym, a więc w bardzo szerokim zakresie koncentracji elektronów (od 10^{17} m^{-3} do 10^{27} m^{-3}) oraz temperatur (rzędu od 10^3 K do 10^6 K). Podstawową zaletą metody laserowego rozpraszania Thomsona jest jej duża przestrzenna zdolność rozdzielcza. Główną wadą natomiast jest silnie inwazyjny charakter tej metody – używana do RT wiązka lasera o dużej energii (rzędu 10 mJ lub więcej) może silnie podgrzewać elektrony swobodne w procesie odwrotnym do promieniowania hamowania, przez co zakłóca warunki panujące w plazmie.

Ze względu na zasadnicze znaczenie metody rozpraszania Thomsona dla niniejszej pracy, opis teoretyczny zostanie przedstawiony w osobnym rozdziale.

3.5 Inne metody optyczne

Istnieją także inne laserowe metody diagnostyki plazmy, np. koherentne rozpraszanie antystokesowskie (CARS – ang. *Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy*) i laserowo indukowana fluorescencja (LIF – ang. *Laser Induced Fluorescence*). Metody te pozwalają wyznaczyć koncentrację i temperaturę cięższych składników plazmy (np. atomów lub molekuł) w stanach wzbudzonych. Związek tych parametrów z parametrami gazu elektronowego wymaga jednak założenia stanu LRT w plazmie. Ponadto metody te są trudne do zastosowania w przypadku ośrodka zdominowanego zderzeniowo, jakim jest plazma termiczna.

Rozdział 4

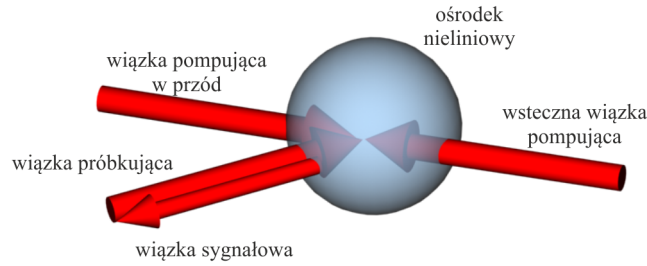
Zdegenerowane mieszanie czterech fal

4.1 Wprowadzenie

Jedną z podstawowych wad spektroskopii emisyjnej jest fakt, że pomiarowi podlega natężenie światła wysumowane wzdłuż kierunku obserwacji, przez co pomiar tą metodą nie ma charakteru lokalnego. Dodatkowy problem wynika z wpływu efektu Dopplera na profil emitowanej linii widmowej. Wynikające stąd ograniczenia można w niektórych przypadkach ominąć stosując metody spektroskopii laserowej. Jednak wiele technik laserowych z powodzeniem stosowanych w spektroskopii atomowej czy molekularnej, jak na przykład spektroskopia nasyceniowa, dwufotonowa spektroskopia polaryzacyjna czy laserowo indukowana fluorescencja, nie może być zastosowanych do spektroskopii plazmy termicznej. W ośrodku takim, przy koncentracji elektronów swobodnych rzędu 10^{23} m^{-3} , czas zaniku sygnału optycznego wskutek olbrzymiej liczby zderzeń jest bardzo krótki (poniżej 100 ps). Ponadto, zazwyczaj natężenie sygnału jest na tyle małe, że znika w szumie promieniowania ciągłego emitowanego przez plazmę.

Techniką pomiarową, która jest wolna od powyższych ograniczeń i nadaje się zarówno do pomiarów profili Starka linii widmowych w plazmie termicznej jak i diagnostyki tego typu plazmy [53], jest zdegenerowane mieszanie czterech fal (ZM4F).

Mieszanie czterech fal jest nieliniowym procesem optycznym trzeciego rzędu, czyli najniższego rzędu w ośrodku gazowym. W procesie tym w wyniku oddziaływania trzech fal elektromagnetycznych (wiązek laserowych: pompujących i próbki) z ośrodkiem nieliniowym powstaje czwarta fala, tzw. wiązka sygnałowa (rys. 4.1). Natężenie wiązki sygnałowej ZM4F zależy nie tylko od natężeń pozostałych wiązek laserowych, ale – co z badawczego punktu widzenia ważniejsze – również od warunków panujących w ośrodku.



Rys. 4.1. Mieszanie czterech fal w konfiguracji używanej w opisanych w tej pracy eksperymentach.

Metoda mieszania czterech fal jest szeroko stosowana w spektroskopii atomowej i molekularnej. Jako ośrodka nieliniowego generującego sygnał M4F użyto wielu pierwiastków (np. He, Ne, Ar, Na, O, K, Rb, Cs) i rodzajów cząsteczek (np. H₂, HF, OH, C₂, CO, CH, CH₄). Metodę tą wykorzystywano zarówno w badaniach ośrodków bardzo zimnych, jak chmura zimnych atomów o temperaturze rzędu mK w pułapce magneto-optycznej [57], jak i w ośrodkach gorących, takich jak łuk elektryczny o temperaturze rzędu tysięcy kelwinów [53]. Tak dużą popularność, jak i szeroki zakres stosowania mieszania czterech fal zawdzięcza kilku, szczególnie ważnym z punktu widzenia spektroskopii, zaletom:

1. M4F jest procesem rezonansowym, tzn. generowany sygnał ma tym większe natężenie, im częstość fal padających jest bliższa częstości rezonansowej ośrodka, np. częstości przejścia atomowego. Dzięki temu do wytworzenia możliwej do zarejestrowania wiązki sygnałowej wystarcza niewielka energia lasera impulsowego (w badanej plazmie argonowej energia ta była rzędu kilku μJ).
2. Sygnał M4F pochodzi z obszaru przecięcia wiązek, który może być bardzo mały. Zatem metoda ta posiada dobrą przestrzenną zdolność rozdzielczą, szczególnie wymaganą przy badaniu ośrodków niejednorodnych, takich jak plazma.
3. Wiazka sygnałowa jest skolimowana i spolaryzowana, dzięki czemu w prosty sposób można ją oddzielić od promieniowania plazmy. Zastosowanie filtracji spektralnej, przestrzennej i czasowej wiązki sygnałowej znacznie poprawia stosunek sygnału do szumu, co zwiększa czułość metody.
4. W konfiguracji z dwiema przeciwbieżnymi wiązkami pompującymi metoda jest subdopplerska, tzn. rejestrowane profile spektralne sygnału ZM4F są w dużym stopniu wolne od rozszerzenia dopplerowskiego. Możliwe jest również dokonanie korekty zmierzonego tą techniką całkowitego rozszerzenia linii widmowej na rozszerzenie dopplerowskie [23].

Dzięki wymienionym zaletom metoda zdegenerowanego mieszania czterech fal szczególnie nadaje się do badania profili Starka linii widmowych atomów i jonów w plazmie termicznej, a uzyskana tą metodą bardzo wysoka precyzja pomiarów jest nieemożliwa do osiągnięcia metodami spektroskopii emisyjnej [21, 22].

4.2 Podstawy opisu ZM4F

4.2.1 Optyka liniowa a nieliniowa

Światło jest falą elektromagnetyczną, jednak przy oddziaływaniu z ośrodkiem dielektrycznym zazwyczaj uwzględnia się tylko pole elektryczne, gdyż wpływ pola magnetycznego najczęściej jest pomijalnie mały. Pole elektryczne np. fali świetlnej o równaniu $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{A} \exp[-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$, działające na ośrodek indukuje w nim moment dipolowy. Wytworzona w ten sposób polaryzacja elektryczna ośrodka, czyli wypadkowy moment dipolowy na jednostkę objętości, wyraża się wzorem

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (4.1)$$

gdzie tensor χ oznacza podatność dielektryczną ośrodka. Polaryzacja ośrodka jest natomiast członem źródłowym w równaniu falowym

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (4.2)$$

i prowadzi do powstania wtórnej fali elektromagnetycznej.

Dla niewielkich wartości $\vec{E}$ podatność dielektryczna χ nie zależy od natężenia pola elektrycznego. W tym przypadku polaryzacja ośrodka wyindukowana falą świetlną jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego fali. Mamy więc do czynienia z klasyczną optyką liniową: częstotliwość oscylacji $\vec{P}$ jest równa częstotliwości zmian wymuszającej fali elektromagnetycznej. Ponadto, gdy pole $\vec{E}$ jest sumą kilku pól $\vec{E}_n$, to odpowiedź ośrodka jest sumą odpowiedzi dla każdego pola $\vec{E}_n$.

Wraz ze wzrostem natężenia pola elektrycznego fali (np. w przypadku wiązki laserowej o dużym natężeniu) zależność polaryzacji ośrodka od lokalnej wartości natężenia pola elektrycznego staje się nieliniowa – podatność dielektryczna ośrodka nie jest już stała lecz zależy od natężenia pola elektrycznego:

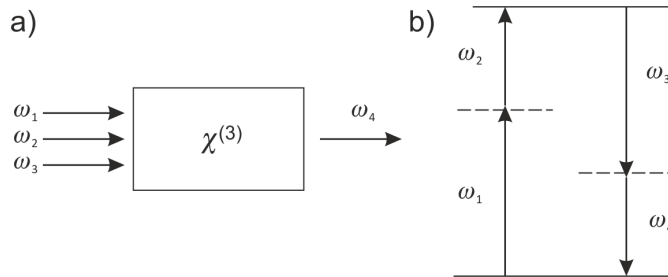
$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi(E) \vec{E}. \quad (4.3)$$

Traktując powyższy wzór w ramach rachunku zaburzeń można jego prawą stronę rozwinąć w szereg potęgowy względem natężenia pola:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(\vec{r}, t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(\vec{r}, t) + \dots \right]. \quad (4.4)$$

Występujące w powyższym rozwinięciu podatności dielektryczne są tensorami wiążącymi wartość i kierunek wyindukowanej polaryzacji ośrodka z wartościami i kierunkami pól elektrycznych. Kolejne wyrazy powyższego rozwinięcia są odpowiedzialne za efekty coraz wyższych rzędów. Pierwszy człon opisuje zjawiska optyki liniowej. Drugi człon odpowiada za efekty nieliniowe drugiego rzędu, podatność $\chi^{(2)}$ jest tensorem trzeciego rzędu posiadającym 27 elementów. Większość z nich jest określona przez optyczną symetrię ośrodka. W przypadku ośrodków izotropowych, np. gazowych, wszystkie elementy tensora $\chi^{(2)}$ są równe zero, więc procesy nieliniowe drugiego rzędu mogą występować tylko w ośrodkach anizotropowych. Procesy takie są procesami trzyfotonowymi – polegają na zamianie dwóch fotonów na jeden lub odwrotnie. Do zjawisk nieliniowych drugiego rzędu zalicza się między innymi: generację częstości sumacyjnych i różnicowych, optyczną generację parametryczną oraz szeroko stosowane w technice laserowej podwajanie częstości optycznych.

Kolejny wyraz rozwinięcia odpowiada za nieliniowości trzeciego rzędu. W ogólności $\chi^{(3)}$ jest tensorem czwartego rzędu – posiada 81 elementów, z których każdy jest sumą 48 wyrazów. Liczba niezerowych elementów tego tensora może się znacznie zredukować w przypadku symetrii ośrodka lub rezonansu częstotliwości fal elektromagnetycznych oddziałujących na ośrodek. Jednak w odróżnieniu od $\chi^{(2)}$, podatność $\chi^{(3)}$ może mieć niezerowe elementy przy dowolnej symetrii ośrodka. Najbardziej znanymi procesami nieliniowymi trzeciego rzędu są: efekt Kerra, generacja trzeciej harmonicznej oraz mieszanie czterech fal. Procesy nieliniowe trzeciego rzędu są procesami czterofotonowymi. Na rys. 4.2 przedstawiono schematycznie proces M4F oraz odpowiadający mu diagram przejść pomiędzy poziomami energetycznymi.



Rys. 4.2. Zjawisko M4F w ośrodku nieliniowym $\chi^{(3)}$ jako proces czterofotonowy: a) schemat procesu, b) diagram energetyczny; $\omega_{1,2,3,4}$ – częstości fal biorących udział w procesie.

Dla silnych przejść w atomach możliwe są procesy nieparzystych rzędów, a procesy rzędów parzystych są zabronione. Efekty nieliniowe trzeciego rzędu są zatem podstawowymi efektami nieliniowymi, możliwymi do zaobserwowania w parach atomowych przy dużym natężeniu światła.

4.2.2 Warunek dopasowania fazowego

Jak już wspomniano wcześniej, mieszanie czterech fal jest procesem optycznym, w którym oddziaływanie trzech wiązek laserowych z ośrodkiem nieliniowym prowadzi do powstania czwartej fali – tzw. wiązki sygnałowej. Fala ta propaguje w kierunku określonym wektorem falowym

$$\vec{k}_4 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3, \quad (4.5)$$

gdzie $\vec{k}_1$ i $\vec{k}_2$ to wektory falowe wiązek pompujących, a $\vec{k}_3$ – wiązki próbkującej. Fale biorące udział w procesie M4F spełniają więc tzw. warunek dopasowania fazowego (ang. *phase-matching condition*):

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 \quad (4.6)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4,$$

gdzie $\omega_{1,2,3,4}$ to częstotliwości poszczególnych fal. Warunki powyższe wyrażają zasadę zachowania energii i zasadę zachowania pędu dla fotonów biorących udział w M4F.

W ogólnym przypadku częstotliwości fal $\omega_{1,2,3}$ i wektory falowe $\vec{k}_{1,2,3}$ mogą być dowolne, a dla danej geometrii wiązek laserowych warunki 4.6 wyznaczają kierunek propagacji i częstotliwość wiązki sygnałowej. Szczególnym przypadkiem M4F jest **zdegenerowane mieszanie czterech fal** (ZM4F) – (ang. DFWM – *Degenerate Four Wave Mixing*), gdy częstotliwości wszystkich fal są jednakowe ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_4$). Możliwych jest kilka różnych konfiguracji geometrycznych wiązek prowadzących do zjawiska M4F, do podstawowych zalicza się:

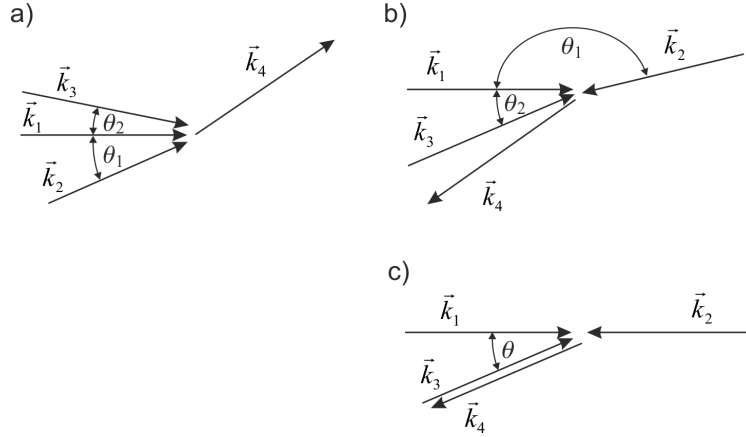
- geometrię „do przodu” (ang. *forward geometry*) – rys. 4.3a,
- geometrię „wstecz” (ang. *backward geometry*) – rys. 4.3b.

4.2.3 Fazowo sprzężone ZM4F

Szczególnym przypadkiem geometrii „wstecz” jest geometria ze sprzężeniem fazowym (ang. *Phase Conjugate PC-geometry*), w której dwie wiązki pompujące o jednakowej częstotliwości są współliniowe i przeciwbieżne ($\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$), a trzecia wiązka (próbkująca) o takiej samej częstotliwości przecina je pod pewnym kątem θ (rys. 4.3c). Z warunków dopasowania fazowego wynika, że w tej konfiguracji fala sygnałowa ma tę samą częstotliwość co fala próbkująca, a jej wektor falowy jest zwrócony dokładnie przeciwnie do wektora falowego wiązki próbkującej:

$$\omega_4 = \omega_3 \quad \text{ i } \quad \vec{k}_4 = -\vec{k}_3. \quad (4.7)$$

Wiązka sygnałowa rozchodzi się więc przeciwnie do wiązki próbkującej i tak jak ona jest skolimowana, dzięki czemu można łatwiej odseparować ją od promieniowania plazmy.



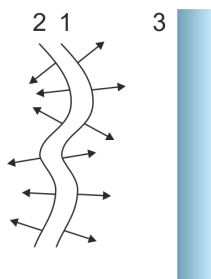
Rys. 4.3. Różne konfiguracje mieszania czterech fal: a) do przodu, b) do tyłu, c) sprzężona fazowo.

Powstałą w omawianym procesie falę sygnałową można opisać wzorem

$$\vec{E}_4 = \chi^{(3)}(E) \left[(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_3^*) \vec{E}_2 + (\vec{E}_2 \cdot \vec{E}_3^*) \vec{E}_1 \right]. \quad (4.8)$$

Wynika z niego, że fala sygnałowa $\vec{E}_4$ jest sprzężona fazowo do fali próbkującej $\vec{E}_3$, co oznacza, że jeśli w pewnym punkcie przestrzeni fala próbkująca ma fazę ϕ , to fala sygnałowa ma w tym punkcie fazę $-\phi$. Równanie opisujące wiązkę sygnałową jest więc takie samo jak równanie opisujące wiązkę próbkującą, ale z odwróconą strzałką czasu. Front falowy wiązki sygnałowej jest zatem odwróceniem frontu falo- wego wiązki próbkującej. Wiazkę sygnałową w fazowo sprzężonym zdegenerowanym mieszaniu czterech fal (FS-ZM4F) można traktować jako odbicie wiązki próbkującej od tzw. lustra sprzęgającego fazę (rys. 4.4). Jeśli front falowy wiązki próbkującej zostanie zniekształcony np. przez nieidealną soczewkę skupiającą lub przez fluktuacje współczynnika załamania światła w plazmie, to powstałe z tego powodu zniekształcenie frontu falowego wiązki sygnałowej po przejściu przez te same elementy zostanie usunięte.

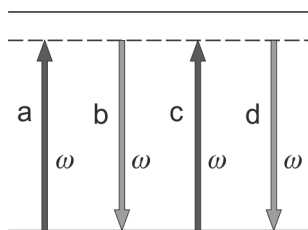
Zastosowanie mieszania czterech fal w konfiguracji fazowo-sprzężonej do badania plazmy jest z eksperymentalnego punktu widzenia bardzo korzystne: wymaga użycia tylko jednego lasera, a ustawienie przecinających się wiązek laserowych jest względnie łatwe – wiązki można ustawić dokładnie przed wykonaniem eksperymentu, a po zapaleniu plazmy wystarczy dokonać jedynie optymalizacji przecięcia się wiązek obserwując sygnał ZM4F.



Rys. 4.4. Schematyczne przedstawienie frontu falowego przed (1) i po odbiciu (2) od lustra sprzęgającego fazę (3).

4.2.4 ZM4F jako proces czterofotonowy

Proces FS-ZM4F w atomie dwupoziomowym można interpretować jako proces, w którym biorą udział cztery fotony o tej samej częstotliwości ω : z każdej wiązki pompującej absorbowany jest jeden foton (przejścia a i c na rys. 4.5), a jeden foton (przejście b) zostaje wyemitowany do wiązki próbkującej; na koniec wyemitowany zostaje czwarty foton (sygnałowy) – przejście d, po którym atom wraca do stanu początkowego. Prawdopodobieństwo zajścia opisanego procesu zwiększa się, jeśli poziom wirtualny (zaznaczony linią przerywaną), do którego następuje przejście, znajduje się bliżej rzeczywistego poziomu energetycznego w atomie.



Rys. 4.5. FS-ZM4F jako proces czterofotonowy w atomie dwupoziomowym.

4.2.5 FS-ZM4F jako dyfrakcja Bragga

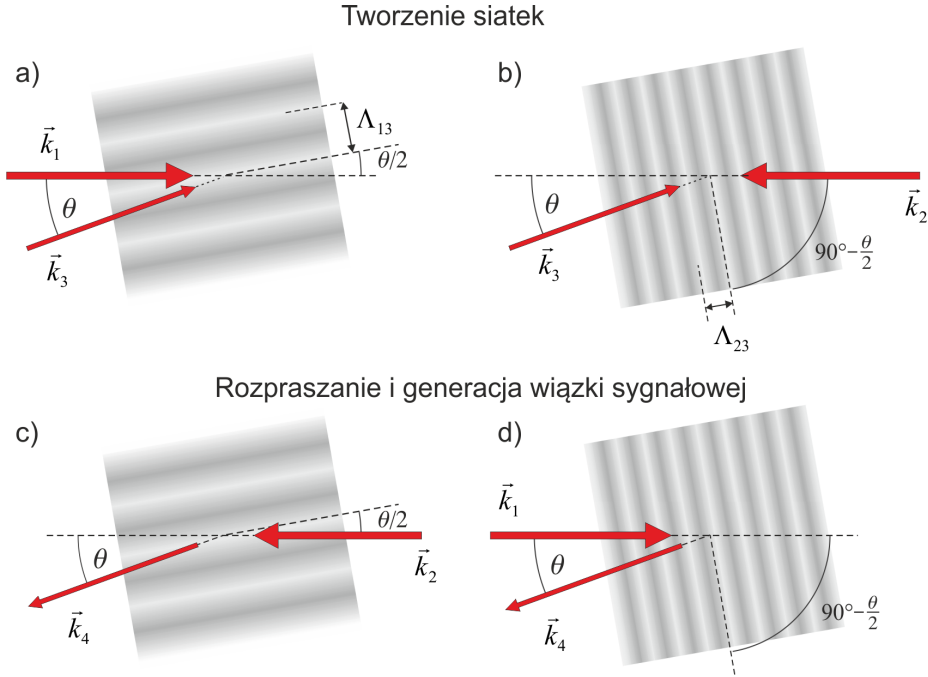
W analogii do holografii, powstawanie sygnału w procesie mieszania czterech fal może być także wytłumaczone jako dyfrakcja jednej z fal padających na przestrzenną siatkę modulacji współczynnika załamania światła wytworzonej w ośrodku przez dwie pozostałe fale.

Wynikiem interferencji fal elektromagnetycznych wiązki pompującej i wiązki próbkującej jest siatka przestrzennej modulacji natężenia światła. Płaszczyzny maksymalnego i minimalnego natężenia światła powstałe w wyniku interferencji wiązki

pompującej „do przodu” ($\vec{k}_1$) i próbkującej ($\vec{k}_3$) tworzą z kierunkiem wiązek pompujących kąt $\theta/2$ (rys. 4.6a), natomiast te powstałe w wyniku interferencji wiązki pompującej „do tyłu” ($\vec{k}_2$) i próbkującej – kąt $90^\circ - \theta/2$ (rys. 4.6b). Okresy modulacji powstałych w ten sposób siatek wynoszą:

$$\Lambda_{13} = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad \Lambda_{23} = \frac{\lambda}{2 \cos(\theta/2)}, \quad (4.9)$$

gdzie λ jest długością fali świetlnej.



Rys. 4.6. Proces ZM4F jako wynik dyfrakcji wiązki pompującej na siatce powstałej przez interferencję wiązek: a, c) próbkującej i pompującej do przodu; b, d) próbkującej i pompującej wstecznej.

Przestrzenna modulacja natężenia światła powoduje powstawanie przestrzennej modulacji właściwości ośrodka nieliniowego, również posiadających charakter okresowej siatki. Siatka ta jest wynikiem nieliniowej odpowiedzi ośrodka, określonej przez zależną od amplitudy pola elektrycznego nieliniową podatność elektryczną trzeciego rzędu $\chi^{(3)}(E)$. W zależności od rodzaju ośrodka oraz mechanizmu fizycznego powodującego nieliniowość $\chi^{(3)}$, wytworzona w danym ośrodku siatka może mieć charakter modulacji gęstości, różnicy obsadzeń, koherencji, polaryzacji lub współczynnika załamania światła.

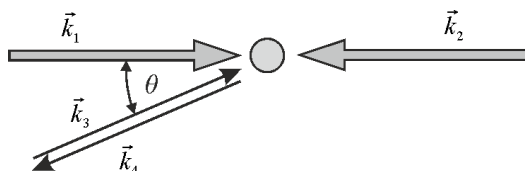
Wiązka sygnałowa jest wynikiem rozproszenia Bragga drugiej wiązki pompującej na tak powstałej siatce (rys. 4.6c,d), a zgodnie z prawem Bragga kierunek wiązki

odbitej od siatki jest przeciwny do kierunku wiązki próbkującej, co jest zgodne z warunkiem dopasowania fazowego 4.6.

Warunkiem powstawania sygnału M4F w wyniku rozpraszania Bragga na omawianej siatce jest nie tylko duża gęstość mocy wiązek wytwarzających siatkę, ale również ich spójność, aby mogły ze sobą interferować i tworzyć układ prążków interferencyjnych. Ponadto duży wpływ na wielkość generowanego sygnału M4F ma efekt tzw. rozmycia siatki. Ruch termiczny atomów niszczy strukturę modulacji obsadzeń i koherencji. Zamiast siatek stacjonarnych, dla każdej grupy atomów o określonej prędkości, powstają siatki biegnące. Siatka o mniejszym okresie ulega szybkiemu rozmyciu, co powoduje zmniejszenie lub nawet całkowity zanik sygnału. Może to mieć szczególnie istotne znaczenie w przypadku ośrodka o wysokiej temperaturze, jakim jest np. plazma łukowa.

4.3 Podstawy opisu teoretycznego FS-ZM4F

Pierwszą teorię zjawiska mieszania czterech fal opracował Yariv [76], a rozwinęli Abrams i Lind [1, 2] oraz Bratfalean [13]. Od tego czasu ukazało się wiele prac zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych poświęconych mieszanii czterech fal. W niniejszym rozdziale przedstawiony zostanie zarys sposobu obliczenia sygnału generowanego w procesie fazowo sprzężonego zdegenerowanego mieszania czterech fal w konfiguracji z dwiema liniowo spolaryzowanymi, przeciwnie propagującymi wiązkami pompującymi i przecinającą je pod kątem θ wiązką próbkującą o identycznej polaryzacji (rys. 4.7). Szerszy opis teoretyczny tego zjawiska oraz wyniki przeprowadzonych eksperymentów można znaleźć np. w pracach [12, 20].



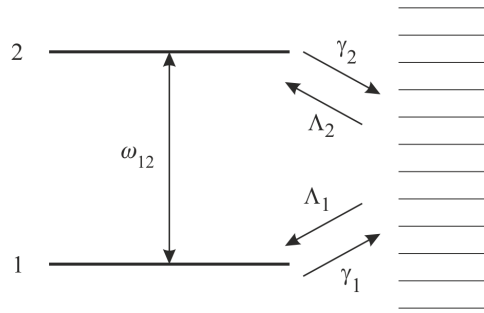
Rys. 4.7. FS-ZM4F w konfiguracji z dwiema przeciwnie propagującymi wiązkami pompującymi (szerokie strzałki oznaczone $\vec{k}_1$ i $\vec{k}_2$) i przecinającą je pod kątem θ wiązką próbkującą ($\vec{k}_3$). Wiązka sygnałowa M4F propaguje w kierunku $\vec{k}_4$ przeciwnym do wiązki próbkującej.

Obliczenie natężenia sygnału ZM4F wymaga założenia takiego modelu teoretycznego, który w miarę dokładnie opisuje daną sytuację fizyczną i pozwala wyznaczyć zależność mierzonego profilu linii od takich parametrów jak: gęstość ośrodka, konfiguracja przestrzenna wiązek laserowych, ich natężenia i polaryzacje oraz uwzględnia efekty zderzeniowe i ruchu atomu. Obliczenie natężenia wiązki sygnałowej M4F prze-

proceeda się w dwóch etapach: najpierw oblicza się polaryzację ośrodka wytworzoną w rejonie oddziaływania ośrodka z przecinającymi się wiązkami, a następnie oblicza się natężenie wygenerowanej przez tą polaryzację wiązki sygnałowej w dużej odległości od obszaru oddziaływania.

4.3.1 Polaryzacja otwartego układu dwupoziomowego

Atom w plazmie można opisać za pomocą modelu otwartego układu dwupoziomowego (rys. 4.8). Zarówno poziom górny jak i dolny są poszerzone jednorodnie (głównie w wyniku efektu Starka (rozdział 2)). Układ charakteryzowany jest efektywną (uwzględniającą oddziaływanie atomu z ośrodkiem) częstością rezonansową ω_{12} oraz momentem dipolowym przejścia μ_{12} .



Rys. 4.8. Procesy relaksacyjne w otwartym układzie atomu dwupoziomowego.

W wyniku oddziaływania z ośrodkiem (plazmą), w przypadku braku promieniowania laserowego, poziomy atomowe 1 i 2 są niekoherentnie obsadzone (z szybkościami odpowiednio Λ_1 i Λ_2 oraz depopulowane (stałe zaniku γ_1 i γ_2). W stanie stacjonarnym obsadzenie poziomu q ($q=1, 2$) dane jest wzorem:

$$N_q = \frac{\Lambda_q}{\gamma_q}. \quad (4.10)$$

Spójność między poziomami atomu jest niszczone zarówno w wyniku zderzeń nieelastycznych jak i w wyniku procesów związanych ze zderzeniami elastycznymi (scharakteryzowanych stałą γ_{el}). Stałe zaniku: całkowitej koherencji γ i populacji Γ opisane są wzorami:

$$\gamma = \frac{1}{2} (\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_{el} \quad (4.11)$$

$$\Gamma = \frac{1}{2} (1/\gamma_1 + 1/\gamma_2)^{-1}. \quad (4.12)$$

Stała zaniku całkowitej koherencji γ określa szerokość linii (HWHM) dla przejścia $2 \rightarrow 1$. Odwrotność stałej zaniku koherencji między poziomami to czas zaniku koherencji.

W rozważanym modelu dwupoziomowym atom oddziałuje z polem elektrycznym trzech wiązek laserowych o równaniu

$$E_n(\vec{r}, t) = E_n(\vec{r}) \exp(-i\omega_n t) = A_n \exp[-i(\omega_n t - \vec{k}_n \cdot \vec{r})], \quad (4.13)$$

gdzie: indeks $n = 1, 2, 3$ numeruje wiązki, A_n jest amplitudą pola elektrycznego, ω_n – częstością, a $\vec{k}_n$ – wektorem falowym n -tej fali.

Otwarty układ dwupoziomowy oddziałujący z polem elektrycznym wiązek laserowych opisany jest przez zależne od czasu i położenia równania na macierz gęstości sformułowane w układzie spoczynkowym atomu [11]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12} &= -(i\omega_{12} + \gamma)\rho_{12} + \frac{i}{\hbar} V_{12}(\rho_{11} - \rho_{22}) \\ \dot{\rho}_{11} &= \Lambda_1 - \gamma_1 \rho_{11} - \frac{i}{\hbar} (V_{12} \rho_{21} - V_{21} \rho_{12}) \\ \dot{\rho}_{22} &= \Lambda_2 - \gamma_2 \rho_{22} + \frac{i}{\hbar} (V_{12} \rho_{21} - V_{21} \rho_{12}). \end{aligned} \quad (4.14)$$

Występujące w tym układzie równań diagonalne elementy macierzy gęstości ρ_{11} i ρ_{22} określają obsadzenia poziomów 1 i 2, natomiast elementy pozadiagonalne $\rho_{12} = \rho_{21}^*$ określają koherencje pomiędzy poziomami. Wynikająca stąd polaryzacja ośrodka (w przeliczeniu na jeden atom) wyraża się wzorem

$$P(\vec{r}, t) = \mu_{12} (\rho_{12} + \rho_{21}). \quad (4.15)$$

Potencjał V_{12} oddziaływania pola elektrycznego wiązek laserowych z atomem w przybliżeniu fali wirującej i niewielkiej konwersji wiązek pompujących na wiązkę sygnałową jest dany wzorem:

$$V_{12}(t) = -\frac{1}{2} \mu_{12} \sum_{n=1}^3 A_n \exp[-i(\omega_n t - \vec{k}_n \cdot \vec{r})]. \quad (4.16)$$

Rozwiązując układ równań 4.14 i 4.16 można wyrazić polaryzację dla spoczywającego atomu wzorem:

$$P(\vec{r}) = \frac{\Delta N_0 |\mu_{12}|^2}{\hbar \gamma} \frac{(\delta - i)[E_1(\vec{r}) + E_2(\vec{r}) + E_3(\vec{r})]}{1 + \delta^2 + E_{\text{sat}}^{-2} |E_1(\vec{r}) + E_2(\vec{r}) + E_3(\vec{r})|^2}, \quad (4.17)$$

gdzie: E_{sat} to amplituda saturacyjnego pola elektrycznego:

$$E_{\text{sat}}^2 = \frac{\hbar^2 \gamma \Gamma}{4|\mu_{12}|^2}, \quad (4.18)$$

$\delta = (\omega - \omega_{12})/\gamma$ to odstrojenie znormalizowane do szerokości połówkowej, $\Delta N_0 = N_2 - N_1$ to różnica obsadzeń przy braku wiązek laserowych.

4.3.2 Natężenie wiązki sygnałowej w ZM4F

Obliczenie natężenia wiązki sygnałowej wymaga wyodrębnienia z całkowitej polaryzacji (wzór 4.17) części odpowiedzialnej za proces M4F:

$$P(\vec{r}, t) = P_4(\vec{r}, t) + P_{\text{inne}}(\vec{r}, t), \quad (4.19)$$

gdzie człon odpowiedzialny za M4F:

$$P_4(\vec{r}, t) \propto \exp[-i(\omega_4 t - \vec{k}_4 \cdot \vec{r})] \quad (4.20)$$

spełnia warunki dopasowania fazowego:

$$\begin{aligned} \omega_4 &= \omega_1 + \omega_2 - \omega_3, \\ \vec{k}_4 &= \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Rozwiązanie tego problemu w ogólnym przypadku stwarza pewne trudności, dlatego przeprowadza się je metodami numerycznymi. Analitycznie można to zrobić tylko w szczególnych przypadkach. Problem udało się rozwiązać [1, 2] w podejściu perturbacyjnym przez przybliżone rozwiązanie równania falowego i przyjęciu następujących założeń:

- natężenie wiązki próbkującej jest znacznie mniejsze od natężenia wiązek pompujących i znacznie mniejsze od natężenia saturacyjnego,
- absorpcja wiązek w rejonie oddziaływania jest pomijalnie mała,
- konwersja wiązek pompujących na wiązkę sygnałową jest mała.

W rozważanej konfiguracji FS-ZM4F przy jednakowych natężeniach wiązek pompujących ($I_1 = I_2 = I$) teoria Abramsa-Linda przewiduje następujący wzór na natężenie wiązki sygnałowej [60]:

$$I_4 = \alpha_0^2 L^2 \frac{4I_3}{1 + \delta^2} \left[\frac{I}{I_{\text{sat}}(1 + \delta^2)} \right]^2 \cdot \left[1 + 4 \frac{I}{I_{\text{sat}}(1 + \delta^2)} \right]^{-3}. \quad (4.22)$$

α_0 to niezaburzony współczynnik absorpcji w centrum linii

$$\alpha_0 = \frac{\omega_{12} \mu_{12}^2}{2ch\varepsilon_0} \frac{\Delta N_0}{\gamma}, \quad (4.23)$$

L to długość obszaru oddziaływania wiązek z ośrodkiem, I_{sat} to natężenie saturacyjne dane wzorem:

$$I_{\text{sat}} = \frac{\varepsilon_0 ch^2 \gamma \Gamma}{2\mu_{12}^2}. \quad (4.24)$$

Dla małych natężeń wiązek i przy założeniu, że natężenie wiązki próbkującej jest stałym ułamkiem natężenia wiązek pompujących, wzór 4.22 można uprościć do postaci asymptotycznej:

$$I_4 \propto (\mu_{12} \Delta N_0)^2 \frac{\Gamma}{\gamma} \left(\frac{1}{1 + \delta^2} \right)^3 \left(\frac{I}{I_{\text{sat}}} \right)^3 \quad \text{dla} \quad I \ll I_{\text{sat}}. \quad (4.25)$$

W tym reżimie natężenie wiązki sygnałowej jest wprost proporcjonalne do sześciannu natężenia wiązek pompujących oraz do kwadratu różnicy obsadzeń poziomów. Wynikająca ze wzoru 4.25 silna zależność (z trzecią potęgą profilu Lorentza) natężenia sygnału mieszania czterech fal od odstrojenia częstości lasera od częstości przejścia powoduje, że ZM4F jest metodą o bardzo dużej spektralnej zdolności rozdzielczej.

Teoria Abramsa-Linda jest powszechnie stosowana do interpretacji wyników eksperymentalnych, głównie ze względu na swą prostotę i analityczny charakter wyniku. Wyniki przeprowadzonych eksperymentów (np. [53]) wykazują dobrą zgodność z teorią, szczególnie w limicie małych natężeń wiązek (wzór 4.25). Model Abramsa-Linda nie opisuje poprawnie efektów obserwowanych w limicie dużych natężeń. Ograniczenia tego modelu wynikają z przyjętych założeń odnośnie natężeń wiązek laserowych. Teoria opisująca zjawisko ZM4F przy dowolnych natężeniach wiązek pompujących i próbkującej została opracowana przez Bratfaleana i innych [13]. Wyrażenie opisujące natężenie wiązki sygnałowej ma postać analityczną jako nieskończony szereg:

$$I_4 = C (1 + \delta^2) I_{\text{sat}} \cdot \left| \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2^m (2m-1)! I_3^{m-1/2} I_p^m}{m! (m-1)! \bar{B}^{2m}} \left[-\Phi_1(f, m) + \frac{2m I_3}{(m-1) \bar{B}} \Phi_2(f, m) \right] \right|^2, \quad (4.26)$$

gdzie:

$$C = \frac{\alpha_0 \varepsilon_0 c k^2 V^2}{2 n s^2 \pi^4}, \quad \bar{B} = (1 + \delta^2) + 2I_p + I_3, \quad f = 2I_p / \bar{B}$$

$$\Phi_1(f, m) = \int_0^\pi \frac{(1 + \cos x)^m}{(1 + f \cos x)^{2m}} dx, \quad \Phi_2(f, m) = \int_0^\pi \frac{(1 + \cos x)^m}{(1 + f \cos x)^{2m+1}} dx.$$

$I_p = A_p^2 / I_{\text{sat}}$ i $I_3 = A_3^2 / I_{\text{sat}}$ to znormalizowane do natężenia saturacyjnego natężenia wiązek odpowiednio pompującej i próbkującej. V oznacza objętość obszaru oddziaływania, n – współczynnik załamania światła w ośrodku, s – odległość punktu obserwacji od obszaru oddziaływania.

Jak widać, natężenie fali sygnałowej podane jest w postaci nieskończonego szeregu. W praktyce konieczne jest dokonanie obcięcia sumowania, przez co dokładność obliczeń zależy od natężeń wiązek padających oraz od odstrojenia ich częstości od częstości przejścia. Mimo tego, otrzymany wynik w zakresie małych natężeń wiązek (równanie C3 w [13]) jest zgodny z wynikiem modelu Abramsa-Linda, a w zakresie dużych natężeń – poprawnie opisuje obserwowane w eksperymentach efekty nasyceniowe.

Szczególnym przypadkiem modelu Bratfaleana jest model opracowany przez Bratasza [12] – FS-M4F w konfiguracji, gdy kąt pomiędzy wiązką próbkującą i wiązką pompującą „w przód” jest mały. Siatka powstała w wyniku interferencji wiązki próbkującej i wiązki pompującej „wstecz” (rys. 4.6b) ma małą stałą i w związku z tym

jest bardziej rozmywana w wyniku ruchu termicznego atomów, zatem wkład fali rozproszonej na tej siatce do wiązki sygnałowej można pominąć. Dzięki temu udało się natężenie wiązki sygnałowej wyrazić prostym wzorem analitycznym, który w przypadku wiązek o jednakowych natężeniach ma postać:

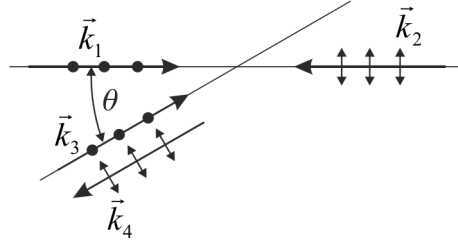
$$I_4 \propto \left(\frac{\mu_{12} \Delta N_0}{\gamma} \right)^2 \frac{I_{\text{sat}}^2 I \mathcal{L}(\delta)}{[I_{\text{sat}} + 12 I \mathcal{L}(\delta)]^2} \frac{[-1 + (1 - 4\zeta^2)^{1/2}]^2}{4\zeta^2(1 - 4\zeta^2)}, \quad (4.27)$$

gdzie $\mathcal{L}(\delta) = 1/(1 + \delta^2)$ to profil Lorentza, a:

$$\zeta \equiv \frac{4 I \mathcal{L}(\delta)}{I_{\text{sat}} + 12 I \mathcal{L}(\delta)}.$$

W limicie małych natężeń powyższy wzór jest zgodny z wynikiem modelu Abramsa-Linda.

Istotną różnicą pomiędzy modelem zaprezentowanym przez Bratasa a modelem Abramsa-Linda i Bratfaleana jest konfiguracja wiązek laserowych. W modelu Abramsa-Linda i Bratfaleana wszystkie wiązki laserowe są spolaryzowane liniowo równolegle, natomiast w modelu rozważanym przez Bratasa użyta została konfiguracja, w której wiązka pompująca „wstecz” (2) jest spolaryzowana prostopadłe do wiązek 1 i 3 (rys. 4.9). Wiązka sygnałowa jest wtedy spolaryzowana prostopadłe do wiązki próbkującej. W eksperymentach opisanych w niniejszej pracy również używano takiej konfiguracji wiązek laserowych.



Rys. 4.9. Geometria i polaryzacje wiązek laserowych w FS-ZM4F używana w [12] oraz w eksperymentach opisanych w niniejszej pracy. $\vec{k}_{1,2,3,4}$ – wektory falowe, 1,2 – wiązki pompujące, 3 – wiązka próbkująca, 4 – wiązka sygnałowa.

Zastosowanie takiej polaryzacji wiązek laserowych powoduje, że inne jest oddziaływanie atomu z polem wiązek 1 i 3, a inne z polem wiązek 2 i 3. Wiązki 1 i 3 wytwarzają siatkę populacji, natomiast wiązki 2 i 3 wytwarzają siatkę koherencji zeemanowskich między podpoziomami o różnej liczbie kwantowej m (o ile takie podpoziomy istnieją w obecności silnych zderzeń). W przypadku ośrodka zdominowanego przez zderzenia czas życia koherencji zeemanowskich jest znacznie krótszy od czasu życia populacji poziomów, w związku z tym sygnał pochodzący od efektów

koherencyjnych będzie znacznie słabszy od sygnału pochodzącego od efektów populacyjnych i można go pominąć. Przedstawiony model zjawiska ZM4F w ośrodku zdominowanym przez zderzenia poprawnie opisuje sytuację fizyczną przeprowadzonego eksperymentu.

4.4 Subdopplerowski charakter FS-ZM4F

Metoda mieszania czterech fal jest w pewnym przybliżeniu techniką bezdopplerowską, ponieważ tylko atomy rezonansowo oddziałujące ze wszystkimi wiązkami laserowymi dają wkład do rejestrowanego sygnału. Jest to szczególnie ważne w badaniach ośrodków o wysokiej temperaturze.

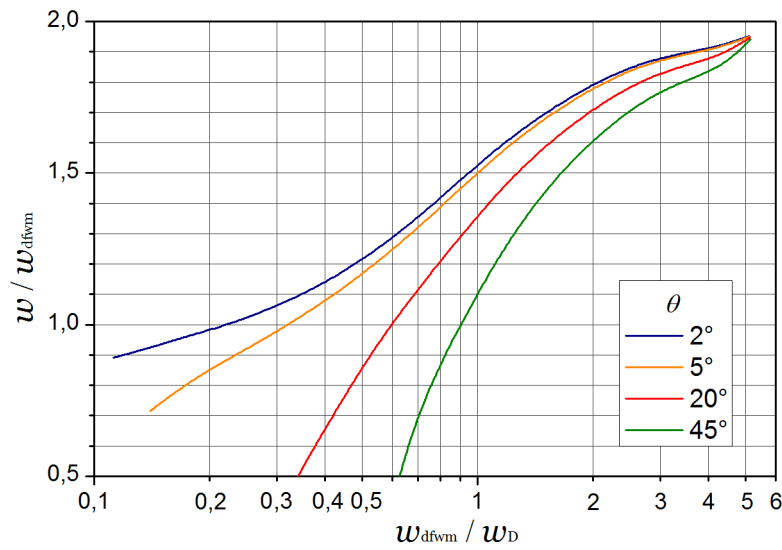
Subdopplerowski charakter profili mierzonych w FS-ZM4F został potwierdzony zarówno eksperymentalnie jak i teoretycznie. Model zaprezentowany w pracy [23] uwzględnia nie tylko efekt Starka z dynamiką jonów, ale również efekt Dopplera oraz konfigurację geometryczną wiązek laserowych. Jak wykazano w w/w artykule, ruch atomów ośrodka nieliniowego ma wpływ na sygnał ZM4F z dwóch powodów.

Po pierwsze, w wyniku ruchu atomów następuje dopplerowskie odstrojenie wiązki laserowej od częstotliwości rezonansowej. Zjawisko M4F jest procesem rezonansowym – bierze w nim udział grupa tylko tych atomów, które są „dostrojone” (w przedziale o szerokości γ) jednocześnie do wszystkich trzech wiązek laserowych. Narzuca to ograniczenie od góry na składowe prędkości atomów w kierunku każdej z wiązek: $|kv| < \gamma$. Dla konfiguracji z wiązkami współliniowymi ($\theta = 0$), selekcja atomów oddziałujących z wiązkami zachodzi tylko w jednym kierunku, wiązka próbkująca oddziałuje tylko z tą samą grupą atomów, z którymi oddziałują przeciwbieżne wiązki pompujące. Wynikowy profil linii jest wtedy wolny od poszerzenia dopplerowskiego. Dla większych kątów θ selekcja atomów następuje już w dwóch wymiarach. W kierunku wiązek pompujących wybrana jest taka sama grupa atomów jak poprzednio, natomiast wiązka próbkująca może oddziaływać z grupą atomów poruszających się z inną szybkością, zależną od odstrojenia od rezonansu. Powoduje to dopplerowskie poszerzenie profilu linii widmowej, które zwiększa się wraz ze wzrostem kąta θ .

Drugi czynnik odpowiedzialny za poszerzenie profilu linii widmowej mierzonego metodą M4F ma związek z efektem „rozmycia” przestrzennych siatek populacji w wyniku termicznego ruchu atomów. Dla konfiguracji z zerowym kątem θ , okresy wytworzonych siatek wynoszą: $\lambda/2$ dla siatki utworzonej przez wiązkę próbkującą i wiązkę propagującą „do tyłu”, oraz nieskończoność dla siatki utworzonej przez wiązki próbkującą i propagującą „do przodu”. Pierwsza z wymienionych siatek, z powodu małego okresu, ulega rozmyciu, natomiast dla drugiej siatki efekt rozmycia jest minimalny, więc sygnał M4F pochodzi od dużej liczby atomów. Wraz ze wzrostem kąta θ , okres pierwszej z siatek ulega niewielkiemu zwiększeniu, a okres

drugiej siatki zmniejsza się, przez co siatka ta łatwiej ulega rozmyciu, zmniejsza się więc liczba atomów dających przyczynek do wiązki sygnałowej, co z kolei powoduje zmniejszenie natężenia tej wiązki. Całkowite natężenie oraz rozszerzenie profili linii mierzonych metodą M4F zależy więc od kąta przecięcia wiązek, a zależność ta jest tym silniejsza im większa jest szerokość dopplerowska profilu.

Na rys. 4.10 przedstawiono wykres zależności stosunku szerokości starkowskiej profilu linii do szerokości profilu zmierzonego metodą M4F w/w_{dfwm} od stosunku zmierzonej szerokości do szerokości dopplerowskiej w_{dfwm}/w_D . Zależność została obliczona na podstawie wyników modelu zaprezentowanego w publikacji [23] i wyników obliczeń numerycznych [25].



Rys. 4.10. Zależność stosunku szerokości starkowskiej profilu linii do szerokości profilu zmierzonego metodą M4F w/w_{dfwm} od stosunku zmierzonej szerokości do szerokości dopplerowskiej w/w_D . Zależność obliczona na podstawie wyników modelu zaprezentowanego w publikacji [23] i wyników obliczeń numerycznych [25].

Korzystając z tego wykresu możliwe jest dokonanie korekty na rozszerzenie Dopplera dla szerokości starkowskiej linii zmierzonej metodą M4F. Najpierw, na podstawie wartości T_e wyznaczonej na przykład z RT, oblicza się szerokość dopplerowską profilu. Następnie, dla otrzymanej wartości w_{dfwm}/w_D , z wykresu 4.10 odczytuje się wartość stosunku w/w_{dfwm} na krzywej odpowiadającej odpowiedniemu kątowi θ i mnoży przez nią szerokość w_{dfwm} profilu uzyskaną z pomiaru. Otrzymany wynik stanowi poszukiwaną szerokością starkowską profilu linii.

Rozdział 5

Rozpraszanie Thomsona

5.1 Wprowadzenie

Rozpraszanie Thomsona jest to zjawisko polegające na rozpraszaniu promieniowania elektromagnetycznego na swobodnych elektronach. Ze względu na ruch termiczny elektronów oraz występujące efekty kolektywne, w zjawisku tym ulega zmianie długość fali rozproszonej (mierzona w układzie laboratoryjnym). Na podstawie kształtu widma promieniowania rozproszonego można wyznaczyć koncentrację elektronów n_e oraz temperaturę elektronową T_e , a w niektórych przypadkach także temperaturę jonową i skład chemiczny plazmy.

Metoda RT jest szeroko stosowana do diagnostyki różnego rodzaju plazm: jarzeniowej [75], termicznej [5, 16, 68, 70], termojądrowej oraz plazmy indukowanej promieniowaniem laserowym [32, 33], a więc w bardzo szerokim zakresie koncentracji elektronów (od 10^{17} m^{-3} do 10^{27} m^{-3}) oraz temperatur (rzędu od 10^3 K do 10^6 K).

Swoją popularność rozpraszanie Thomsona zawdzięcza kilku ważnym, z punktu widzenia diagnostyki plazmy, zaletom:

1. Metoda RT charakteryzuje się dobrą przestrzenną zdolnością rozdzielczą, ograniczoną rozmiarami skupionej wiązki lasera.
2. Interpretacja wyników doświadczalnych, czyli wyznaczenie parametrów plazmy na podstawie widma promieniowania rozproszonego, jest stosunkowo prosta.
3. Metoda ta nie wymaga założeń odnośnie stanu równowagi istniejącego w plazmie. RT umożliwia wyznaczenie funkcji rozkładu szybkości elektronów w plazmie nawet, gdy rozkład ten nie jest maxwellowski.
4. kształt widma rozpraszania jest niezależny od składu chemicznego plazmy. RT nadaje się więc do diagnostyki plazmy wieloskładnikowej.
5. Możliwe jest takie dobranie parametrów eksperymentalnych, dla których nie jest konieczna kalibracja czułości układu detekcji światła rozproszonego.

Metoda RT ma natomiast dwie zasadnicze wady, którymi są:

- konieczność zastosowania bardzo czułego, niskoszumowego systemu detekcji,
- w pewnych warunkach silnie inwazyjny charakter.

Wady te wynikają głównie z bardzo małego przekroju czynnego na proces rozpraszania ($\sigma_T = 6,7 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$). Wyznaczony przez średnicę i ogniskową soczewki kąt bryłowy, z którego rejestrowany jest sygnał RT również jest mały (rzędu 10^{-3} pełnej sfery), przez co rejestrowana jest tylko niewielka część fali. Ponadto sama plazma jest źródłem silnego promieniowania ciągłego, którego fluktuacje stanowią szum rejestrowany razem z promieniowaniem rozproszonym. Dla osiągnięcia odpowiedniego stosunku sygnału do szumu, konieczne jest więc użycie wiązki laserowej o odpowiednio dużej energii (rzędu 10 mJ lub więcej). Wiązka taka może silnie podgrzewać elektrony swobodne w procesie odwrotnym do promieniowania hamowania oraz powodować dodatkową jonizację ośrodka, przez co zakłóci warunki panujące w plazmie. W szczególności w plazmie termicznej, gdzie temperatura elektronowa jest stosunkowo niska, a koncentracja elektronów wysoka, zaburzenie to może być znaczne nawet przy zastosowaniu impulsów laserowych o małej energii (następny rozdział). Jak się okazało, stosowana powszechnie metoda korekty wartości T_e , polegająca na liniowej ekstrapolacji otrzymanych eksperymentalnie wyników do zerowej wartości energii impulsu laserowego, jest niepoprawna, a otrzymane tą drogą wyniki mogą prowadzić do nieprawdziwych wniosków (np. [5, 68, 69]).

Jednym z obranych celów niniejszej pracy było znalezienie w miarę prostego, ale wiarygodnego sposobu wyznaczenia niezaburzonych parametrów plazmy termicznej na podstawie zmierzonych widm rozpraszania Thomsona. Ma to zasadnicze znaczenie dla określenia przydatności tej metody do diagnostyki plazmy termicznej.

5.2 Rys historyczny

Rozpraszanie Thomsona ma dość długą – ponad stuletnią – historię. Swoją nazwę zjawisko to zawdzięcza angielskiemu fizykowi Sir Josephowi Johnowi Thomsonowi, który w 1907 roku opracował i opublikował teorię rozpraszania promieniowania elektromagnetycznego przez swobodne elektrony [73]. Za swoje teoretyczne i eksperymentalne prace nad przewodnictwem elektrycznym gazów Thomson został w 1906 roku uhonorowany nagrodą Nobla.

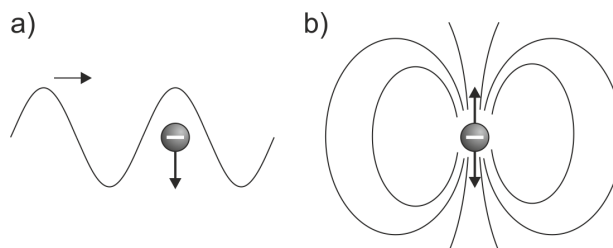
Jednak z powodu braku silnych, monochromatycznych źródeł promieniowania, zjawisko to długo nie było obserwowane. Pierwszy sygnał RT został zarejestrowany dopiero w 1963 r. przez Bowlesa [10]. Sygnał ten pochodził od wstecznego rozpraszania silnych impulsów mikrofalowych z radaru na elektronach w ziemskiej jonosferze.

Obserwacja zjawiska rozpraszania Thomsona w laboratorium stała się możliwa dopiero po skonstruowaniu w 1960 roku pierwszego lasera. Pierwszego pomiaru roz-

praszania thomsonowskiego w laboratorium dokonali w 1963 r. Fiocco i Thompson [28]. Sygnał pochodził z rozpraszania impulsów światła o energii 20 J z lasera rubinowego na wiązce elektronów. Jeszcze w tym samym roku Kunze, Kronast i Fünfer jako pierwsi zaobserwowali rozpraszanie Thomsona w plazmie laboratoryjnej typu θ -pinch [30]. W następnym roku przeprowadzono eksperymenty w układach pozwalających na rejestrację sygnału RT z rozdzielczością spektralną, co umożliwiło wyznaczenie parametrów plazmy [15, 16, 44]. Od tamtej pory opublikowano wiele wyników eksperymentów RT w różnych typach plazm, w tym także plazmie łukowej, oraz plazmie wytwarzanej laserem, a laserowe rozpraszanie Thomsona stało się rutynowym narzędziem diagnostyki plazmy wysokotemperaturowej. Stało się to możliwe dzięki szybkiemu rozwojowi techniki laserowej oraz skonstruowaniu kamer CCD ze wzmacniaczem obrazu.

5.3 Teoria rozpraszania Thomsona

Rozpraszanie Thomsona jest to proces rozpraszania niskoenergetycznych fotonów ($\hbar\omega_0 \ll m_e c^2$) na swobodnych elektronach w plazmie. RT można rozważać klasycznie jako oscylacje elektronu wokół położenia równowagi w polu elektrycznym fali padającej, w wyniku czego pewna część energii wejściowej jest emitowana w postaci promieniowania dipolowego (rys. 5.1). Taki sam efekt występuje również dla jonów, jednak ze względu na ich znacznie większą masę, a w związku z tym małe przyspieszenie, rozpraszana przez nie energia jest znacznie mniejsza.



Rys. 5.1. Rozpraszanie Thomsona jako promieniowanie dipolowe (b) elektronu oscylującego w polu padającej fali elektromagnetycznej (a).

Poniżej w skróconej formie został zaprezentowany taki właśnie klasyczny, elektrodynamiczny opis zjawiska RT na podstawie [27, 43, 66]. Opis ten polega na obliczeniu natężenia pola elektromagnetycznego wytworzonego przez oscylujące elektrony. Więcej szczegółów opisanego modelu można znaleźć w wyżej wymienionych publikacjach.

5.3.1 Rozpraszanie na pojedynczym elektronie

Zjawisko rozpraszania thomsonowskiego jest wynikiem oscylacji elektronu wywołanych polem elektrycznym zewnętrznej, padającej fali świetlnej. Pole elektryczne monochromatycznej, płaskiej, liniowo spolaryzowanej fali świetlnej, padającej na elektron, można zapisać wzorem

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos[\vec{k}_p \cdot \vec{r}_j(t) - \omega_0 \cdot t], \quad (5.1)$$

gdzie $\vec{E}_0$ to amplituda natężenia pola elektrycznego padającej fali świetlnej, $\vec{k}_p$ to wektor falowy tej fali, a $\vec{r}_j(t)$ określa zależne od czasu położenie elektronu (indeks j numeruje elektrony). Kierunek wektora $\vec{E}_0$ określa kierunek polaryzacji fali świetlnej.

Pod wpływem pola fali świetlnej każdy elektron doznaje przyspieszenia

$$\ddot{\vec{r}} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}_0 \cos[\vec{k}_p \cdot \vec{r}_j(t) - \omega_0 \cdot t], \quad (5.2)$$

które zależy od czasu zarówno poprzez wektor położenia $\vec{r}$, jak i wprost – poprzez człon fazowy $\omega_0 t$. Transformata Fouriera przyspieszenia oprócz częstości ω_0 będzie więc zawierała również składowe odpowiedzialne za ruch elektronu, a dzięki temu widmo światła rozproszonego przez elektron, oprócz częstotliwości fali padającej będzie zawierać częstotliwości charakteryzujące ruch elektronu w plazmie.

W wyniku drgań, elektron wytwarza fale elektromagnetyczne. Za pomocą potencjałów Lienarda-Wiecherta można obliczyć indukcję pola magnetycznego $\vec{B}_j$ wytworzonego w punkcie obserwacji (w miejscu umieszczenia detektora) określonym przez wektor $\vec{R}$:

$$\vec{B}_j(\vec{R}, t) = -\frac{e^2}{m_e c^2} \frac{\vec{R} \times \vec{E}_0}{R^2} \cos \left[\vec{k} \cdot \vec{r}_j \left(t - \frac{R}{c} \right) - \omega_0 \cdot \left(t - \frac{R}{c} \right) \right]. \quad (5.3)$$

Występujące w powyższym wzorze wyrażenie $t - R/c$ to tzw. *czas retardowany* t^* , różniący się od czasu t o czas potrzebny na dotarcie fali elektromagnetycznej od źródła (elektronu) do detektora. Wyrażenie to otrzymano poprzez rozwinięcie dokładnego wzoru:

$$t^* = t - \frac{|\vec{R} - \vec{r}(t^*)|}{c} \quad (5.4)$$

w szereg Taylora zakładając, że $|\vec{r}| \ll |\vec{R}|$:

$$t^* \sim t - \frac{R}{c} + \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}(t - R/c)}{Rc}. \quad (5.5)$$

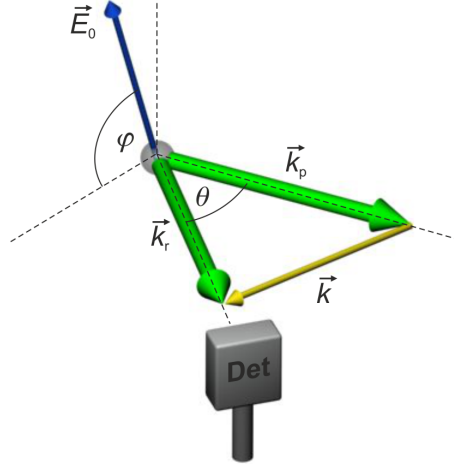
$\vec{k}$ to wektor rozpraszania

$$\vec{k} = \vec{k}_p - \frac{\omega_0}{c} \frac{\vec{R}}{R} = \vec{k}_p - \vec{k}_r, \quad (5.6)$$

natomiast

$$\vec{k}_r = \frac{\omega_0}{c} \frac{\vec{R}}{R} \quad (5.7)$$

to wektor fali rozproszonej.



Rys. 5.2. Geometria rozpraszania Thomsona. $\vec{E}_0$ to wektor polaryzacji wiązki laserowej, $\vec{k}_p$ i $\vec{k}_r$ są wektorami falowymi odpowiednio fali padającej i fali rozproszonej, $\vec{k} = \vec{k}_r - \vec{k}_p$ to wektor rozpraszania, Det – detektor.

Długość wektora rozpraszania zależy od konfiguracji geometrycznej eksperymentu i wynosi

$$k = |\vec{k}| = 2|\vec{k}_p| \sin(\theta/2) = \frac{4\pi \sin(\theta/2)}{\lambda_L}, \quad (5.8)$$

gdzie: θ to kąt rozpraszania (kąt pomiędzy kierunkiem fali padającej i kierunkiem fali rozproszonej), a λ_L to długość fali padającej (lasera). Powyższy wzór jest słuszny wtedy, gdy długość wektora falowego fali rozproszonej jest równa długości wektora falowego fali padającej, tzn. gdy podczas rozpraszania foton nie przekazuje pędu elektronowi.

Wektor rozpraszania $\vec{k}$ ma zasadnicze znaczenie przy opisie tego zjawiska. Mianowicie, z powodu ruchu cząstki rozpraszającej i związanego z tym ruchem efektu Dopplera, częstotliwość ω_r fali, którą rejestruje detektor, różni się od częstotliwości fali padającej ω_p . Jeśli cząstka porusza się z prędkością $\vec{v}$, to „widziana” przez nią fala padająca ma częstotliwość $\omega_w = \omega_p - \vec{k}_p \cdot \vec{v}$. Taką też częstotliwość w układzie odniesienia związanym z cząstką ma fala rozproszona. Do spoczywającego detektora dociera natomiast fala, której częstotliwość również jest przesunięta dopplerowsko: $\omega_s = \omega_w + \vec{k}_r \cdot \vec{v}$. Częstotliwość tą można zapisać wzorem:

$$\omega_s = \omega_p - \vec{k}_p \cdot \vec{v} + \vec{k}_r \cdot \vec{v} = \omega_p + (\vec{k}_r - \vec{k}_p) \cdot \vec{v} = \omega_p + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (5.9)$$

Obie dopplerowskie zmiany częstości dodają się lub odejmują w zależności od kierunku ruchu cząstki. Całkowite przesunięcie częstości jest natomiast wprost proporcjonalne do składowej prędkości cząstki w kierunku wektora rozpraszania $\vec{k}$ oraz do wartości tego wektora:

$$\Delta\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}. \quad (5.10)$$

Z powyższego wzoru można wyciągnąć pewne wnioski dotyczące przesunięcia dopplerowskiego, a co za tym idzie, również kształtu widma światła rozproszonego. Otóż, największa zmiana długości fali rozproszonej w porównaniu z padającą zachodzi przy rozpraszaniu na ładunkach poruszających się w kierunku równoległym (oraz antyrównoległym) do wektora rozpraszania $\vec{k}$. Dla tych ładunków przesunięcia Dopplera wynikające z ruchu względem wiązki padającej oraz kierunku obserwacji dodają się. Natomiast ładunki poruszające się prostopadle do kierunku wektora $\vec{k}$ rozpraszają światło bez zmiany długości fali, gdyż wspomniane poprzednio przesunięcia Dopplera mają przeciwny znak i w związku z tym znoszą się wzajemnie.

5.3.2 Rozpraszanie na zbiorze elektronów

Sygnal rejestrowany w rzeczywistych warunkach doświadczalnych nie pochodzi od jednego elektronu lecz od wszystkich elektronów znajdujących się w oświetlonym wiązką lasera obszarze plazmy.

Jeśli fazy fal rozproszonych na cząstkach plazmy nie są ze sobą wzajemnie skorelowane, to efekty interferencyjne można pominąć. W tym przypadku, zwanym *rozpraszaniem niekoherentnym*, widmo promieniowania rozproszonego przez zbiór cząsteczek jest prostym odzwierciedleniem funkcji rozkładu prędkości cząsteczek wzdłuż kierunku wektora rozpraszania. Umożliwia to zastosowanie rozpraszania Thomsona do wyznaczania rozkładów prędkości oraz energii cząsteczek w plazmie. W szczególnym przypadku, gdy rozkład prędkości elektronów jest maxwellowski, to wspomniane widmo ma rozkład gaussowski, którego szerokość jest wprost proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z temperatury, a pole powierzchni, czyli całkowite natężenie zarejestrowanego promieniowania – do ilości centrów rozpraszania. Wyznaczenie parametrów plazmy, tj. T_e i n_e na podstawie zmierzonego widma wymaga oczywiście wyznaczenia czułości układu rejestracji (np. za pomocą rozpraszania Ramana lub Rayleigha na gazie o znanej koncentracji).

Jednak w niektórych rodzajach plazm – w szczególności w plazmie termicznej – przyjęte powyżej założenie nie jest spełnione. Elektrony w plazmie nie są zupełnie swobodne lecz oddziałują z mikropolami elektrycznymi swoimi oraz jonów. Wszystkie elektrony znajdujące się w sferze o rozmiarach promienia Debye’a λ_D oscylują zgodnie w fazie. Wynikiem sprzężenia może więc być pojawienie się efektów interferencyjnych, a widmo rozpraszania thomsonowskiego w tym przypadku nie jest już prostym odzwierciedleniem funkcji rozkładu prędkości cząstek.

Jeśli rozpraszanie zachodzi na zbiorze N elektronów, to wypadkowa indukcja wytworzonego pola magnetycznego jest równa sumie indukcji ze wzoru 5.3 po wszystkich elektronach,

$$\vec{B}(\vec{R}, t) = -\frac{e^2}{m_e c^2} \frac{\vec{R} \times \vec{E}_0}{R^2} \sum_{j=1}^N \cos \left[\vec{k} \cdot \vec{r}_j \left(t - \frac{R}{c} \right) - \omega_0 \cdot \left(t - \frac{R}{c} \right) \right]. \quad (5.11)$$

Analogiczne wyrażenie opisuje promieniowanie rozproszone na jonach, tzn. indukcję pola magnetycznego wytworzonego w wyniku oscylacji jonów pod wpływem fali padającej. Różnica polega na zastąpieniu masy elektronu masą jonu oraz ładunku elektrycznego elektronu – ładunkiem jonu. Jednak z powodu bardzo małego ilorazu mas elektronu i jonu, natężenie tego promieniowania jest kilka rzędów wielkości mniejsze.

Strumień energii przenoszony przez falę elektromagnetyczną określa wektor Poyntinga

$$\vec{P}(\vec{R}, t) = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{B}) = \frac{c}{4\pi} |\vec{B}|^2 \frac{\vec{R}}{R}. \quad (5.12)$$

Znajomość wartości tego wektora umożliwia obliczenie rozkładu spektralnego mocy światła I docierającego do fotodetektora $I = |\vec{P}| ds$, gdzie ds to powierzchnia czynna detektora. Zgodnie z twierdzeniem Wienera-Chinczyna, spektralna gęstość rozproszonego światła jest transformatą Fouriera funkcji autokorelacji pola magnetycznego wyrażonego wzorem 5.11, zatem

$$I(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \frac{c}{4\pi} \overline{\vec{B}(\vec{R}, t) \cdot \vec{B}(\vec{R}, t + \tau)}, \quad (5.13)$$

przy czym linia nad wyrażeniem oznacza wartość uśrednioną po czasie t lub, co jest równoważne, uśrednioną po zbiorze elektronów. Uwzględniając zależność 5.11 można napisać

$$I(\vec{k}, \omega) R^2 d\Omega = \frac{c}{4\pi^2} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{\vec{R} \times \vec{E}_0}{R^2} \right)^2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \sum_{j,l}^N \overline{\cos [\vec{k} \cdot \vec{r}_l(t) - \omega_0 t] \cdot \cos [\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t + \tau) - \omega_0 \cdot (t + \tau)]} d\Omega. \quad (5.14)$$

Powyższe wyrażenie można również zapisać w postaci

$$I(\vec{k}, \omega) R^2 d\omega d\Omega = N I_0 \frac{d\sigma_T}{d\Omega} S(\vec{k}, \omega) d\omega d\Omega, \quad (5.15)$$

gdzie N to całkowita liczba centrów rozpraszania, $I_0 = \frac{c}{4\pi} E_0^2$ to natężenie promieniowania padającego, a $d\sigma_T/d\Omega$ to różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona na pojedynczym elektronie:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \sin^2 \vartheta. \quad (5.16)$$

ϑ to kąt między wektorem polaryzacji wiązki lasera $\vec{E}_0$ a kierunkiem obserwacji wyznaczonym przez wektor $\vec{R}$. Pomiedzy kątem ϑ a kątami θ i φ zaznaczonymi na rysunku 5.2 zachodzi związek: $\sin^2 \vartheta = 1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta$. Jak widać, przekrój czynny na RT silnie zależy od geometrii układu oraz stanu polaryzacji fali padającej. Używane w eksperymentach z rozpraszaniem Thomsona światło laserowe jest zwykle spolaryzowane liniowo, dzięki czemu można tak dobrać geometrię układu, aby czynnik $\sin^2 \vartheta$ był jak największy. Przekrój czynny na zjawisko RT jest maksymalny wtedy, gdy $\vartheta = 90^\circ$, czyli gdy wektor pola elektrycznego fali padającej jest prostopadły do płaszczyzny określonej przez kierunek wiązki padającej i kierunek obserwacji.

Całkując różniczkowy przekrój czynny na RT po pełnym kącie brylowym otrzymuje się całkowity przekrój czynny na to zjawisko:

$$\sigma_T = \int \frac{d\sigma_T}{d\Omega} d\Omega = \frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m_e^2 c^4} = \frac{8}{3} \pi r_e^2, \quad (5.17)$$

gdzie

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

to klasyczny promień elektronu.

Przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona na elektronie jest bardzo mały, taki jak dla kuli o promieniu równym klasycznemu promieniowi elektronu. Z tego powodu natężenie promieniowania pochodzącego z rozpraszania Thomsona jest bardzo małe, a do eksperymentów konieczne jest zastosowanie laserów o dużym natężeniu oraz czułych detektorów światła.

Występujący w wyrażeniu 5.15 czynnik $S(\vec{k}, \omega)$ to tzw. dynamiczny czynnik kształtu (ang. *dynamic form factor*).

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \sum_{j,l}^N \overline{\cos[\vec{k} \cdot \vec{r}_l(t) - \omega_0 \cdot t] \cdot \cos[\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t + \tau) - \omega_0 \cdot (t + \tau)]}. \quad (5.18)$$

Funkcja ta opisuje spektralny rozkład światła rozproszonego wynikający z przesunięcia częstotliwości światła rozproszonego względem częstotliwości światła padającego. Uwzględnia ona zarówno indywidualny ruch elektronów w plazmie, jak i kolektywne zachowanie elektronów i jonów.

Korzystając z tożsamości: $\cos \alpha \cdot \cos \beta = [\cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta)]/2$, iloczyn cosinusów w wyrażeniu 5.18 można zastąpić połową sumy cosinusa sumy argumentów i cosinusa różnicy tych argumentów,

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \cdot \sum_{j,l}^N \overline{\cos\{\vec{k} \cdot [\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t + \tau)] - \omega_0 \cdot \tau\} + \cos\{\vec{k} \cdot [\vec{r}_l(t) + \vec{r}_j(t + \tau)] - \omega_0(2t + \tau)\}}. \quad (5.19)$$

Człon zawierający cosinus sumy argumentów nie wnosi nic do wartości średniej, gdyż zależy od $2\omega_0 t$, a wektory położenia $\vec{r}_i$ prawie nie zmieniają się w czasie równym okresowi drgań fali świetlnej. Można więc zapisać

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} \sum_{j,l}^N \overline{\cos\{\vec{k} \cdot [\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t + \tau)] + \omega_0 \cdot \tau\}} \quad (5.20)$$

Następnym krokiem jest wyrażenie powyższej sumy za pomocą przestrzennej transformaty Fouriera funkcji przedstawiającej fluktuacje koncentracji elektronów. Koncentracja elektronów jest sumą N funkcji δ Diraca:

$$n_e(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_j(t)). \quad (5.21)$$

Przestrzenna transformata Fouriera tej sumy jest równa

$$n_e(\vec{k}, t) = \sum_{j=1}^N \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)). \quad (5.22)$$

Korzystając ze wzoru Eulera, można wykazać, że zachodzi równość

$$\begin{aligned} n(\vec{k}, t) n^*(\vec{k}, t + \tau) e^{-i\omega_0\tau} &= \sum_{l,j}^N \exp\left[-i\left(\vec{k} \cdot [\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t + \tau)] + \omega_0\tau\right)\right] = \\ &= \sum_{j,l}^N \cos\left(\vec{k} \cdot [\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t + \tau)] + \omega_0\tau\right) - i \sum_{j,l}^N \sin\left(\vec{k} \cdot [\vec{r}_l(t) - \vec{r}_j(t + \tau)] + \omega_0\tau\right). \end{aligned} \quad (5.23)$$

Człon urojony, ze względu na jego nieparzysty charakter względem τ , można pominąć. Sumę występującą po prawej stronie równania 5.20 można więc zastąpić lewą stroną powyższego równania, co daje:

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i(\omega - \omega_0)t} \overline{n(\vec{k}, t) n^*(\vec{k}, t + \tau)} \quad (5.24)$$

Warto zauważyć, że w powyższym wzorze częstotliwość występuje jako różnica częstotliwości fali rozproszonej ω i częstotliwości fali padającej ω_0 . Dla uproszczenia różnica ta będzie od teraz oznaczana jako $\Delta\omega$. Widmo promieniowania rozproszonego jest czasową transformatą Fouriera funkcji autokorelacji fourierowskiej przestrzennej składowej fluktuacji koncentracji elektronów, których wektor faliowy jest równy wektorowi rozpraszania wyznaczonym przez geometrię rozpraszania.

Znając rozkład fluktuacji koncentracji elektronów, można wyrażenie na dynamiczny form faktor zapisać w postaci:

$$\begin{aligned} S(\vec{k}, \Delta\omega) &= \left| \frac{1 - G_i(\Delta\omega/k)}{1 - G_e(\Delta\omega/k) - G_i(\Delta\omega/k)} \right|^2 F_e(\Delta\omega/k) \\ &+ Z \left| \frac{G_e(\Delta\omega/k)}{1 - G_e(\Delta\omega/k) - G_i(\Delta\omega/k)} \right|^2 F_i(\Delta\omega/k), \end{aligned} \quad (5.25)$$

gdzie: $G_e(v_0)$ i $G_i(v_0)$ to tzw. *całki ekranowania*:

$$\begin{aligned} G_e(v_0) &= \frac{4\pi e^2}{m_e k^2} \int \frac{\vec{k} \cdot \nabla_v f_{0e}(\vec{v})}{\vec{k} \cdot (\vec{v} - \vec{v}_0)} d\vec{v} \\ G_i(v_0) &= \frac{4\pi Z^2 e^2}{m_i k^2} \int \frac{\vec{k} \cdot \nabla_v f_{0i}(\vec{v})}{\vec{k} \cdot (\vec{v} - \vec{v}_0)} d\vec{v}, \end{aligned} \quad (5.26)$$

w których całkowanie przebiega po rzeczywistej osi wartości $\vec{k} \cdot \vec{v}$ zaczynając poniżej bieguna $\vec{k} \cdot \vec{v} = \vec{k} \cdot \vec{v}_0$ ($\vec{v}_0$ to prędkość naładowanej cząstki próbnej).

Funkcje $f_{0e}(\vec{v})$ i $f_{0i}(\vec{v})$ to przestrzennie jednorodne, zerowe wyrazy w rachunku perturbacyjnym niezależnych od czasu jednocząstkowych funkcji rozkładu: $f_e(\vec{r}, \vec{v})$ dla elektronów oraz analogicznej $f_i(\vec{r}, \vec{v})$ dla jonów.

Występujące we wzorze 5.25 funkcje $F_e(\Delta\omega/k)$ oraz $F_i(\Delta\omega/k)$ to znormalizowane wyrazy zerowego rzędu rozwinięcia funkcji rozkładu składowej prędkości odpowiednio: elektronów i jonów wzdłuż kierunku wektora rozpraszania $\vec{k}$. Kolejne kroki zmierzające do wyznaczenia rozkładu spektralnego światła rozproszonego thomsonowsko wymagają znajomości tych właśnie funkcji. Jeśli plazma jest w stanie równowagi termodynamicznej, to zarówno elektrony, jak i jony mają maxwellowski rozkład szybkości:

$$\begin{aligned} f_{0e}(v) &= \frac{n}{v_e \sqrt{\pi}} \exp\left(-(v/v_e)^2\right), \\ f_{0i}(v) &= \frac{n}{Z v_i \sqrt{\pi}} \exp\left(-(v/v_i)^2\right). \end{aligned} \quad (5.27)$$

Dotyczyć to może również przypadku, gdy temperatury elektronów i jonów są różne. W powyższych wzorach: v to szybkość (wartość prędkości) cząstki, v_e i v_i to średnie termiczne szybkości elektronów i jonów, dane wzorem 2.13:

$$v_e = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}; \quad v_i = \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}}. \quad (5.28)$$

Wprowadzając bezwymiarowe zmienne:

$$x_e = \frac{\Delta\omega}{k v_e}; \quad x_i = \frac{\Delta\omega}{k v_i} \quad (5.29)$$

całki ekranowania 5.26 można zapisać w postaci

$$\begin{aligned} G_e &= -\alpha^2 W(x_e), \\ G_i &= -Z \frac{T_e}{T_i} \alpha^2 W(x_i), \end{aligned} \quad (5.30)$$

gdzie α to tzw. *parametr rozpraszania*

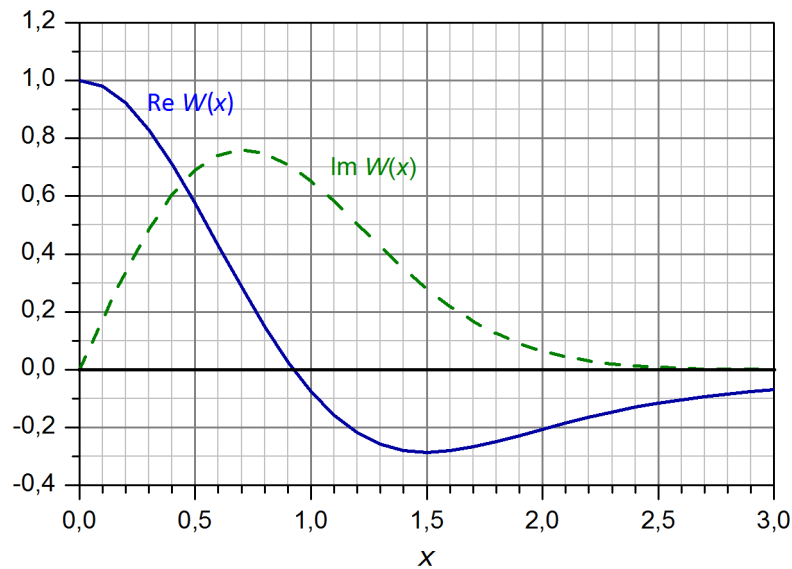
$$\alpha = \frac{\sqrt{2} \omega_p}{k v_e} = \frac{1}{k \lambda_D} = \frac{\lambda_L}{4\pi \sin(\theta/2) \lambda_D}, \quad (5.31)$$

natomiast

$$W(x) = 1 - 2xe^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt + i\sqrt{\pi} xe^{-x^2} \quad (5.32)$$

to funkcja dyspersji plazmy, będąca wynikiem obliczenia całek niewłaściwych. Jak widać, jest to funkcja zespolona. Wykresy części rzeczywistej oraz urojonej tej funkcji przedstawiono na rys. 5.3. Często stosuje się przybliżenia części rzeczywistej w postaci szeregów:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} W(x) &= 1 - 2x^2 \left(1 - \frac{2}{3}x^2 + \frac{4}{15}x^4 + \dots \right) & \text{dla } x \ll 1, \\ \operatorname{Re} W(x) &= \frac{1}{2x^2} \left(1 + \frac{3}{2x^2} + \frac{15}{4x^4} + \dots \right) & \text{dla } x \gg 1. \end{aligned} \quad (5.33)$$



Rys. 5.3. Wykresy części rzeczywistej oraz wartości bezwzględnej części urojonej funkcji dyspersji plazmy $W(x)$.

Ostatecznie funkcja $S(\vec{k}, \omega)$ wyrażona za pomocą funkcji dyspersji plazmy $W(x)$ oraz bezwymiarowych zmiennych x_e i x_i przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} S(\vec{k}, \omega) d\omega &= \left| \frac{1 + Z\alpha^2(T_e/T_i)W(x_i)}{1 + \alpha^2 W(x_e) + \alpha^2 Z(T_e/T_i)W(x_i)} \right|^2 \frac{\exp(-x_e^2)}{\sqrt{\pi}} dx_e + \\ &+ Z \left| \frac{-\alpha^2 W(x_e)}{1 + \alpha^2 W(x_e) + \alpha^2 Z(T_e/T_i)W(x_i)} \right|^2 \frac{\exp(-x_i^2)}{\sqrt{\pi}} dx_i. \end{aligned} \quad (5.34)$$

5.3.3 Przybliżenie Salpetera

Wyrażenie po prawej stronie wzoru 5.34 opisujące widmo rozpraszania Thomsona na zbiorze elektronów stanowi sumę dwóch składników, z których każdy zależy zarówno od x_e jak i x_i . Okazuje się, że wyrażenie to można rozseparować na dwa składniki, z których każdy zależy tylko od jednej z powyższych zmiennych. Jest to możliwe m. in. dlatego, że przy ustalonym przesunięciu częstości $\Delta\omega$ istnieje znaczna różnica pomiędzy wartościami x_e i x_i spowodowana znaczną różnicą mas elektronu i jonu:

$$\frac{x_i}{x_e} = \frac{v_e}{v_i} = \sqrt{\frac{m_i T_e}{m_e T_i}} \quad (5.35)$$

A zatem, jeśli nie ma znaczącej różnicy pomiędzy temperaturą elektronów a temperaturą jonów, to $x_i \gg x_e$. Przy tym założeniu form faktor $S(\vec{k}, \Delta\omega)$ na rozpraszanie thomsonowskie można zapisać w postaci przybliżonej (tzw. *przybliżenie Salpetera*, [67]):

$$\begin{aligned} S(\vec{k}, \Delta\omega)d\omega &= \left| \frac{1}{1 + \alpha^2 W(x_e)} \right|^2 \frac{\exp(-x_e^2)}{\sqrt{\pi}} dx_e + \\ &+ Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \left| \frac{1}{1 + \beta^2 W(x_i)} \right|^2 \frac{\exp(-x_i^2)}{\sqrt{\pi}} dx_i. \end{aligned} \quad (5.36)$$

gdzie

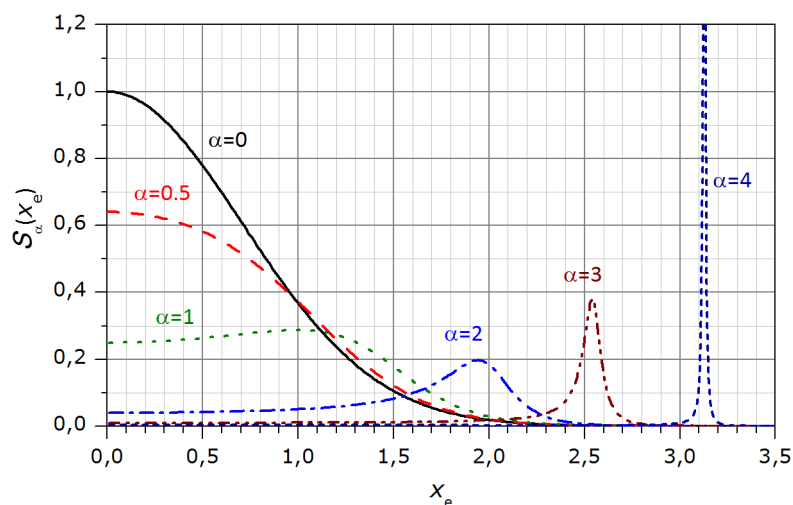
$$\beta^2 = Z \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \frac{T_e}{T_i}, \quad (5.37)$$

Dwa składniki po prawej stronie wzoru 5.36 to kolejno: człon elektronowy $S_e(\vec{k}, \Delta\omega)$ i człon jonowy $S_i(\vec{k}, \Delta\omega)$. Człon elektronowy widma można interpretować jako wynik rozpraszania światła na fluktuacjach koncentracji elektronów swobodnych, a człon jonowy – jako wynik rozpraszania na fluktuacjach koncentracji elektronów powodowanych ruchem jonów. Warto zwrócić uwagę na fakt, że analityczna postać obu członów jest taka sama, różnią się tylko amplitudą oraz wartościami parametrów α i β . Część jonowa widma jest dwa rzędy wielkości węższa spektralnie niż elektronowa i zazwyczaj wymaga specjalnej aparatury do rozdzielania spektralnego. Ponadto, ta część widma promieniowania typu RT znajduje się w zakresie bardzo bliskim długości fali lasera, jest więc nałożona na widmo rozpraszania Rayleigha i światła rozproszonego na elementach układu (ang. *stray light*).

Korzystając z podanych wyżej relacji możliwe jest obliczenie kształtu widma RT dla określonych wartości n_e, T_e, T_i, α . Rysunek 5.4 przedstawia elektronową składową widma rozpraszania obliczoną dla różnych wartości parametru rozpraszania α .

Całkowite natężenie światła rozproszonego można obliczyć całkując równanie 5.36 po częstotliwości:

$$S(\vec{k}) = \int S(\vec{k}, \Delta\omega) \frac{d\omega}{2\pi} = S_e(\vec{k}) + S_i(\vec{k}), \quad (5.38)$$



Rys. 5.4. Część elektronowa widma rozpraszania thomsonowskiego obliczona dla różnych wartości parametru rozpraszania α .

gdzie:

$$S_e(\vec{k}) = \frac{1}{1 + \alpha^2}, \quad (5.39)$$

$$S_i(\vec{k}) = \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^2)[1 + \alpha^2(1 + Z T_e/T_i)]}. \quad (5.40)$$

Z powyższych równań wynika, że całkowite natężenie członu elektronowego zależy tylko od parametru α , natomiast całkowite natężenie członu jonowego zależy również od ładunku jonu i ilorazu temperatur: elektronowej i jonowej.

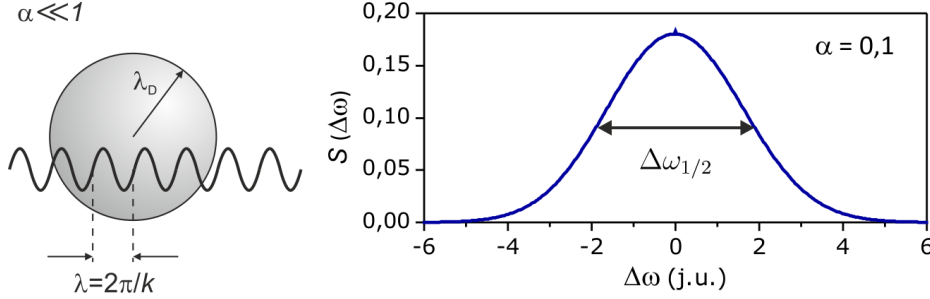
5.3.4 Typy rozpraszania Thomsona

Od parametru α zależy charakter rozpraszania, a co za tym idzie, również kształt widma światła rozproszonego. Rozróżnia się następujące przypadki:

5.3.4.1 Przypadek niekolektywny $\alpha \ll 1$

W tym przypadku długość fali fluktuacji koncentracji elektronów, na których zachodzi rozpraszanie, jest znacznie mniejsza od długości Debye'a, w związku z tym mamy do czynienia z czystym rozpraszaniem Thomsona na pojedynczych elektronach, których ruch nie jest skorelowany. Ten typ rozpraszania nazywany jest *rozpraszaniem niekolektywnym* lub *niekoherentnym*. Widmo rozpraszania jest odzwierciedleniem funkcji rozkładu prędkości elektronów. Jeśli rozkład ten jest rozkładem Maxwella,

to widmo rozpraszania ma kształt gaussowski (rys. 5.5), czyli taki, jaki przewiduje przedstawiona wcześniej prosta analiza.



Rys. 5.5. Rozpraszanie niekolektywne i przykładowe widmo. Widoczny słaby „pik jonowy”. λ_D to długość Debye’a, a λ to długość fali rozpraszania.

Wyznaczając szerokość tego rozkładu można obliczyć temperaturę plazmy. Koncentrację swobodnych elektronów można wyznaczyć mierząc całkowitą energię promieniowania rozproszonego, co wymaga jednak dokonania kalibracji czułości układu.

Ze wzorów 5.39 i 5.40 wynika, że w granicy $\alpha \rightarrow 0$, form factor S_e zmierza do jedności, zatem całkowity przekrój czynny na RT zmierza do wartości równej przekrojowi Thomsona σ_T , przy czym sygnał rozpraszania pochodzi tutaj głównie od członu elektronowego, gdyż $S_i \rightarrow 0$.

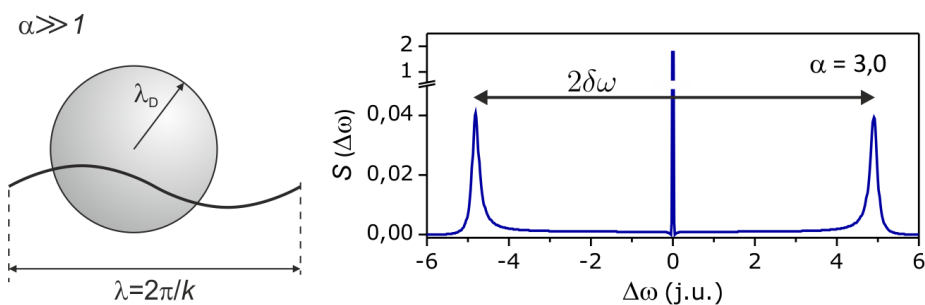
5.3.4.2 Przypadek kolektywny $\alpha \gg 1$

W przypadku rozpraszania, gdy $\alpha \gg 1$, wszystkie elektrony znajdujące się w kuli o rozmiarach promienia Debye’a oscylują zgodnie w fazie pod wpływem padającego promieniowania (rys. 5.6). Ten wspólny, kolektywny, ruch elektronów daje spójny sygnał. Dlatego rozpraszanie takie nazywane jest *rozpraszaniem kolektywnym* lub *koherentnym*. Podstawową charakterystyką widma są dwa wąskie piki, tzw. „satelity”, położone symetrycznie względem częstości lasera i odległe od niej o

$$\delta\omega = \omega_p \sqrt{1 + \frac{3}{\alpha^2}}. \quad (5.41)$$

Dla dużych wartości α zachodzi przybliżenie $\delta\omega \approx \omega_p$, co oznacza, że piki są odległe od częstości lasera o częstość plazmową, czyli częstość elektronowych fal plazmowych, na których światło jest rozpraszane. Częstość plazmowa zależy od n_e , lecz nie zależy od T_e . Zatem w przypadku tego typu rozpraszania można wyznaczyć koncentrację elektronów swobodnych w plazmie bez potrzeby absolutnej kalibracji układu optycznego.

Warto zauważyć, że ze wzorów 5.39 i 5.40 wynika, że gdy $\alpha \rightarrow \infty$, to natężenie członu elektronowego maleje do zera, natomiast członu jonowego zmierza do wartości

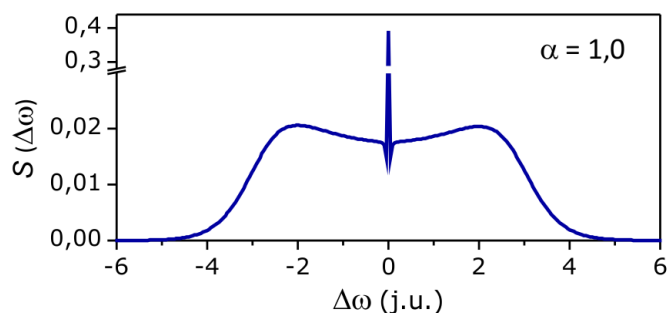


Rys. 5.6. Rozpraszanie silnie kolektywne i przykładowe widmo. Widoczny „pik jonowy”. λ_D to długość Debye’a, a λ to długość fali rozpraszania.

$Z/(1 + ZT_e/T_i)$. W tym granicznym przypadku, zakładając dodatkowo, że $Z = 1$ oraz $T_e = T_i$, całkowity przekrój czynny na RT zmierza do wartości równej połowie przekroju Thomsona σ_T . Niezerowa wartość przekroju czynnego umożliwia pomiar członu jonowego w przypadku silnie kolektywnego RT, np. w przypadku plazmy otrzymywanej laserowo i plazmy typu GLP (*ang. gas-liner pinch*).

5.3.4.3 Przypadek częściowo kolektywny $\alpha \approx 1$

Przy pośrednich wartościach parametru rozpraszania, gdy $\alpha \approx 1$, widmo rozpraszania nie odzwierciedla wprost funkcji rozkładu szybkości elektronów, ale piki elektronowe nie są jeszcze dobrze wykształcone (rys. 5.7). Jednak kształt widma rozpraszania zależy zarówno od T_e , jak i od n_e . Dzięki temu możliwe jest równoczesne wyznaczenie zarówno temperatury elektronowej plazmy, jak i koncentracji elektronów swobodnych bez konieczności absolutnej kalibracji czułości układu. Dokonuje się tego poprzez dopasowanie widma teoretycznego do danych eksperymentalnych.



Rys. 5.7. Przykładowe widmo rozpraszania Thomsona, przy $\alpha \approx 1$. Widoczny „pik jonowy”.

5.3.5 Założenia:

W opisanym powyżej modelu poczynione zostały pewne założenia:

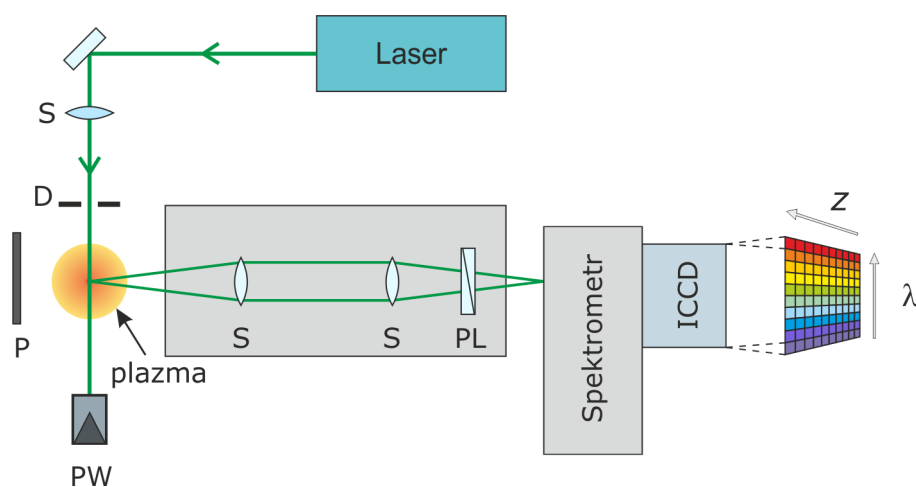
1. Promieniowanie rozpraszane jest monochromatyczne oraz spolaryzowane liniowo. Dzięki zastosowaniu lasera jako źródła światła warunek ten jest bardzo dobrze spełniony.
2. Model nie uwzględnia rozpraszania przez jony – jest ono pomijalnie małe z powodu bardzo dużego stosunku masy jonu do masy elektronu (np. dla Ar $m_i/m_e \approx 7 \cdot 10^4$). Obecność jonów w plazmie nie jest jednak całkowicie pominięta – uwzględniono ich wpływ na elektrony (w postaci „członu jonowego”).
3. Odrzut elektronu spowodowany zjawiskiem Comptona jest pomijalnie mały. Założenie to jest spełnione, gdy energia fotonu jest znacznie mniejsza od energii spoczynkowej elektronu (511 keV). W przypadku użycia drugiej harmonicznej lasera Nd:YAG o długości fali $\lambda=532$ nm, energia fotonu E_f wynosi 2,33 eV; założenie to jest więc bardzo dobrze spełnione, gdyż $E_f/m_e c^2 \approx 5 \cdot 10^{-6} \ll 1$.
4. Pole magnetyczne fali świetlnej jest słabe i w równaniu ruchu elektronu nie uwzględniono magnetycznej części siły Lorentza. Jeśli natężenie światła lasera używane w eksperymencie RT jest bardzo duże (przekracza 10^{18} W/cm²), to elektrony podczas oscylacji wywołanych polem elektrycznym poruszają się z szybkością porównywalną z szybkością światła w próżni. Pole magnetyczne fali świetlnej powoduje, że elektrony nie poruszają się po linii prostej, lecz po krzywej o kształcie cyfry „8”. Podczas takiego ruchu elektron oprócz fali o częstotliwości fali padającej, emituje również harmoniczne tej fali. Jest to tzw. nieliniowe (relatywistyczne) rozpraszanie Thomsona. Jeśli jednak energia impulsu lasera jest niewielka, np. nie przekracza 100 mJ, to przy impulsie trwającym 6 ns i zogniskowaniu wiązki do średnicy 80 μ m, natężenie światła nie przekracza 10^{12} W/cm², zachodzi więc klasyczne (liniowe) RT.
5. Zderzenia kulombowskie elektronów nie wpływają na kształt widma rozpraszania. W plazmie termicznej o temperaturze 20 000 K i koncentracji elektronów około $1.8 \cdot 10^{23}$ m⁻³ średnia częstotliwość zderzeń pojedynczego elektronu wynosi około $1.4 \cdot 10^9$ Hz. Jest to znacznie mniej niż szerokość spektralna elektronowej części widma RT (przy długości fali 532 nm, $\Delta\lambda = 0,1$ nm odpowiada $\Delta\nu \approx 1,1 \cdot 10^{11}$ Hz). Zderzenia kulombowskie mogą natomiast mieć wpływ na kształt jonowej części widma RT (szerokość spektralna „pików jonowych” zmniejszy się [27]).
6. Plazma jest optycznie cienka, nie zachodzi więc absorpcja promieniowania rozproszonego ani rozpraszanie wielokrotne.

5.4 Układ pomiarowy laserowego rozpraszaniaThomsona

Schemat typowego układu eksperymentalnego do badania laserowego rozpraszania Thomsona w plazmie przedstawia rys. 5.8. Wiązka światła z lasera jest ogniskowana w badanym obszarze plazmy, a po przejściu przez plazmę jest absorbowana przez pochłaniacz. Za pomocą układu soczewek obszar rozpraszający jest obrazowany na szczelinie wejściowej spektrometru.

Jednym z największych problemów związanych z pomiarem widma światła z rozpraszania Thomsona jest jego rejestracja i digitalizacja. Jak już wspomniano, natężenie światła RT jest bardzo małe, co narzuca konieczność zastosowania bardzo czułych detektorów z szybką bramką. Porządany jest również jednoczesny pomiar całego widma. Dlatego zazwyczaj spektrometr wyposażony jest w kamerę CCD.

Najczęściej rejestruje się fotony rozproszone pod kątem 90° w stosunku do wiązki lasera. W celu zmniejszenia natężenia rejestrowanego promieniowania samej plazmy, przed szczeliną spektrometru umieszcza się polaryzator liniowy, którego oś jest równoległa do kierunku polaryzacji światła lasera. Aby zminimalizować rozproszenie światła na elementach konstrukcyjnych łuku plazmowego stosuje się różne układy diafragm na wiązce laserowej, a po stronie przeciwnej do spektrometru umieszcza się pochłaniacz światła rozproszonego.



Rys. 5.8. Schemat typowego układu eksperymentalnego do badania laserowego rozpraszania Thomsona. S – soczewka, D – diafragma, PL – polaryzator liniowy, P – pochłaniacz światła rozproszonego.

5.5 Rozpraszanie Thomsona jako narzędzie diagnostyki plazmy

Eksperymenty z rozpraszaniem thomsonowskim w plazmie mogą dostarczyć istotnych informacji o jej stanie. RT jest potężną metodą diagnostyczną pozwalającą wyznaczyć podstawowe parametry stanu plazmy: koncentrację elektronów n_e , temperaturę elektronową T_e oraz temperaturę cięższych cząstek T_h . W zasadzie, rozpraszanie thomsonowskie wydaje się być metodą względnie nieinwazyjną w porównaniu np. do metody sondy Langmuira. Interpretacja otrzymanych wyników jest stosunkowo prosta, a założenie odnośnie stanu plazmy nie jest konieczne.

Zastosowanie RT do diagnostyki konkretnego typu plazmy wymaga odpowiedniego doboru geometrii układu pomiarowego, w szczególności ustalenia odpowiedniego kąta rozpraszania θ . Od niego, przy danych parametrach plazmy T_e i n_e oraz danej długości fali lasera, zależy wartość parametru rozpraszania α . Dobierając kąt rozpraszania można w pewnym stopniu wybrać żądany charakter rozpraszania – kolektywne lub niekolektywne.

Rozpraszanie „do przodu” ($\theta \ll 90^\circ$), dzięki dużej wartości α , umożliwia rozdzielenie „pików elektronowych” w widmie światła rozproszonego. Eksperymenty z bardzo małym kątem rozpraszania (np. Ramsden [65]) wykonuje się jednak stosunkowo rzadko, ze względu na trudności związane z oddzieleniem promieniowania rozproszonego od wiązki lasera i wynikającą z tego konieczność stosowania specjalnego układu przesłon (Kunze [43]).

Stosowany zazwyczaj układ z kątem $\theta \approx 90^\circ$ posiada kilka zalet. Po pierwsze, dzięki rejestracji światła rozproszonego prostopadle do wiązki lasera, uzyskuje się dobrą przestrzenną zdolność rozdzielczą. Ponadto, łatwo jest w tym przypadku zminimalizować ilość rejestrowanego światła „zblądzonego”. Dla tej konfiguracji parametr α często przyjmuje wartości zbliżone do jedności, co umożliwia jednoczesne wyznaczenie zarówno temperatury elektronowej plazmy, jak i koncentracji swobodnych elektronów, na podstawie widma światła rozproszonego bez konieczności kalibracji czułości układu.

Z kolei w przypadku rozpraszania „wstecz” ($\theta \approx 90^\circ$), najczęściej zachodzi rozpraszanie niekolektywne, co wynika z małej wartości parametru α . Dla dużego kąta rozpraszania, gdy parametr rozpraszania $\alpha \ll 1$, widmo światła rozproszonego odzwierciedla wprost funkcję rozkładu energii elektronów w plazmie, co ułatwia wyznaczenie np. temperatury plazmy. Pojawiają się wtedy oczywiście problemy związane z odbłaskami (Belostotskiy [4]). Osiągnięcie kąta rozpraszania bliskiego 180° zazwyczaj nie jest możliwe ze względu na zasłanianie światła rejestrowanego oraz wiązki lasera przez elementy optyczne. Ponadto w niektórych rodzajach plazmy o dużej koncentracji elektronów lecz niskiej temperaturze, np. plazmy ICP, nie można uzyskać

rozpraszania niekoherentnego nawet dla dużego kąta rozpraszania, gdyż minimalna wartość parametru rozpraszania α jest zdeterminowana przez właściwości plazmy oraz długość fali zastosowanego lasera.

5.6 Oszacowanie stosunku sygnału do szumu

Nieodłącznym składnikiem każdego pomiaru jest szum. Szczególnie duże znaczenie ma to w przypadku detekcji światła. Oprócz widma światła pochodzącego z rozpraszania Thomsona, które samo jest podporządkowane prawom statystyki, sygnał zarejestrowany przez kamerę CCD zawiera także:

- odbłaski światła laserowego pochodzące od elementów konstrukcji,
- światło pochodzące z rozpraszania Rayleigh'a na atomach i jonach,
- promieniowanie plazmy (zarówno widmo ciągłe, jak i widmo liniowe),
- prąd ciemny detektora oraz szum odczytu.

Odblaski oraz światło pochodzące z rozpraszania Rayleigh'a w zasadzie są ograniczone spektralnie do wąskiego zakresu wokół długości fali lasera, co umożliwia zminimalizowanie ich natężenia w rejestrowanym widmie np. stosując filtr spektralny lub tzw. spektrometr trzysiatkowy [41, 42] wycinający centralną część widma. Można tego dokonać również wycinając tę część widma już po zarejestrowaniu, a przed dopasowywaniem widma modelowego – oczywiście tylko w przypadku, gdy „piki” elektronowe znajdują się daleko od siebie. Wpływ odbłasków oraz światła z rozpraszania Rayleigh'a na stosunek sygnału do szumu został więc w tej pracy pominięty.

Wpływ prądu ciemnego i szumu fotodetektora na rejestrowane widmo redukuje się poprzez stosowanie odpowiednio dużego wzmocnienia wzmacniacza obrazu oraz wykorzystanie całego zakresu dynamicznego detektora. Wtedy bowiem pojedynczy fotoelektron wchodzący do kamery wytwarza sygnał większy niż szumy kamery ICCD.

Zarejestrowane przez kamerę promieniowanie samej plazmy można wyeliminować poprzez odjęcie od siebie dwóch widm: widma zarejestrowanego przy obecności wiązki lasera oraz drugiego – zarejestrowanego bez RT (z wyłączoną wiązką lasera). Procedura ta nie usuwa jednak fluktuacji promieniowania plazmy z otrzymanego widma. Fluktuacje te stanowią więc szum.

Wyznaczenie stosunku sygnału do szumu w eksperymencie z RT ma duże znaczenie, pozwala bowiem ustalić liczbę impulsów lasera potrzebną do otrzymania odpowiedniego stosunku S/N rejestrowanego widma rozpraszania. Jednak, ze względu na wpływ wielu czynników oraz dużą niepewność parametrów układu, liczbę impulsów najlepiej jest ustalić na drodze eksperymentalnej. Tak więc poniższe obliczenia mają jedynie szacunkowy charakter.

Stosunek sygnału rozpraszania Thomsona do szumu spowodowanego fluktuacjami promieniowania plazmy oraz fluktuacjami samego sygnału RT można obliczyć ze wzoru

$$S/N = \frac{N_T \sqrt{N_p}}{\sqrt{N_T + N_E}}, \quad (5.42)$$

gdzie:

N_T to całkowita liczba zarejestrowanych fotonów pochodzących z części elektronowej rozpraszania Thomsona dla pojedynczego impulsu lasera:

$$N_T = \frac{E_L}{hc/\lambda} L n_e \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \frac{1}{1 + \alpha^2} \Delta\Omega \eta \xi, \quad (5.43)$$

E_L to energia impulsu lasera, L to długość obserwowanego obszaru oddziaływania wiązki lasera z plazmą, η – transmisja układu optycznego, ξ – wydajność kwantowa fotodetektora, N_p – liczba impulsów lasera, $\Delta\Omega$ – kąt bryłowy, z którego rozpraszanie jest rejestrowane, N_E to liczba rejestrowanych fotonów promieniowania plazmy (głównie promieniowanie rekombinacyjne):

$$N_E = \int_{\Delta\lambda} \frac{\varepsilon(\lambda)}{hc/\lambda} d\lambda \Delta V \Delta t \Delta\Omega \eta \xi, \quad (5.44)$$

gdzie $\varepsilon(\lambda)$ to zdolność emisyjna plazmy w badanym obszarze, natomiast $\Delta\lambda$ to rejestrowany zakres długości fali.

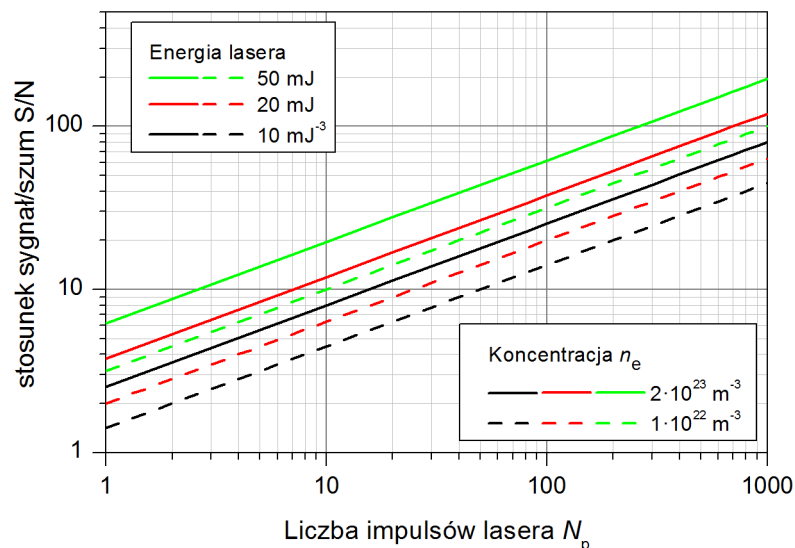
Stosunek sygnału do szumu dla eksperymentu RT w plazmie termicznej obliczono dla następujących parametrów:

- długość fali lasera $\lambda_L = 532$ nm,
- czas trwania impulsu lasera $\Delta t = 6$ ns,
- długość obserwowanego obszaru oddziaływania równa szerokości szczeliny wejściowej spektrometru $L = 20$ μ m,
- objętość obszaru plazmy, z którego rejestrowano sygnał RT $\Delta V \approx 10^{-3}$ mm³,
- kąt bryłowy, z którego rozpraszanie jest rejestrowane $\Delta\Omega = 1$ msr,
- transmisja układu optycznego (soczewki, siatka dyfrakcyjna,...) $\eta = 0,8$,
- wydajność kwantowa kamery CCD $\xi = 0,11$,
- prąd ciemny kamery 8 e⁻/piksel/s,
- szum odczytu kamery 8 e⁻ rms,
- rejestrowany zakres długości fali równy szerokości spektralnej widma rozpraszania Thomsona $\Delta\lambda = 8$ nm.

Obliczenia wykonano dla dwóch przypadków warunków panujących w plazmie: $T_e = 10000$ K i $n_e = 1 \cdot 10^{22}$ m⁻³ oraz $T_e = 17000$ K i $n_e = 2 \cdot 10^{23}$ m⁻³. Dla powyższych warunków parametr rozpraszania wynosi odpowiednio: $\alpha \approx 2$ i $\alpha \approx 3$, a z pojedynczego impulsu lasera o energii 10 mJ kamera CCD rejestruje zaledwie odpowiednio: 2 fotony i 8 fotonów pochodzące z rozpraszania Thomsona. Ta bardzo

mała liczba fotonów odnosi się do całego widma, na pojedynczy piksel matrycy CCD przypada więc znacznie mniej. Duży wpływ na szum rejestrowanego widma mają więc fluktuacje samego sygnału RT.

Obliczony na podstawie powyższych rozważań stosunek S/N dla lasera o różnych energiach impulsów przedstawia rys. 5.9.



Rys. 5.9. Stosunek całkowitego sygnału rozpraszania Thomsona do szumu w zależności od liczby oraz energii impulsu lasera. Pozostałe parametry podano w tekście.

W czasie otwarcia bramki kamery, rejestruje ona średnio tylko 1 foton promieniowania ciągłego plazmy. Dlatego z powyższego oszacowania wynika, że już przy 100 impulsach stosunek sygnału do szumu jest znacznie większy od 10. W rzeczywistości, w eksperymentach przeprowadzonych zarówno przez autora niniejszej pracy, jak i innych badaczy, osiągnięcie niskiego poziomu szumów wymagało znacznie większej (ponad 1000) liczby impulsów lasera. Większy szum rejestrowanych widm rozpraszania thomsonowskiego w plazmie prawdopodobnie wynika z nieuwzględnienia w powyższych obliczeniach innych źródeł szumu, takich jak np. prąd ciemny detektora oraz szumy związane z odczytem ładunku zgromadzonego w matrycy CCD.

Rozdział 6

Wpływ impulsu laserowego na stan plazmy

6.1 Wprowadzenie

Zarówno z powodu bardzo małego przekroju czynnego na rozpraszanie Thomsona, jak i z faktu, że sygnał RT rywalizuje ze statystycznymi fluktuacjami promieniowania ciągłego samej plazmy, wykonanie eksperymentu RT wymaga użycia lasera o stosunkowo dużej mocy. W typowym eksperymencie rozpraszania Thomsona w plazmie termicznej używane są krótkie (kilka nanosekund) impulsy drugiej harmonicznej lasera Nd:YAG (532 nm) o energii przynajmniej kilku mJ i częstotliwości repetycji rzędu 10 Hz. Wiązka lasera jest zogniskowana w obszarze plazmy o promieniu rzędu 100 μm . Niestety impuls lasera o dużej koncentracji energii może znacznie zaburzyć stan plazmy w związku z absorpcją promieniowania. Zaburzenie to może nastąpić w wyniku następujących procesów:

- absorpcja na liniach widmowych,
- jonizacja jedno- i/lub wielofotonowa,
- zjawisko odwrotnego promieniowania hamowania.

Pierwsze dwa procesy powodują wzrost koncentracji swobodnych elektronów, trzeci natomiast – wzrost ich energii.

Absorpcja na liniach widmowych jest procesem rezonansowym – prawdopodobieństwo tego procesu w przypadku, gdy długość fali lasera nie jest dopasowana do żadnego z przejść atomowych ani jonowych, jest pomijalnie małe.

Jednofotonowa jonizacja jest natomiast możliwa tylko dla stanów wzbudzonych leżących odpowiednio blisko granicy jonizacji – w przypadku użycia drugiej harmonicznej lasera Nd:YAG 532 nm nie więcej niż 2,33 eV poniżej energii jonizacji. Dla

badanej plazmy gęstość obsadzenia tak wysoko leżących poziomów (poziomy 5s, 3d i poziomy leżące powyżej nich) jest znacznie mniejsza od koncentracji swobodnych elektronów, więc spowodowany tym efektem ewentualny wzrost koncentracji n_e jest pomijalnie mały. Z kolei przekrój czynny na jonizację wielofotonową jest znacznie mniejszy od przekroju czynnego na jonizację jednofotonową. Jonizacja wielofotonowa wymaga bardzo dużej gęstości mocy wiązki laserowej, np. dla argonu pod ciśnieniem atmosferycznym progowa wartość gęstości mocy na przebicie wynosi ok. $7 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$ [56].

6.2 Zjawisko odwrotnego promieniowania hamowania

Zjawisko odwrotnego promieniowania hamowania (OPH, ang. IB – *inverse bremsstrahlung*) polega na absorpcji fotonu przez elektron znajdujący się w pobliżu atomu lub jonu. Jest to więc zderzenie trójciałowe, a obecność jonu jest tu konieczna dla zachowania całkowitego pędu. OPH powoduje podgrzewanie elektronów i stanowi główny proces pochłaniania światła laserowego przez plazmę termiczną.

Przy założeniu braku mechanizmów chłodzących maksymalny wzrost temperatury spowodowany impulsem lasera o energii E_L w wyniku zjawiska OPH dany jest wzorem:

$$\Delta T_{e,\max} = \frac{2}{3} \frac{\kappa_{IB} E_L}{k_B n_e \pi r_L^2}, \quad (6.1)$$

gdzie r_L jest promieniem wiązki lasera w obszarze plazmy [43, 27, 37]. Współczynnik absorpcji κ_{IB} wyraża się wzorem:

$$\begin{aligned} \kappa_{IB} = \left(\frac{32\pi}{27} \right)^{1/2} \frac{\sum_Z Z^2 n_{i,Z} n_e}{m_e^2 c^4} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^3 \frac{\lambda_L^3}{h} \left(\frac{m_e}{k_B T_e} \right)^{1/2} \times \\ \times (1 - \exp(-hc/k_B T_e \lambda_L)) \bar{g}_{ff}(\lambda_L), \end{aligned} \quad (6.2)$$

gdzie Z to stopień jonizacji jonu, $n_{i,Z}$ to koncentracja jonów, a $\bar{g}_{ff}$ to tzw. czynnik Gaunta dla przejść typu „swobodny–swobodny”. Czynnik Gaunta słabo zależy od temperatury, dla $\lambda_L = 532 \text{ nm}$ i $T_e < 50 \text{ kK}$ wynosi w przybliżeniu 1,2. Dokładniejsze wartości $\bar{g}_{ff}$ zostały obliczone i stablicowane przez Bergera [6], na ich podstawie można stwierdzić, że dla podanych warunków zależność czynnika Gaunta od temperatury dana jest wzorem:

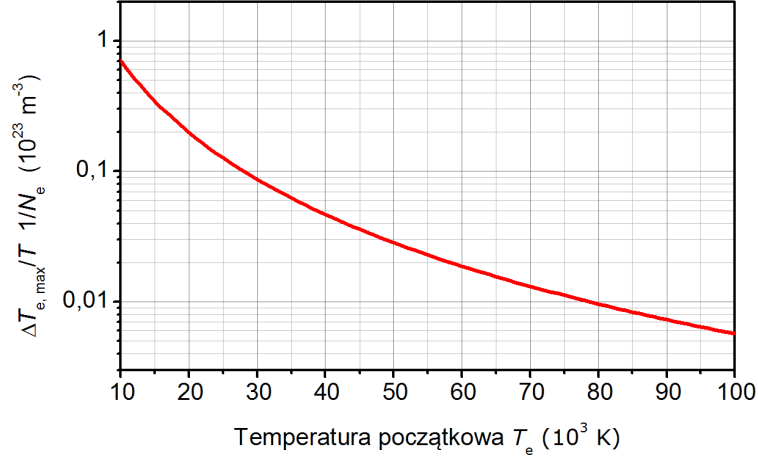
$$\bar{g}_{ff}(T) = 1,085 + 6,89 \cdot 10^{-6} \cdot T - 3,21 \cdot 10^{-11} \cdot T^2. \quad (6.3)$$

Po uwzględnieniu wzorów 6.1 i 6.2 oraz podstawieniu wartości stałych fizycznych, wzór na względny, maksymalny wzrost temperatury można zapisać w postaci

$$\frac{\Delta T_{e,\max}}{T_e} = 6,6 \cdot 10^{-5} \frac{\sum_Z n_{i,Z} Z^2}{T_e^{3/2}} \frac{E_L}{\pi r_L^2} \cdot \bar{g}_{ff}(\lambda_L) \lambda_L^3 \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{k_B T_e \lambda_L}\right) \right]. \quad (6.4)$$

6.3 Numeryczne symulacje podgrzewania elektronów

Obliczony na podstawie powyższego wzoru względny maksymalny przyrost temperatury plazmy spowodowany absorpcją promieniowania laserowego w zależności od początkowej temperatury plazmy T_e został przedstawiony na wykresie na rys. 6.1. Wynik znormalizowano do koncentracji elektronów $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$.



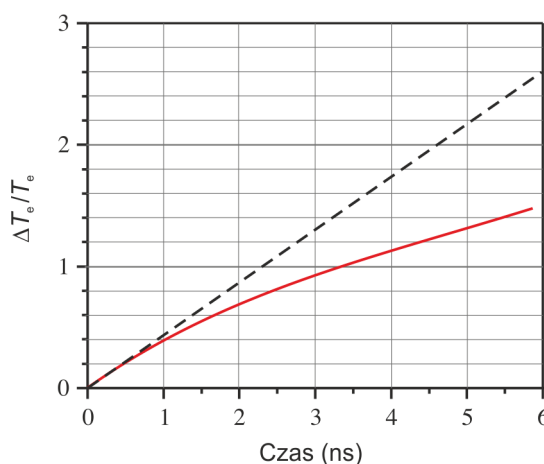
Rys. 6.1. Względny maksymalny przyrost temperatury plazmy spowodowany absorpcją promieniowania laserowego w zależności od początkowej temperatury plazmy T_e . Parametry impulsu laserowego: energia 20 mJ, promień wiązki 100 μm . Wynik znormalizowano do koncentracji elektronów $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Przyjęto wartość czynnika Gaunta $\bar{g}_{\text{ff}}(\lambda_L) = 1,2$.

Jak widać na wykresie, w przypadku zastosowania rozpraszania Thomsona do badania plazmy o wysokiej temperaturze, względny wzrost temperatury elektronowej jest niewielki. Efekt podgrzewania elektronów wiązką lasera jest pomijalnie mały także w eksperymentach RT w wyładowaniach jarzeniowych, gdzie koncentracja elektronów swobodnych jest niewielka (poniżej 10^{20} m^{-3}). Natomiast w eksperymentach RT w plazmie termicznej o stosunkowo niskiej temperaturze elektronowej (kilkanaście tysięcy kelwinów), ale względnie dużej koncentracji elektronów (rzędu 10^{23} m^{-3}), nawet przy użyciu wiązki lasera o niewielkiej energii występuje silne podgrzewanie elektronów – wzrost temperatury może wynieść nawet kilkadziesiąt procent. W przypadku tego typu plazmy konieczne jest zatem zastosowanie odpowiedniej metody obliczenia poprawki wartości T_e wynikającej z powyższego efektu.

Zazwyczaj, aby uwzględnić proces podgrzewania ośrodka wiązką lasera, dokonuje się kilkakrotnego pomiaru temperatury elektronowej plazmy przy różnych energiach impulsu lasera, a niezaburzoną wartość T_e wyznacza się na drodze ekstrapolacji wyników do zerowej energii impulsu laserowego. Procedurę taką zastosowali w swoich

pracach m. in. Bentley [5], Snyder [68] oraz Tanaka [71]. Stosowanie liniowej ekstrapolacji uzasadniano wzorem 6.1, z którego wynika, że względna zmiana temperatury elektronowej spowodowana zjawiskiem OPH powinna być proporcjonalna do energii lasera. Taki wniosek wymaga jednak założenia, że współczynnik absorpcji jest stały w czasie trwania impulsu lasera. Jednak założenie to nie jest spełnione, gdyż współczynnik absorpcji zależy od temperatury plazmy – zmienia się więc w trakcie jej podgrzewania. Całkowity wzrost temperatury elektronowej w eksperymencie RT silnie zależy od temperatur pośrednich, zatem proces podgrzewania zależy nieliniowo od energii impulsu lasera.

Przykładowe oszacowanie podgrzewania plazmy prostokątnym impulsem lasera o energii 100 mJ, czasie trwania 6 ns i promieniu wiązki $r_L = 100 \mu\text{m}$ dla plazmy w stanie LRT w początkowych warunkach: $T_e = 17400\text{K}$, $n_{i,1} = n_e \approx 2,0 \cdot 10^{23} \text{m}^{-3}$ przedstawiono na rys. 6.2.

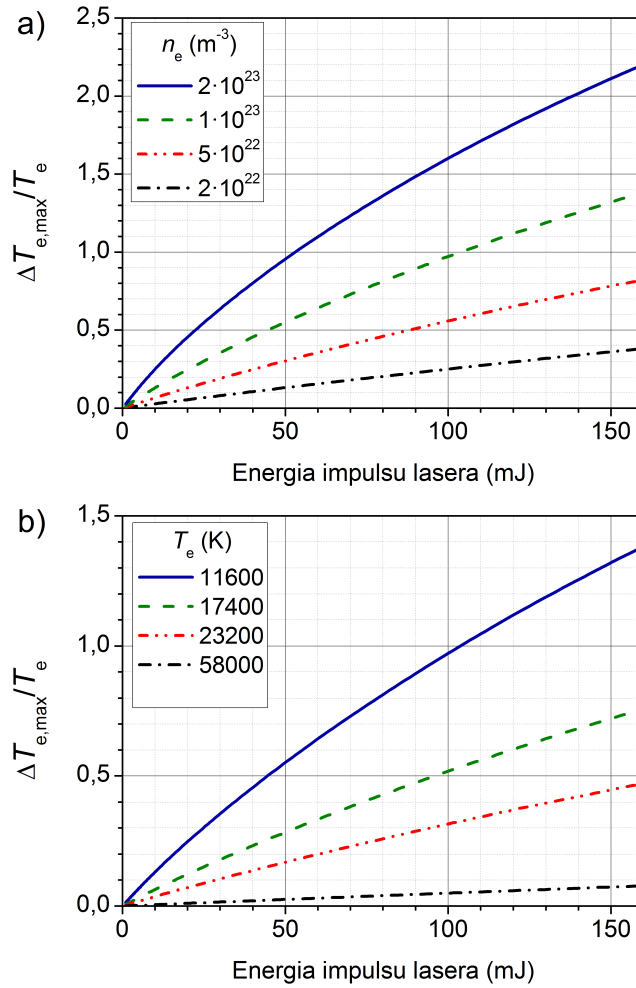


Rys. 6.2. Ewolucja maksymalnego wzrostu temperatury plazmy w czasie trwania impulsu lasera. Obliczenia przeprowadzono dla plazmy w stanie LRT przy warunkach początkowych: $T_e = 17400 \text{ K}$, $n_i = n_e \approx 2,0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, przy założeniu prostokątnego impulsu lasera o energii 100 mJ i wiązki o promieniu $100 \mu\text{m}$. Ewolucja przy stałej (linia przerywana) oraz zmiennej (linia ciągła) wartości współczynnika absorpcji κ_{IB} . Czynniki Gaunta $\bar{g}_{ff}(\lambda_L) = 1,2$ zgodnie z [40].

W powyższym przypadku górna granica temperatury osiągniętej przez plazmę jest około 2,5 razy większa od temperatury początkowej. Jest to i tak znacznie mniej niż przy założeniu stałej wartości κ_{IB} w czasie trwania całego impulsu lasera.

Rejestrowane widmo rozpraszania thomsonowskiego pochodzi jednak głównie ze środkowej części impulsu lasera, gdy natężenie światła jest bliskie maksymalnemu, zatem temperatura plazmy wyznaczona za pomocą laserowego RT odpowiada tej właśnie chwili, a nie po zakończeniu impulsu lasera.

Rys. 6.3 przedstawia wykres zależności górnej granicy temperatury plazmy osiągniętej w środku impulsu lasera od energii impulsu przy różnych warunkach początkowych. Widać, że przyrost temperatury plazmy szybko rośnie ze wzrostem koncentracji elektronów n_e oraz zmniejszaniem się początkowej temperatury T_e . Jak widać, nawet nie uwzględniając procesów chłodzenia plazmy, $T_{e,max}$ jest silnie nieliniową funkcją energii impulsu lasera, co dowodzi, że liniowa ekstrapolacja wyników eksperymentalnych do zerowej wartości energii impulsu daje zawyżoną wartość początkowej (niezaburzonej) temperatury elektronowej.



Rys. 6.3. Wzrost temperatury elektronowej plazmy w maksimum natężenia wiązki lasera w zależności od energii impulsu lasera. Obliczenia wykonano dla: a) początkowej temperatury $T_e = 11604$ K, b) koncentracji $n_e = 1,0 \cdot 10^{23} \text{m}^{-3}$, impulsu lasera o czasie trwania 6 ns, wiązki o promieniu $100 \mu\text{m}$, przy założeniu $n_i = n_e$.

6.4 Model Murphy'ego

Niezgodność temperatury elektronowej plazmy wyznaczonej metodą laserowego rozpraszania Thomsona z wartościami otrzymanymi innymi metodami doświadczalnymi wskazuje na bardziej skomplikowany, nieliniowy charakter procesu. W rzeczywistości, oprócz efektu podgrzewania elektronów wiązką lasera, w plazmie zachodzą procesy prowadzące do jej ochłodzenia na skutek m.in.:

- przewodnictwa cieplnego gazu elektronowego,
- przekazu energii podczas zderzeń sprężystych z ciężkimi cząstkami,
- jonizacji zderzeniowej,
- emisji promieniowania.

Każdy z powyższych procesów silnie zależy od temperatury T_e .

Jedynym sposobem dokładnego określenia czasowej ewolucji parametrów plazmy jest numeryczne rozwiązanie równania bilansu energii w plazmie. Równanie takie, uwzględniające zarówno proces podgrzewania, jak i wymienione powyżej mechanizmy chłodzenia, zapisane we współrzędnych biegunowych, ma postać:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{5}{2} k_B n_e T_e \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left(r k_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \frac{\kappa_{IB} E_L}{A \tau_L} - W_{eh} - \sum_{i=1}^2 R_i E_i - U, \quad (6.5)$$

gdzie:

τ_L – czas trwania impulsu lasera,

A – pole przekroju poprzecznego wiązki lasera,

r – odległość od osi wiązki lasera,

k_e – współczynnik przewodnictwa cieplnego gazu elektronowego,

U – współczynnik emisji promienistej,

R_1 i R_2 – szybkości jonizacji zderzeniowej atomów neutralnych i jonów jednokrotnych,

E_1 i E_2 – energie jonizacji atomów neutralnych i jonów jednokrotnych,

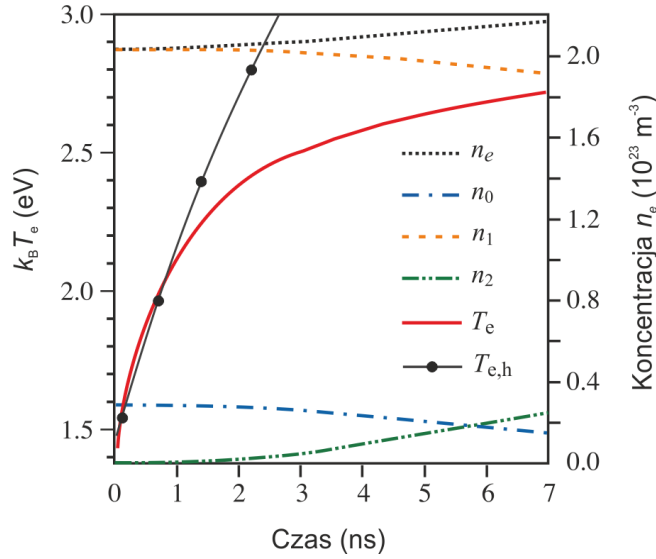
W_{eh} – szybkość przekazu energii od elektronów do cięższych cząstek w wyniku zderzeń sprężystych. Szybkość ta dana jest wzorem

$$W_{eh} = 2 \frac{m_e}{m_h} \frac{3}{2} k_B (T_e - T_i) n_e \nu_{eh}, \quad (6.6)$$

gdzie m_h oznacza masę cząstek ciężkich, T_i – ich temperaturę, a ν_{eh} częstotliwość zderzeń elektronów z tymi cząstkami.

Model podgrzewania elektronów w argonowej plazmie termicznej impulsem lasera, uwzględniający wymienione wyżej mechanizmy chłodzenia, został opublikowany przez Murphy'ego [50, 51]. W swoich obliczeniach Murphy założył gaussowski

przestrzenny profil wiązki lasera, prostokątny kształt impulsu w czasie oraz początkową równość temperatury elektronów i cięższych cząstek. Na rys. 6.4 przedstawiono otrzymane przez Murphy'ego wyniki – ewolucję temperatury elektronowej i koncentracji składników plazmy w czasie trwania impulsu lasera. Na tym samym rysunku dodano wykres ($T_{e,h}$) przedstawiający wzrost temperatury elektronowej obliczony na podstawie równania (6.4) przy tych samych warunkach początkowych oraz braku mechanizmów chłodzących.



Rys. 6.4. Ewolucja temperatury elektronowej oraz koncentracji składników plazmy na osi wiązki laserowej w czasie trwania impulsu lasera. Energia lasera wynosi 100 mJ, czas trwania impulsu 7 ns, średnica wiązki laserowej 200 μm , temperatura początkowa 17000 K (1,46 eV). n_0 , n_1 i n_2 oznaczają koncentracje odpowiednio: atomów, jonów jednokrotnych i dwukrotnych. Wyniki pochodzą z [50, 51]. $T_{e,h}$ oznacza temperaturę elektronową obliczoną przy założeniu braku procesów chłodzenia, ale zmieniającym się współczynnikiem absorpcji.

Na początku impulsu lasera temperatura elektronowa rośnie bardzo szybko, w przybliżeniu liniowo z czasem. Później – po około 1 ns – szybkość podgrzewania maleje, przez co zwiększa się rozbieżność pomiędzy liniami reprezentującymi temperatury: T_e i $T_{e,h}$. Ten nieliniowy wzrost temperatury jest wynikiem zarówno wzrostu wydajności procesów odpowiedzialnych za chłodzenie, jak i zmniejszania się współczynnika absorpcji promieniowania laserowego. Tłumaczy to również obserwowaną nieliniową zależność między wzrostem temperatury a energią impulsu lasera.

Korzystając z wyrażeń opisujących wyżej wymienione procesy oraz danych atomowych zaczerpniętych z artykułów [14, 17, 36, 46, 51], można obliczyć szybkości strat energii przypadające na jednostkową objętość gazu elektronowego. Przykła-

dowo, przy warunkach odpowiadających chwili $t = 1$ ns na rys. 6.4, wartości te są równe około: 10^4 W/mm³ (elektronowe przewodnictwo cieplne), $3 \cdot 10^3$ W/mm³ (przekaz energii podczas powodujących jonizację zderzeń z cząstkami ciężkimi). Właśnie te dwa procesy spośród czterech wymienionych wyżej odgrywają dominującą rolę w chłodzeniu elektronów. Mniejsze znaczenie mają zderzenia elastyczne z ciężkimi składnikami plazmy oraz straty energii na promieniowanie – szybkość strat energii jest tu dwa rzędy wielkości mniejsza. Ponadto, moc absorbowana przez elektrony z wiązki lasera (około $5 \cdot 10^4$ W/mm³) jest w czasie trwania całego impulsu lasera znacznie większa od szybkości przekazu energii kinetycznej od elektronów do ciężkich cząstek, w związku z czym nie zdąży się ustalić równowaga pomiędzy elektronami a cięższymi cząstkami. Ze względu na bardzo małą wartość szybkości przekazu energii do ciężkich cząstek można przyjąć, że temperatura tych cząstek w plazmie nie zmienia się podczas impulsu lasera, tym bardziej, że zgodnie ze wzorem 6.6, szybkość przekazu energii maleje ze wzrostem temperatury T_i .

Jak widać, w czasie trwania impulsu lasera temperatura elektronowa zwiększyła się prawie dwukrotnie, natomiast koncentracja swobodnych elektronów n_e zwiększa się tylko o około 5 %. Tak duża różnica wynika z różnych skal czasowych tych procesów. Charakterystyczny czas procesów odpowiedzialnych za podgrzewanie lub chłodzenie plazmy jest rzędu 1 ns, natomiast dla jonizacji czas ten jest znacznie dłuższy, rzędu 1 μ s.

6.5 Wnioski

Przedstawione rozważania teoretyczne dowodzą, że stosowanie laserowego rozpraszania Thomsona jako metody diagnostyki plazmy termicznej, nieuchronnie prowadzi do zaburzenia stanu plazmy, w głównej mierze z powodu podgrzewania elektronów wiązką lasera. Temperatura plazmy zmienia się w trakcie trwania impulsu lasera, a wartość wzrostu temperatury zależy również od odległości od osi wiązki lasera, przez co nawet plazma początkowo jednorodna w badanym obszarze staje się niejednorodna w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki lasera. Powoduje to dodatkowe komplikacje, gdyż ze względu na mały przekrój czynny na RT, najczęściej rejestruje się światło rozproszone z całego (lub dużej części) przekroju wiązki lasera, a ponadto rejestrowane światło jest wysumowane wzdłuż kierunku obserwacji. Sygnał RT pochodzi zatem z obszarów o różnej temperaturze, zarejestrowane widmo jest więc sumą widm, na których pik elektronowy ma inny kształt i inne położenie na skali długości fali. Parametry plazmy otrzymane w wyniku dopasowania widma teoretycznego do zarejestrowanego w ten sposób widma RT mogą być obarczone dużą niepewnością pomiarową.

Powyższy problem można rozwiązać poprzez rejestrację światła pochodzącego z rozpraszania Thomsona z przestrzenną zdolnością rozdzielczą (w kierunku prostopadłym do osi wiązki lasera), a następnie zastosowanie inwersji Abela w celu otrzymania radialnych rozkładów natężenia światła rozproszonego. Dzięki zastosowaniu takiej procedury możliwe jest uzyskanie przestrzennego (w poprzek wiązki lasera) rozkładu parametrów badanej plazmy.

Główny problem diagnostyki plazmy za pomocą laserowego RT ma związek zarówno z małym przekrojem czynnym na proces RT, jak i efektem podgrzewania plazmy wiązką lasera. Mianowicie – aby uzyskać odpowiednio dobry stosunek zarejestrowanego sygnału do szumu, a jednocześnie móc zminimalizować wpływ lasera na stan plazmy stosując laser o małej energii, zazwyczaj rejestruje się światło w dosyć szerokim oknie czasowym, obejmującym cały impuls lasera lub przynajmniej jego środkową część o największym natężeniu. Z dopasowania widma teoretycznego do zmierzonego widma otrzymuje się zaburzone parametry plazmy. W jaki sposób na tej podstawie można wyznaczyć rzeczywistą niezaburzoną temperaturę plazmy? Każdorazowe stosowanie skomplikowanej procedury numerycznej symulacji ewolucji stanu plazmy według przedstawionego przez Murphy'ego modelu jest mało praktyczne. Dodatkowo sprawę komplikuje fakt, że stałe atomowe, potrzebne do obliczeń, są obarczone niepewnościami pomiarowymi dochodzącymi nawet do 50%. Propagacja w czasie tak dużych niepewności parametrów modelu stawia pod znakiem zapytania wiarygodność otrzymanych wyników.

Przeprowadzone oszacowania pokazują, że stosując impulsy lasera o małej energii, mniejszej niż 20 mJ (gęstość energii mniejsza niż 100 J/cm²) podgrzewanie elektronów w najgorszym przypadku może wynosi 20% i to nie uwzględniając kanałów chłodzenia, które w sposób znaczący ograniczają wzrost T_e . W celu zminimalizowania podgrzewania elektronów impulsem lasera, należy dążyć do ograniczenia jego energii.

Rozdział 7

Eksperyment

7.1 Wprowadzenie

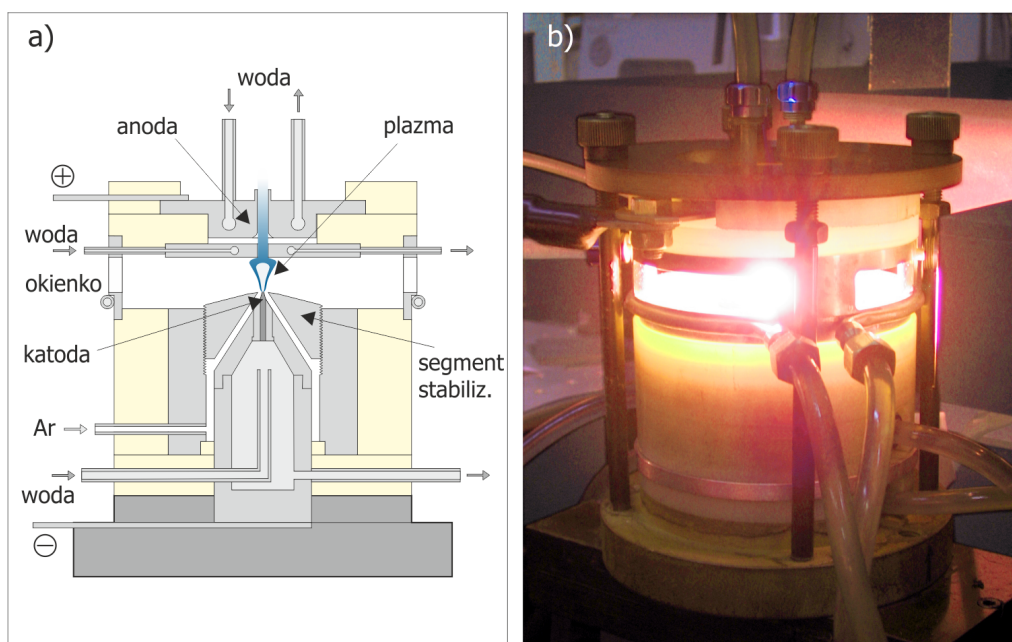
W rozdziale tym zaprezentowano szczegółowy opis budowy układu doświadczalnego oraz opis procedury pomiarowej. Eksperymenty opisane w niniejszej pracy zostały przeprowadzone w laboratorium Zakładu Fotoniki w Instytucie Fizyki im. M. Smoluchowskiego UJ oraz na Uniwersytecie Orleańskim w Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Energétique des Plasmas (LASEP) (filia w Bourges – Francja). Układy optyczne w obu wersjach aparatury były identyczne, zastosowano natomiast różne zasilacze łuku plazmowego, różne lasery typu Nd:YAG oraz barwnikowe oraz inne spektrografy w układach do pomiaru widm rozpraszania Thomsona.

Układ eksperymentalny, oprócz samego generatora plazmy łukowej, składał się z dwóch zasadniczych części optycznych: jednej do eksperymentu mieszania czterech fal, a drugiej do badania laserowego rozpraszania Thomsona. Należy zwrócić uwagę na fakt, że zbudowany układ umożliwiał równoczesne prowadzenie obu pomiarów.

7.2 Generator plazmy łukowej

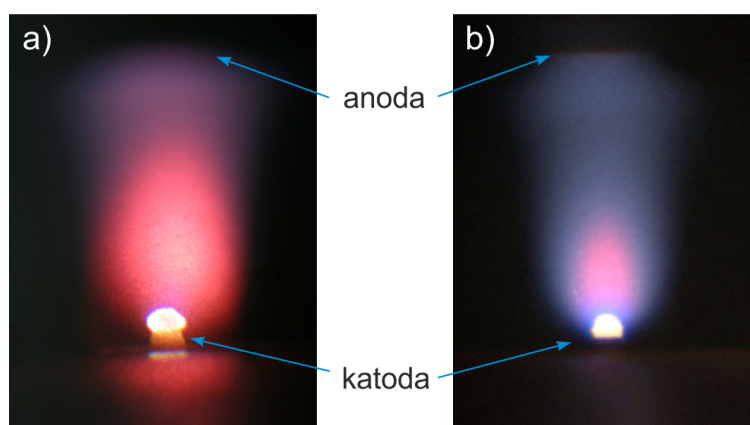
W eksperymencie zastosowano generator plazmy łukowej, którego schemat i zdjęcie zostały pokazane na rys. 7.1.

Katodę stanowił zaostrzony (kąt stożkowy 30° lub 60°) pręt o średnicy 2 mm wykonany z wolframu torowanego (2% toru), osadzony w miedzianym stożku chłodzonym wodą. Jak wiadomo kształt katody ma duże znaczenie dla pracy łuku. Podczas pracy łuku katoda ulegała nadtapianiu, więc do każdej serii pomiarów używano nowej katody. Anoda miała postać dysku z centralnie wykonanym kanałem o średnicy 5 mm. Pomiedzy katodą a anodą znajdował się dodatkowy segment o grubości 5 mm i średnicy 7 cm (również z kanałem) zapewniający izolację części przykatodowej kolumny plazmowej od obszaru przyanodowego. Odległość segmentu od katody



Rys. 7.1. Generator plazmy łukowej używany w eksperymentach: przekrój poprzeczny (a), działający łuk (b).

wynosiła 10 mm. Anoda i segment były wykonane z miedzi i również chłodzone wodą. Zapłon łuku następował przez chwilowe zwarcie węglową elektrodą katody i anody podłączonych do wysokiego napięcia. Ze względu na możliwość mechanicznego uszkodzenia czubka katody operację tę należało wykonywać bardzo ostrożnie



Rys. 7.2. Zdjęcia badanej plazmy: argonowo-neonowej (a) i argonowej (b). Natężenie prądu łuku 100 A.

– szczególnie, gdy stosowano ostre katody o kącie stożkowym 30° . Po zainicjowaniu wyładowania wydzielające się przy przepływie prądu ciepło Joule’a powoduje termiczną jonizację gazu. Powstaje w ten sposób przewodząca plazma, dzięki której, przy niskim napięciu (kilkadziesiąt woltów) pomiędzy elektrodami, możliwy jest przepływ prądu elektrycznego o dużym natężeniu.

Plazma była wytwarzana w wyładowaniu ciągłym pod ciśnieniem atmosferycznym w czystym argonie (99,995%) lub w mieszanice argonu z neonem przy ustalonym stosunku ciśnień parcyjnych (rys. 7.2). Gaz przepływał z szybkością $4 \text{ dm}^3/\text{min}$, a natężenie prądu można było regulować w zakresie 60–120 A. Poza nadmuchem obszaru przykatodowego stosowany był dodatkowo nadmuch czystego argonu zarówno w przestrzeń pomiędzy segmentem stabilizującym a korpusem katody jak i w przestrzeń między segmentem stabilizującym a anodą. Anoda była w ten sposób zabezpieczona przed dyfuzją tlenu z otoczenia i spowodowaną tym napływem erozją. Zastosowanie tego nadmuchu oraz dodatkowego segmentu polepszało stabilność pracy łuku. Mający wysokość około 9 mm obszar wyładowania pomiędzy katodą a segmentem stabilizującym, można było badać wiązkami lasera prowadzonymi prostopadle do osi kolumny plazmowej przez okienka wykonane w mosiężnym, chłodzonym wodą pierścieniu. Kontrolę stabilności kolumny plazmowej podczas wykonywania eksperymentu prowadzono przez obserwację jej obrazu utworzonego przez soczewkę skupiającą na znajdującym się w pobliżu ekranie.

Łuk był zamontowany na ruchomych stolikach *xyz* napędzanych silnikami krokowymi. Pozwalało to na badanie różnych obszarów wyładowania, w szczególności na osi łuku w różnej odległości od katody, poprzez przemieszczanie łuku, a nie podnoszenie wiązek laserowych.

Szczegóły budowy łuku elektrycznego używanego w badaniach prezentowanych w niniejszej pracy oraz opis procesów fizycznych zachodzących w plazmie łukowej można znaleźć w pracy [60].

7.3 Układ eksperymentalny ZM4F

7.3.1 Część optyczna

Schemat układu optycznego przedstawiono na rys. (7.3). Laser barwnikowy (RADIANT DYES, model JAGUAR [81]) pompowany drugą harmoniczną lasera Nd:YAG (QUANTEL BRILLIANT) o częstotliwości repetycji 10 Hz dostarczał impulsów o czasie trwania ok. 8 ns i szerokości spektralnej poniżej $0,05 \text{ cm}^{-1}$. Energia wyjściowa impulsu z lasera barwnikowego wynosiła kilkanaście milidżuli, z czego wykorzystywano tylko niewielką część – kilkanaście mikrodżuli. Energię impulsu wchodzącego do układu optycznego regulowano za pomocą osłabiacza wiązki OW1. Do generacji impulsów

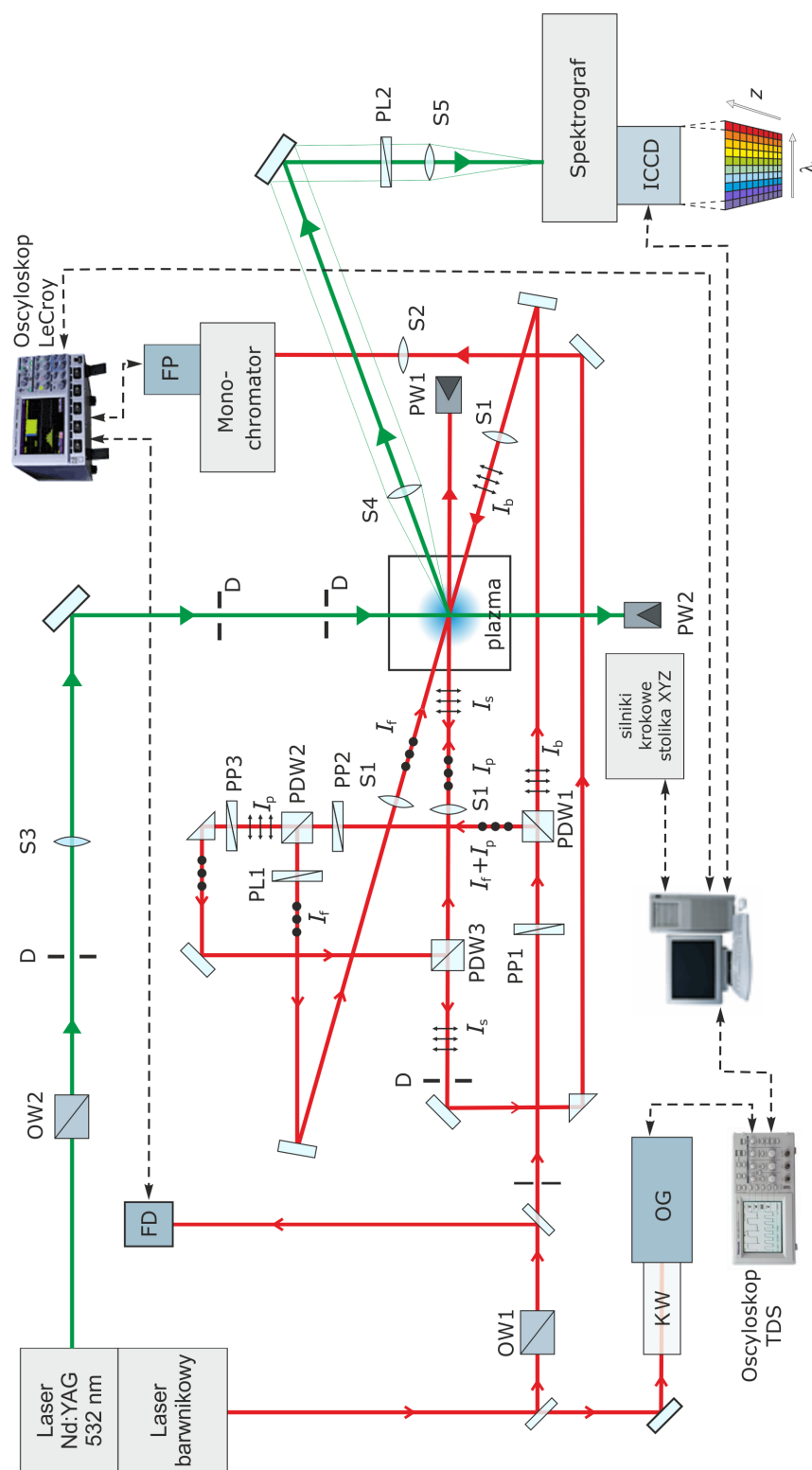
Tablica 7.1. Barwniki laserowe stosowane w przeprowadzonych badaniach.

Barwnik	Stężenie (mg/l)		Rozpuszczalnik	Strojenie (nm)	
	oscylator	wzmacniacz		zakres	maksimum
DCM	350	80	metanol	620–660	640
Pyridine 1	225	20	etanol	675–710	698

o długości fali w pobliżu 640 nm stosowano roztwór barwnika DCM, natomiast w pobliżu 698 nm – PYRIDINE 1. Informacje o roztworach barwników laserowych zastosowanych w omawianych doświadczeniach zawiera tab. 7.1.

Wydzielona, niewielka część wiązki z lasera barwnikowego oświetlała katodę wewnętrzną KW urządzenia optogalwanicznego OG podłączonego do oscyloskopu cyfrowego TEKTRONIX TDS 210. Lampa była wypełniona argonem lub neonem pod niskim ciśnieniem. Gdy długość fali wiązki laserowej pokrywała się z długością fali badanego za pomocą ZM4F przejścia optycznego, następował wzrost prądu wyładowania z urządzenia optogalwanicznego będący wynikiem wzrostu koncentracji elektronów. Umożliwiło to bardzo dokładną, absolutną kalibrację długości fali lasera, gdyż układ sterowania lasera znacznie dokładniej kontrolował krok przestrajania długości fali niż jej absolutną wartość. Spektralna szerokość rezonansu z urządzenia optogalwanicznego wynosiła około 2 GHz (FWHM), co pozwalało wyznaczyć długość fali z dokładnością znacznie lepszą od 1 GHz.

Wiązka lasera była dzielona na trzy, przebywające taką samą drogę optyczną, liniowo spolaryzowane wiązki: pompującą „w przód” – o natężeniu I_f , pompującą „wstecz” – I_b i próbkującą – I_p . W eksperymencie zastosowano konfigurację, w której wiązki: próbkująca i pompująca „w przód” były spolaryzowane pionowo, a wiązka pompująca „wstecz” była spolaryzowana poziomo. Przy takim ustawieniu wiązka sygnałowa miała polaryzację wiązki wstecznej. Do takiego podziału służyły płytki półfalowe i polaryzacyjne dzielniki wiązek. Obracając płytkę PP1 ustalano stosunek podziału natężeń $I_b : (I_f + I_p)$ w PDW1, a za pomocą PP2 – stosunek podziału $I_p : I_f$ w PDW2. Płytkę półfalowa PP3 obracała polaryzację wiązki wychodzącej z dzielnika o 90° tak, aby miała ona polaryzację równoległą do polaryzacji wiązki odbitej w PDW2. Polaryzacyjny dzielnik wiązki nie jest idealny i wiązka odbita oprócz polaryzacji s zawiera domieszkę polaryzacji p , więc aby uzyskać czystą polaryzację liniową wiązki próbkującej zastosowano polaryzator PL1. Poprzez obrót osłabiacza OW ustawionego na drodze wiązki lasera zmieniano natężenia wiązek, zachowując ustalony stosunek natężeń $I_f : I_b : I_p$. Do kontroli natężenia wiązki laserowej użyto fotodiody FD oświetlonej częścią wiązki odbitej od płytki światłodzielącej.



Rys. 7.3. Schemat układu eksperymentalnego ZM4F i RT. D – diafragma, FD – fotodioda, FP – bramkowany fotopowielacz, ICCD – bramkowana kamera ze wzmacniaczem obrazu, KW – katoda wewnętrznego układu optogalwanicznego OG, OW – osłabiacz wiązki, PDW – polaryzacyjny dzielnik wiązki, PL – polaryzator, PP – płytka półfalowa, S – soczewka.

Soczewki S1 o ogniskowych 400 mm skupiały wszystkie trzy wiązki w plazmie na osi symetrii łuku. Średnica wiązek w ognisku wynosiła około 100 μm . Kąt pomiędzy wiązką próbkującą i wiązką pompującą „w przód” wynosił około 20° (350 mrad). Obszar przekrywania (ang. *overlapping*) wiązek, wyznaczający przestrzenną zdolność rozdzielczą pomiaru, miał wymiary 200 μm wzdłuż kierunku obserwacji i 100 μm prostopadle do niego. Na drodze wiązki próbkującej w odległości ok. 1 m za łukiem ustawiony był pochłaniacz wiązki. Wiązka sygnałowa I_s – sygnał ZM4F – propagowała wstecz, wzdłuż drogi wiązki próbkującej, a następnie była od niej odseparowana przez polaryzacyjny dzielnic wiązki PDW3. Po przebyciu drogi optycznej o długości ponad 2.5 m wiązka sygnałowa była ogniskowana za pomocą soczewki S2 na szczelinie wejściowej monochromatora pryzmatycznego o paśmie spektralnym 1 nm. Sygnał mieszania czterech fal był w monochromatorze oddzielany od promieniowania plazmy, a następnie rejestrowany za pomocą szybkiego, bramkowanego fotopowielacza FP (HAMAMATSU, model H7680–01MOD [77] z fotokatodą R928 [78]) umieszczonego za szczeliną wyjściową monochromatora. Zastosowanie fotopowielacza bramkowanego pozwoliło na rejestrację sygnału w przedziale czasowym o szerokości ok. 100 ns (¹), co w połączeniu z długą drogą optyczną, chroniło detektor przed wysyceniem przez promieniowanie plazmy. Fotopowielacz był bramkowany impulsami o regulowanej długości wytwarzanymi przez zbudowany specjalnie na potrzeby tego eksperymentu układ elektroniczny opisany w dodatku C. Układ ten był wyzwalany impulsami z lasera Nd:YAG. Wzmocnienie fotopowielacza można było regulować poprzez zmianę stałego, niskiego ($2 \div 5$ V) napięcia doprowadzonego na jedno z wejść modułu. Do kontroli tego napięcia służył miliwoltomierz cyfrowy.

Wszystkie wiązki laserowe były od siebie odseparowane pomalowanymi na czarno, matowymi przegrodami, co minimalizowało wpływ rozprożeń i odbłasków na rejestrowany sygnał mieszania czterech fal. W szczególności tor wiązki sygnałowej począwszy od dzielnika PDW3 był całkowicie osłonięty.

7.3.2 System akwizycji danych

Sygnał z fotopowielacza był wstępnie wzmacniany w szybkim przedwzmacniaczu (STANFORD RESEARCH SYSTEMS, SR445) o paśmie przenoszenia 300 MHz. Następnie był rejestrowany przez oscyloskop cyfrowy LECROY 9361 o takim samym paśmie. Do kontroli natężenia wiązki laserowej użyto podłączonej do drugiego kanału oscyloskopu fotodiody FD oświetlonej częścią wiązki wychodzącej z osłabiacza. Przebiegi były uśredniane po $20 \div 100$ impulsach lasera, a wynik był zapisywany w pamięci oscyloskopu i stamtąd dopiero przesyłany do komputera podczas dokonywania następnego pomiaru, dla kolejnej długości fali lasera barwnikowego. Ponadto, podczas rejestracji i uśredniania sygnałów przez oscyloskop, wyłączano jego ekran,

¹Minimalna długość bramki fotopowielacza zapewniająca jego poprawne działanie.

gdyż ciągle odświeżanie obrazu zajmowało sporo zasobów procesora oscyloskopu tak, że „gubił” on niektóre impulsy. Zabiegi te skróciły czas potrzebny do pomiaru pojedynczego profilu linii widmowej przy zachowaniu wysokiego stosunku sygnału do szumu. Uśredniony przebieg sygnału ZM4F był całkowany w przedziale czasu około 15 ns przez program akwizycji danych.

Kontrola całego eksperymentu, w tym przestrajanie długości fali lasera barwnikowego oraz akwizycja danych, była realizowana za pomocą komputera i programu napisanego w języku C w środowisku LABWINDOWS/CVI firmy NATIONAL INSTRUMENTS. Informacje o programie można znaleźć w dodatku D. Komunikacja między oscyloskopami i komputerem odbywała się przy pomocy szybkiej magistrali GPIB.

7.3.3 Justowanie układu

Procedurę wstępnego justowania toru optycznego rozpoczynano przy wyłączonym łuku od ustawienia przeciwbieżnych wiązek pompujących. Zogniskowane wiązki przepuszczano przez umieszczony nad katodą „celownik” – cienką blaszkę z dziurką o średnicy około 500 μm . Zapewniało to wzajemne przekrywanie wszystkich wiązek w obszarze plazmy. Następnie ustawiano wiązkę próbkującą tak, aby również przechodziła przez celownik. Do ustawienia toru wiązki sygnałowej używano wklęsłego zwierciadła sferycznego ustawionego na drodze wiązki próbkującej w odległości od łuku równej promieniowi krzywizny zwierciadła. Kierowało ono wiązkę wstecz przez celownik. Dzięki dwukrotnemu przejściu przez płytkę ćwierćfalową otrzymywano symulację wiązki sygnałowej o polaryzacji pionowej. Wiązka ta po przejściu przez polaryzacyjny dzielnik wiązki PDW3 była kierowana do monochromatora. Przed rozpoczęciem pomiarów usuwano zwierciadło i płytkę ćwierćfalową. Poprawne wykonanie opisanej wyżej części procedury gwarantowało pojawienie się sygnału ZM4F od razu po zapaleniu łuku i dostrojeniu lasera do rezonansu. Wtedy dokonywano optymalizacji przekrywania wiązek poprzez niewielkie zmiany położenia soczewek zamontowanych w oprawkach typu XY (tzn. z przesuwem soczewki w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki). Czynność tę powtarzano kilkakrotnie przy coraz to mniejszych natężeniach wiązek.

7.4 Układ eksperymentalny laserowego rozpraszania Thomsona

7.4.1 Część optyczna

Wiązka drugiej harmonicznej ($\lambda=532$ nm) lasera Nd:YAG pracującego z częstotliwością repetycji 10 Hz była zogniskowana za pomocą soczewki skupiającej S3 o ogniskowej równej 1 m w tym samym obszarze plazmy, który był badany metodą ZM4F – rys. 7.3. Średnica wiązki w przewężeniu wynosiła 300 μm (FWHM), a długość przewężenia kilkanaście mm. Światło było spolaryzowane pionowo, a energia impulsu była regulowana za pomocą osłabiacza wiązki OW2. Rolę osłabiacza wiązki pełniły: płytka półfalowa i polaryzator Glana. W celu zmniejszenia natężenia światła rozproszonego na elementach układu doświadczalnego (tzw. światła „złędzonego”) wiązka lasera była kształtowana za pomocą zestawu diafragm o coraz to mniejszych średnicach. Ze względu na bardzo mały przekrój czynny na proces rozpraszania zdecydowanie większa część wiązki świetlnej lasera przechodziła przez plazmę i była absorbowana przez pochłaniacz wiązki ustawiony w odległości kilkudziesięciu cm za łukiem elektrycznym.

Impulsy pochodzące z lasera barwnikowego i z lasera Nd:YAG były rozdzielone w czasie o setki ns, aby odbywające się równocześnie pomiary ZM4F i RT wzajemnie się nie zaburzały.

Światło rozproszone było rejestrowane pod kątem około 80° względem kierunku propagacji wiązki lasera z kąta bryłowego o kącie rozwarcia 7° (0,12 rad) wyznaczonym przez soczewkę skupiającą S4 o ogniskowej 40 cm ⁽²⁾. Po przejściu przez polaryzator liniowy o osi równoległej do wektora polaryzacji wiązki laserowej (co polepszało stosunek mierzonego sygnału RT do natężenia promieniowania plazmy) światło rozproszone było skupiane przez soczewkę S5 o ogniskowej również 40 cm na szczeliny wejściowej 1/2-metrowego spektrografu siatkowego zbudowanego w konfiguracji Czerny-Turner (typ Digikrom DK480 produkcji CVI Instruments). Siatka dyfrakcyjna posiadała 1200 rys/mm, co zapewniało dyspersję liniową wynoszącą około 1,6 nm/mm, a jej wydajność dla światła o długości fali 532 nm wynosiła około 80%. Układ optyczny zapewniał optymalne wykorzystanie apertury wejściowej przyrządu $F/\#$ równej 7,8. Średnica wiązki lasera w ognisku oraz wynosząca 20 μm szerokość szczeliny wejściowej spektrometru, wyznaczały objętość obszaru plazmy, z którego rejestrowano sygnał RT, rzędu 10^{-3} mm³.

²Badanie RT pod kątem 90° nie było możliwe ze względu na znajdujące się w tym miejscu elementy układu ZM4F.

Tablica 7.2. Najważniejsze parametry techniczne matrycy CCD użytej w eksperymencie rozpraszania Thomsona.

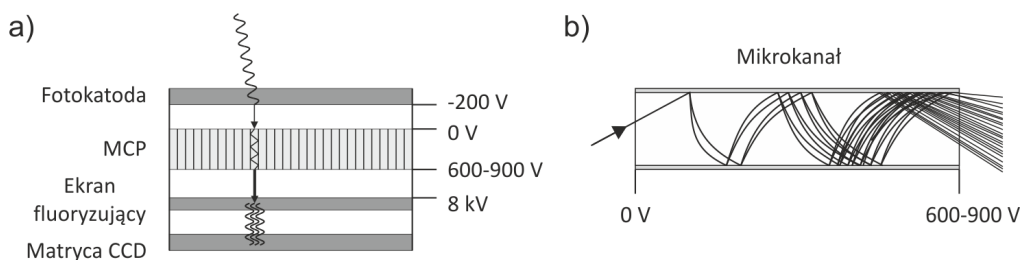
Typ matrycy CCD	THOMSON 7895
Liczba pikseli	512×512
Rozmiar matrycy	12,4 mm $\times$ 12,4 mm
Wielkość piksela	19 $\mu\text{m} \times 19 \mu\text{m}$
Efektywna wielkość piksela	24 $\mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$
Wydajność kwantowa	11% (dla 532 nm)
Pojemność	450000 e^- /piksel
Szerokość bramki	min. 2.5 ns
Zakres dynamiczny przetwornika	16 bitów
Szum odczytu	$\pm 8 e^-$ rms przy 100 kHz
Prąd ciemny	8 e^- /piksel/s przy -20°C

Tor rejestrowanego światła rozproszonego thomsonowsko był całkowicie osłonięty od wiązki z lasera Nd:YAG dzięki obudowie wykonanej z płyty kartonowo-piankowej pomalowanej czarnym, matowym lakierem. Wnętrze spektrometru oraz miejsce zamontowania do niego kamery były bardzo starannie zaciemnione. Minimalizowało to ilość odbłasków lasera rejestrowanych wraz z sygnałem RT.

Obraz był rejestrowany przez szybką, bramkowaną kamerę PI-MAX produkcji PRINCETON INSTRUMENTS [80] ze wzmacniaczem obrazu (ICCD – ang. *Intensified Charge-Coupled Device*) posiadającą dwu-wymiarową matrycę elementów fotoczułych. Najważniejsze parametry kamery podane są w tab. 7.2.

Działanie wzmacniacza obrazu w kamerze ICCD jest następujące: foton padający na fotokatodę (rys. 7.4) wybija z niej elektron w wyniku zjawiska fotoelektrycznego. Pojedynczy fotoelektron wpada do jednego z kilku milionów równoległych kanałików płytki fotopowielacza (MCP – ang. *Multi Channel Plate*). W obecnie produkowanych wzmacniaczach obrazu kanałiki mają średnicę kilku mikrometrów. Elektrony przechodzące przez kanałiki są przyspieszane przez stałe pole elektryczne (napięcie 600–900 V). Zderzenie elektronu ze ścianką kanałika powoduje powstanie w nim kilku nowych swobodnych elektronów. Proces ten powtarza się kilka razy, jak w standardowym fotopowielaczu, dzięki czemu pojedynczy foton na wejściu MCP generuje kilka tysięcy elektronów na wyjściu. Elektrony wychodzące z powielacza są dodatkowo przyspieszane stałym napięciem (kilka kV), padają na płytkę fluorescencyjną,

co wywołuje błysk światła, który następnie jest rejestrowany przez matrycę CCD. Natężenie tego światła jest znacznie większe od natężenia światła na wejściu wzmacniacza. Kamera ICCD ze wzmacniaczem obrazu umożliwia więc rejestrację nawet pojedynczych fotonów (wydajność kwantowa zależy od materiału fotokatody i długości fali). Ponadto podłączenie napięcia elektrycznego pomiędzy fotokatodę i wejściem MCP umożliwia szybkie włączanie i wyłączanie wzmacniacza obrazu. Jeśli MCP ma dodatni potencjał względem fotokatody, to fotoelektrony są przyspieszane w stronę MCP i wzmacniacz jest włączony. W przeciwnym przypadku, fotoelektrony są zatrzymywane – wzmacniacz jest wyłączony. Wyczerpujące informacje na temat działania kamer ICCD można znaleźć w [61]



Rys. 7.4. Budowa wzmacniacza w kamery ICCD (a) oraz schemat mechanizmu powielania elektronów kanale MCP (b).

Kamera ICCD rejestruje obraz dwuwymiarowy. Pionowy rozkład sygnału w otrzymanych obrazach odpowiada przestrzennemu, pionowemu (czyli wzdłuż osi kolumny plazmowej) rozkładowi natężenia rejestrowanego światła. Rozkład poziomy sygnału stanowi natomiast rozkład spektralny rejestrowanego światła. Rozdzielczość mierzonych widm, wyznaczona eksperymentalnie poprzez pomiar widma lampy neonowej, wynosiła 0,0361 nm/piksel (spektrograf w Krakowie) oraz 0,0395 nm/piksel (spektrograf w Bourges). W celu zmniejszenia prądu ciemnego matryca kamery była chłodzona do temperatury -15°C za pomocą elementu Peltiera.

7.4.2 System akwizycji danych

Kamerę obsługiwano za pomocą dedykowanego oprogramowania WinSpec/32. Oprogramowanie to umożliwiało ustawianie wszystkich parametrów pracy kamery:

- długości czasu trwania impulsu wysokiego napięcia na fotokatodzie,
- wartości opóźnienia bramkowania kamery względem impulsów wyzwalających z lasera Nd:YAG,
- wzmocnienia,
- żądanej liczby akumulacji obrazów bezpośrednio w matrycy CCD,
- liczby obrazów sumowanych programowo.

Z każdym odczytem obrazu zarejestrowanego w matrycy związany jest tzw. szum odczytu, który pogarsza stosunek sygnału do szumu. W celu zmniejszenia wpływu tego niekorzystnego efektu na jakość otrzymywanych widm minimalizowano liczbę akumulacji programowych ustalając przy danej energii impulsu lasera największą możliwą liczbę akumulacji obrazów bezpośrednio w matrycy CCD. Za pomocą programu obsługi kamery wybierano część matrycy, z której był odczytywany obraz, tylko w obszarze zawierającym mierzone widma. Spowodowało to zwiększenie szybkości przesyłania zarejestrowanego obrazu z kamery do komputera oraz polepszenie stosunku sygnału do szumu. Zarejestrowane obrazy widm rozpraszania Thomsona były zapisywane w postaci plików ASCII z rozszerzeniem `.spe`. Każdy plik oprócz samych widm zawiera informacje o ustawieniach parametrów kamery ICCD podczas rejestracji obrazu oraz ustawienia spektrografu.

7.4.3 Justowanie układu

Jak już wspomniano wcześniej, podstawową zaletą diagnostyki plazmy metodą rozpraszania Thomsona jest prostota układu eksperymentalnego. Dzięki temu justowanie układu sprowadzało się do kilku prostych czynności. Pierwszą z nich było zogniskowanie wiązki z lasera Nd:YAG w miejscu przecięcia się wiązek lasera barwnikowego używanych do ZM4F. Bardzo istotne było takie ustawienie soczewek **S4** i **S5**, aby w płaszczyźnie szczeliny wejściowej spektrografu powstawał ostry obraz badanego obszaru plazmy. W przypadku pomiarów opisanych w niniejszej pracy badano obszar plazmy znajdujący się na osi kolumny plazmowej, dokładnie nad wierzchołkiem katody. W tym celu przy wyłączonym łuku otwierano szeroko (ok. 1 mm) szczelinę wejściową spektrografu, a siatkę dyfrakcyjną obracano do położenia zerowego – działała wtedy jak lustro. Za pomocą kamery pracującej z wewnętrznym wyzwaniem obserwowano obraz wierzchołka katody łuku. Soczewki przesuwano wzdłuż ich osi, aż do otrzymania ostrego obrazu. Następnie stopniowo zwężano szczelinę wejściową spektrografu, a soczewkę **S4** – jeśli zachodziła taka potrzeba – przesuwało poziomo w jej płaszczyźnie tak, aby ciągle widoczny był wierzchołek katody. Po zakończeniu tej procedury spektrograf ustawiano na długość fali odpowiadającą badanemu zakresowi widma.

Z powodu występowania różnych opóźnień, zarówno optycznych, jak i elektronicznych, konieczne było eksperymentalne dobranie odpowiedniego opóźnienia bramkowania kamery względem impulsów wyzwalających z lasera. Wstępnie rejestrowano światło rozproszone przy długiej (kilkaset ns) bramce. Następnie bramkę stopniowo skracano do wartości kilku nanosekund dobierając równocześnie odpowiedni czas opóźnienia. Oszacowana niestabilność opóźnienia bramkowania kamery (ang. *jitter*) wynosiła poniżej 1 ns.

7.5 Procedura pomiarowa

Każdorazowo przed przystąpieniem do właściwych pomiarów zarówno łuk elektryczny jak i lasery pracowały około jedną godzinę w celu ustabilizowania warunków pracy.

Wykonanie pomiarów profili linii metodą zdegenerowanego mieszania czterech fal polegało na przestrajaniu długości fali wiązek laserowych w obszarze badanej linii widmowej i rejestracji:

- sygnału ZM4F z fotopowielacza,
- sygnału z fotodiody kontrolującej energię impulsu lasera barwnikowego,
- sygnału z urządzenia optogalwanicznego.

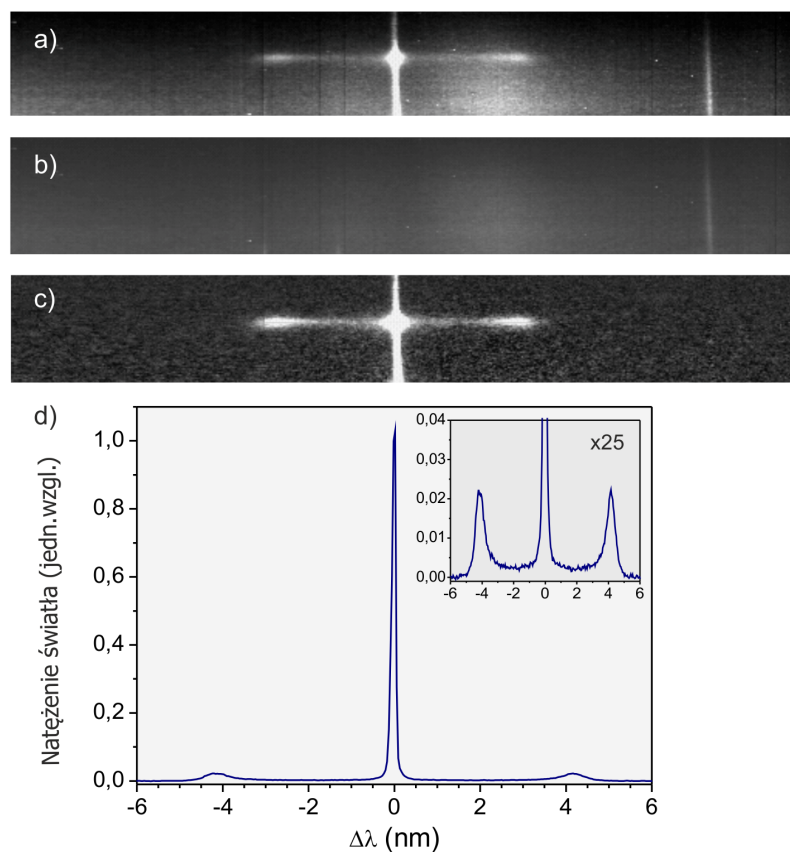
Rejestracja danego profilu była kilkakrotnie powtarzana ze zmniejszającą się od pomiaru do pomiaru energią lasera w zakresie od kilku μJ do wartości około 1 μJ . Pozwalało to na późniejsze dokonanie procedury ekstrapolacji szerokości linii do zerowej wartości poszerzenia mocą.

Równocześnie z pomiarem profilu linii metodą ZM4F rejestrowano widmo rozpraszania Thomsona, a następnie – przy takich samych ustawieniach kamery ICCD – widmo promieniowania samej plazmy (bez wiązki lasera Nd:YAG). Widmo to odejmowano od widma RT, a wynik poddawano dalszej obróbce numerycznej. Przykładowe widma zarejestrowane z obszaru na osi łuku argonowego przy prądzie $I = 80\text{ A}$ przedstawiono na rys. 7.5.

W celu uzyskania jak najwyższego stosunku sygnału do szumu, każde badane widmo stanowiło sumę widm rejestrowanych z kilku ($1 \div 5$) tysięcy impulsów lasera. Na oscyloskopie obserwowano impulsy bramkujące kamerę ICCD. Zauważalny był rozrzut opóźnień tych impulsów, którego wartość maksymalną oszacowano na około 1 ns.

Widma rozpraszania Thomsona można było mierzyć na dwa sposoby:

- całościowo – kamera ICCD rejestrowała widma rozproszeniowe pochodzące z całego impulsu lasera trwającego około 12 ns,
- sekwencyjnie, z rozdzielczością czasową – kamera rejestrowała widma w kilku krótkich przedziałach, każdy o czasie trwania około 2 ns, z opóźnieniem zwiększanym krokowo o stałą wartość; umożliwiało to badanie czasowej ewolucji sygnału laserowego RT.



Rys. 7.5. Widma zarejestrowane z obszaru znajdującego się na osi łuku argonowego, w odległości 4 mm od wierzchołka katody przy $I = 80$ A: **a** – sygnał RT na tle widma promieniowania plazmy; wyraźnie widoczne położone symetrycznie względem centralnego maksimum tzw. piki elektronowe; **b** – widmo promieniowania plazmy; długa, pionowa linia po prawej stronie obrazów **a** i **b** to linia emisyjna Ar I; **c** – sygnał RT otrzymany po odjęciu obrazów **a** i **b**; **d** – typowe widmo RT zarejestrowane z obszaru w określonej odległości od katody. $\Delta\lambda$ – różnica między obserwowaną długością fali a długością fali lasera.

7.6 Uwagi

Układ eksperymentalny zbudowany i używany do przeprowadzenia opisanych w tej pracy eksperymentów nie był zbyt skomplikowany, jednak jego przemyślane i precyzyjne ustawienie miało zasadnicze znaczenie dla poprawnego wykonania pomiarów. Oto kilka uwag na temat napotkanych trudności eksperymentalnych:

- Wiązki laserowe biorące udział w ZM4F musiały przebywać jednakowe drogi optyczne do punktu przecięcia.
- Bardzo ważne, o ile nie najważniejsze, było bardzo precyzyjne ustawienie przecięcia trzech zogniskowanych wiązek w jednym punkcie. Wiązki pompujące musiały być idealnie przeciwbieżne, a wiązka próbkująca musiała być zogniskowana we wspólnym ognisku wiązek pompujących. Warto przypomnieć, że średnica wiązek w ognisku wynosiła około 100 μm .
- Równie ważne było ustawienie toru wiązki sygnałowej. Było to dosyć trudne zadanie z dwóch powodów: dużej (ponad 2 m) odległości detektora od plazmy oraz faktu, że wiązka sygnałowa była generowana dopiero po włączeniu łuku. Konieczne więc było wytworzenie wiązki laserowej symulującej wiązkę sygnałową. To, na ile tor rzeczywistej wiązki sygnałowej M4F pokrywał się z torem wiązki symulującej zależało od precyzji ustawienia przeciwbieżnych wiązek pompujących.
- Przy pomiarach widm rozpraszania Thomsona szczególnie ważne było zminimalizowanie wszelkich odbłasków światła laserowego od elementów konstrukcyjnych łuku plazmowego. Występowanie odbłasków ograniczało możliwości do osiągnięcia zakres dynamiczny właściwego pomiaru widm RT, a ponadto odbłaski te zakłócały elektronową część widma RT z powodu występowania maksimum bocznych siatki dyfrakcyjnej. Obecność odbłasków, mogących doprowadzić do przesycenia lub nawet uszkodzenia matrycy CCD, ograniczała więc wzmocnienie wzmacniacza obrazu w kamerze ICCD. Najlepszym rozwiązaniem tego problemu byłoby umieszczenie w spektrometrze, bezpośrednio przed okienkiem kamery CCD elementu zasłaniającego centralną część widma (około 2 nm szerokości wokół długości fali lasera), jednak taka ingerencja nie była możliwa. Aby zminimalizować ilość odbłasków trafiających do spektrometru stosowano poczernione elementy pochłaniające światło „złędzone” oraz układ przysłon wokół wiązki laserowej, a obraz katody łuku, na której następowało bardzo silne rozproszenie światła, zasłaniano przed szczeliną wejściową spektrometru. W przypadku pomiarów części jonowej widm RT eliminacja światła „złędzonego” ma zasadnicze znaczenie ze względu na bardzo małą szerokość spektralną tej części widma, znacznie węższą niż szerokość części elektronowej.

- Aby móc poprawnie powiązać zmierzone parametry starkowskie z konkretnymi warunkami istniejącymi w danym obszarze plazmy należało równocześnie z pomiarem profilu linii przy zastosowaniu M4F dokonać diagnostyki plazmy za pomocą RT. Szczególnie istotne zatem było zogniskowanie wszystkich czterech wiązek laserowych w tym samym punkcie plazmy łukowej.
- W celu kontroli stabilności łuku należało na bieżąco obserwować obraz kolumny plazmowej. Jeśli zauważono zmiany kształtu łuku w trakcie pomiaru, konieczne było powtórzenie serii pomiarów.
- Poprawne przeprowadzenie pomiarów wymaga dobrego poznania używanej aparatury pomiarowej, świadomości jej ograniczeń oraz możliwych do wystąpienia nieprawidłowości w jej działaniu. Dla przykładu: w oprogramowaniu sterującym pracą używanej kamery ICCD wykryto błąd polegający na niezgodnym z zaprogramowaną sekwencją przesuwaniu bramki, gdy jej szerokość wynosiła 2 ns (czyli na granicy możliwości). Problem rozwiązało zainstalowanie starszej wersji oprogramowania. Zaobserwowano też niekontrolowane uruchamianie sterownika silników krokowych poruszających łukiem plazmowym spowodowane zakłóceniami elektromagnetycznymi pochodzącymi od znajdującej się w tym samym pomieszczeniu innej aparatury badawczej.

Rozdział 8

Wyniki

W rozdziale tym przedstawiono otrzymane przez autora pracy wyniki pomiarów widm rozpraszania Thomsona w plazmie argonowej ze szczególnym uwzględnieniem zjawiska podgrzewania plazmy wiązką lasera oraz wyniki pomiarów parametrów Starkowskich – rozszerzeń i przesunięć – linii widmowych argonu i neonu otrzymanych metodą zdegenerowanego mieszania czterech fal.

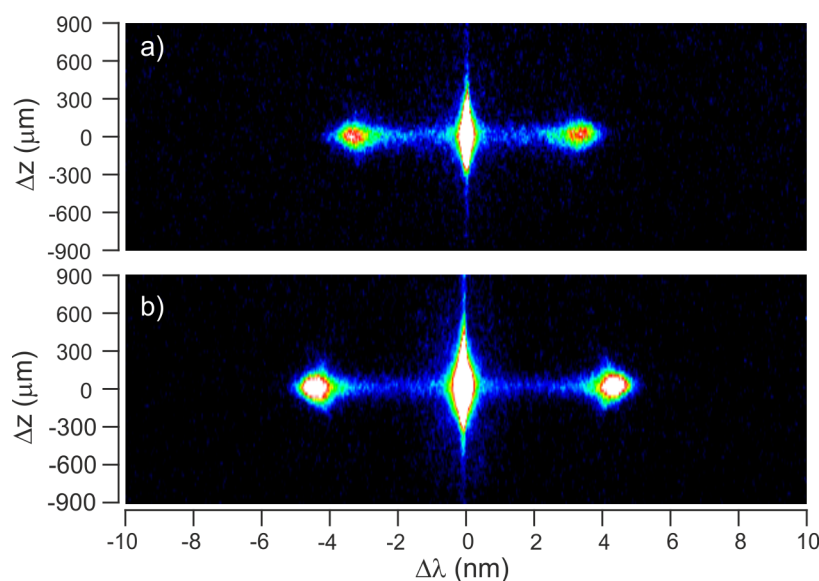
Generator plazmy łukowej oraz układ eksperymentalny do badania laserowego rozpraszania Thomsona i pomiarów profili linii widmowych za pomocą zdegenerowanego mieszania czterech fal zostały szczegółowo opisane w rozdziale 7.

8.1 Rozpraszanie Thomsona

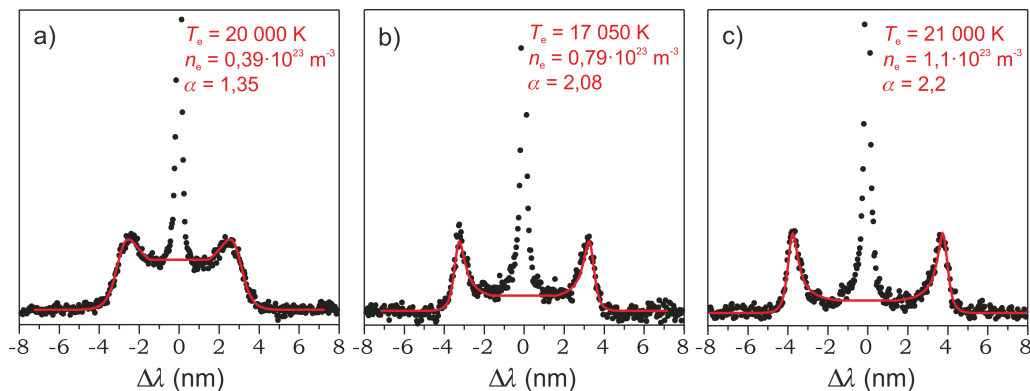
8.1.1 Widma rozpraszania Thomsona

Na rys. 8.1 zaprezentowano przykładowe obrazy rozpraszania promieniowania laserowego w plazmie łukowej palącej się w atmosferze argonu zarejestrowany przez kamerę ICCD sprzężoną ze spektrometrem. Kierunek pionowy na rysunku odpowiada kierunkowi osi łuku, wzdłuż kolumny plazmy i w poprzek wiązki lasera. Natomiast kierunek poziomy to rozkład spektralny sygnału. Symetrycznie, po obu stronach pików centralnego, który nie będzie analizowany, widoczne są elektronowe części sygnału RT. Widma różnią się położeniem pików elektronowych – w przypadku przedstawionym na rys. b) piki są bardziej oddalone od maksimum centralnego, co jest związane z większą koncentracją elektronów w obszarze plazmy znajdującym się bliżej katody. Z kolei symetria otrzymanego widma w poprzek wiązki laserowej świadczy o jednorodności badanego obszaru plazmy przed zaburzeniem spowodowanym pomiarem.

Rysunek 8.2 przedstawia przykładowe widma rozpraszania Thomsonowskiego zarejestrowane przy różnych natężeniach prądu łuku, czyli dla różnych wartości parametrów T_e i n_e . Przy każdym widmie podano wartości parametrów otrzymana-



Rys. 8.1. Obrazy zarejestrowane przez kamerę ICCD podczas eksperymentu z rozpraszaniem Thomsona w plazmie argonowej przy natężeniu prądu $I=80$ A, w punkcie na osi łuku, $z=6,5$ mm nad czubkiem katody (a) oraz przy $I=100$ A, $z=4,0$ mm (b). Położenie Δz jest mierzone w pionie, względem środka wiązki lasera. Sygnał został wysumowany po 2000 impulsach lasera o energii 50 mJ każdy, z czasem otwarcia bramki kamery ICCD równym 8 ns.



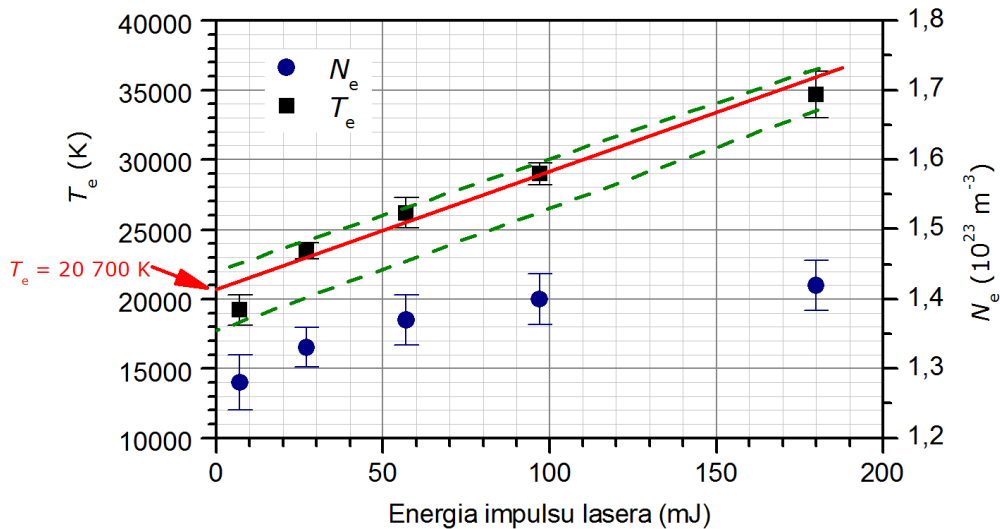
Rys. 8.2. Widma rozpraszania Thomsona w plazmie argonowej zarejestrowane przy kącie rozproszenia $\theta = 78,5^\circ$ w punkcie znajdującym się 3,5 mm nad katodą, przy różnych natężeniach prądu łuku: a) 45 A, b) 70 A, c) 100 A. Energia impulsu lasera wynosiła 20 mJ. Na rysunkach podano wartości parametrów plazmy uzyskane z dopasowania funkcji kształtu $S(\vec{k}, \omega)$ z pominięciem centralnej części widma w zakresie od -1 do 1 nm.

nym z dopasowania funkcji kształtu $S(\vec{k}, \omega)$. Dobrze widoczna jest zmiana kształtu widma związana ze zmianą koncentracji elektronów n_e – im większa koncentracja, tym większa odległość pomiędzy pikami części elektronowej widma RT.

8.1.2 Zależność wyznaczonych parametrów plazmy od energii impulsu lasera

Standardowo stosowany sposób wyznaczenia niezaburzonych parametrów plazmy za pomocą RT polega na pomiarze widm rozpraszania przy kilku energiach impulsu laserowego i ekstrapolacji otrzymanych wyników do zerowej energii impulsu (rozdz. 6).

Na wykresie 8.3 przedstawiono zależność eksperymentalnie wyznaczonej temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów od energii impulsu lasera. Pomiary były wykonane w obszarze położonym 4,0 mm nad katodą przy natężeniu prądu łuku wynoszącym 100 A. Widoczny jest silny wzrost temperatury plazmy przy zwiększaniu energii lasera oraz niewielki wzrost koncentracji elektronów swobodnych spowodowany fotojonizacją. Liniowa ekstrapolacja T_e do zerowej energii impulsu lasera daje wartość $T_e = 20700$ K z niepewnością $+1300$ K/ -2700 K. Wartość ta jest o około 5000 K większa od temperatury wyznaczonej dla tego źródła plazmy innymi metodami [22].



Rys. 8.3. Zależność eksperymentalnie wyznaczonej temperatury elektronowej i koncentracji swobodnych elektronów od energii impulsu lasera. Pomiary były wykonane w plazmie Ar, przy prądzie łuku 100 A w obszarze $z = 4,0$ mm nad katodą, długość bramki kamery ICCD równa 5 ns. Liniowa ekstrapolacja temperatury do zerowej energii lasera daje wartość $T_e = 20700$ K z niepewnością $+1300$ K/ -2700 K. Niezaburzona koncentracja $n_e = (1,28 \pm 0,04) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Oszacowania podgrzewania plazmy przy otrzymanej w powyższym przypadku koncentracji elektronów, tj. $n_e = 1,28 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i założeniu energii impulsu lasera 10 mJ, pozwala określić początkową temperaturę plazmy: $T_e \approx 17200 \text{ K}$. Uzyskany wynik jest poniżej dolnej granicy wyznaczonego przedziału niepewności pomiarowej statystycznej, co świadczy o tym, że przy wyznaczaniu temperatury elektronowej poprzez liniową ekstrapolację do zerowej energii lasera, należy również uwzględnić niepewność systematyczną metody wynoszącą ok. 1000 K.

8.1.3 Przestrzenny rozkład parametrów plazmy w obszarze wiązki lasera

Rejestracja widma rozpraszania z rozdzielczością przestrzenną umożliwiła zbadanie tych widm w różnych punktach plazmy w poprzek wiązki lasera (rys. 8.4).

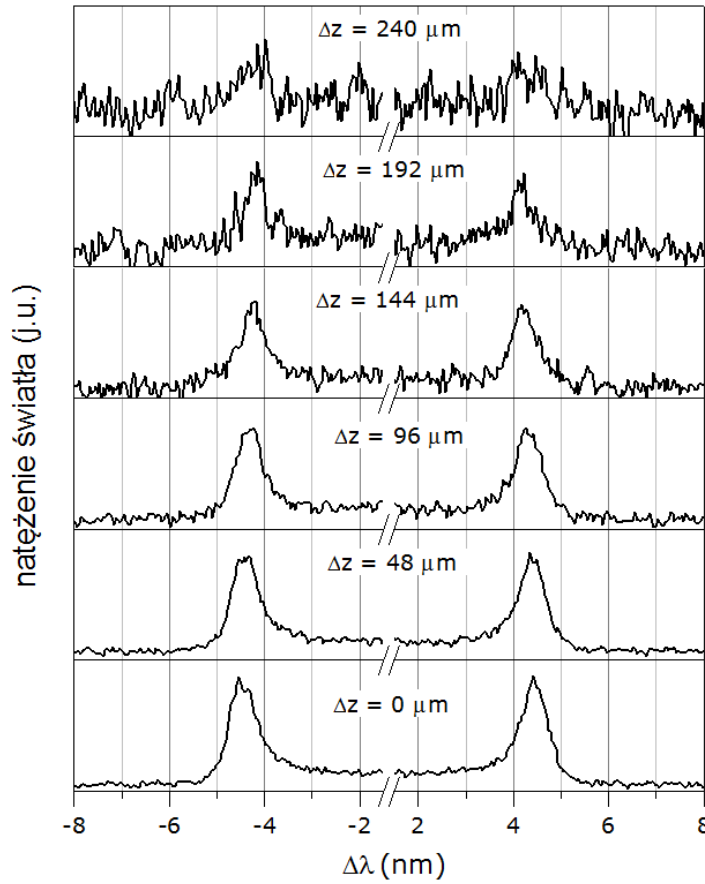
Oprócz rozkładu natężenia RT, który wynika z rozkładu natężenia wiązki laserowej, dokładna analiza profili spektralnych RT pokazuje, że ulegają one zmianie, co należy interpretować jako wynik oddziaływania plazmy z wiązką laserową. Rozsuwanie się maksimów elektronowej części sygnału w miarę zbliżania się do osi wiązki świadczy o wzroście koncentracji elektronów swobodnych, natomiast poszerzanie spektralne jest związane ze wzrostem temperatury plazmy. Zmiany te są dowodem zaburzenia stanu plazmy promieniowaniem lasera.

Widma na rys. 8.4 w rzeczywistości nie pochodzą z obszaru plazmy znajdującego się w ustalonej odległości od osi wiązki lasera, lecz z obszarów wzdłuż drogi obserwacji w poprzek wiązki lasera. Z racji niejednorodności wiązki lasera, obszary te są w różny sposób zaburzone przez promieniowanie lasera, co w połączeniu ze znaczną nieliniowością procesu podgrzewania powoduje, że podczas rejestracji nakładają się na siebie widma pochodzące z obszarów o różnych T_e i n_e . Dopasowanie parametrów do tak otrzymanego widma RT może spowodować znaczące zafałszowanie wyników diagnostyki plazmy tą metodą.

Radialny (względem wiązki lasera) rozkład widmowy natężenia światła można otrzymać stosując do natężeń światła zarejestrowanego przez poszczególne elementy matrycy CCD transformację odwrotną, tzw. inwersję Abela (dodatek D.3). Przeprowadzenie tej procedury wymaga założenia symetrii wiązki lasera oraz jednorodności plazmy w badanym obszarze przed zaburzeniem jej stanu.

Na rysunku 8.5 przedstawiono fragment widma RT przed (a) i po (b) przeprowadzeniu transformacji Abela, dopasowane widma teoretyczne oraz ich residua, a także otrzymane z dopasowania wartości parametrów plazmy. Widmo (a) odpowiada części widma z rys. 8.1 pochodzącej ze środka wiązki lasera.

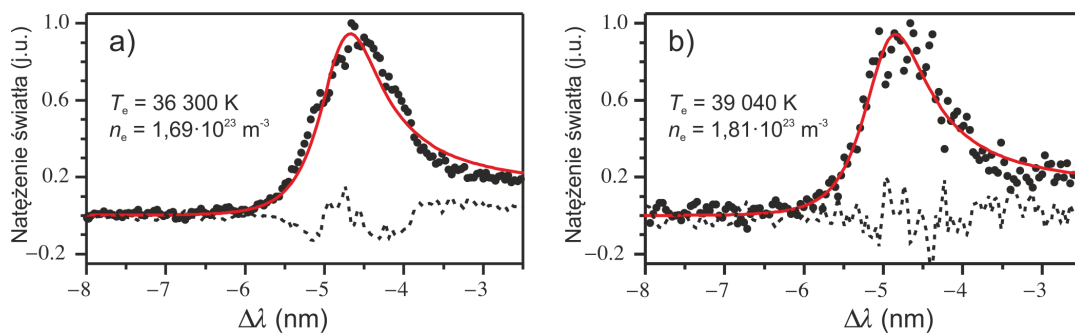
Kształt residuów na rys. (a) świadczy o systematycznym błędzie dopasowania krzywej teoretycznej do widma przed inwersją Abela. Natomiast na rys. (b) dominuje statystyczny błąd dopasowania do widma po inwersji Abela. Duże fluktuacje



Rys. 8.4. Widma rozpraszania Thomsona (człon elektronowy) otrzymane w plazmie argonowej w różnych odległościach Δz od środka wiązki lasera, na podstawie widma przedstawionego na rys. 8.1. Skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana. Parametry eksperymentu: natężenie prądu łuku $I = 100$ A, punkt na osi łuku, $z = 4,0$ mm nad wierzchołkiem katody, sygnał wysumowany po 10000 impulsach lasera o energii 50 mJ, z czasem ekspozycji 8 ns.

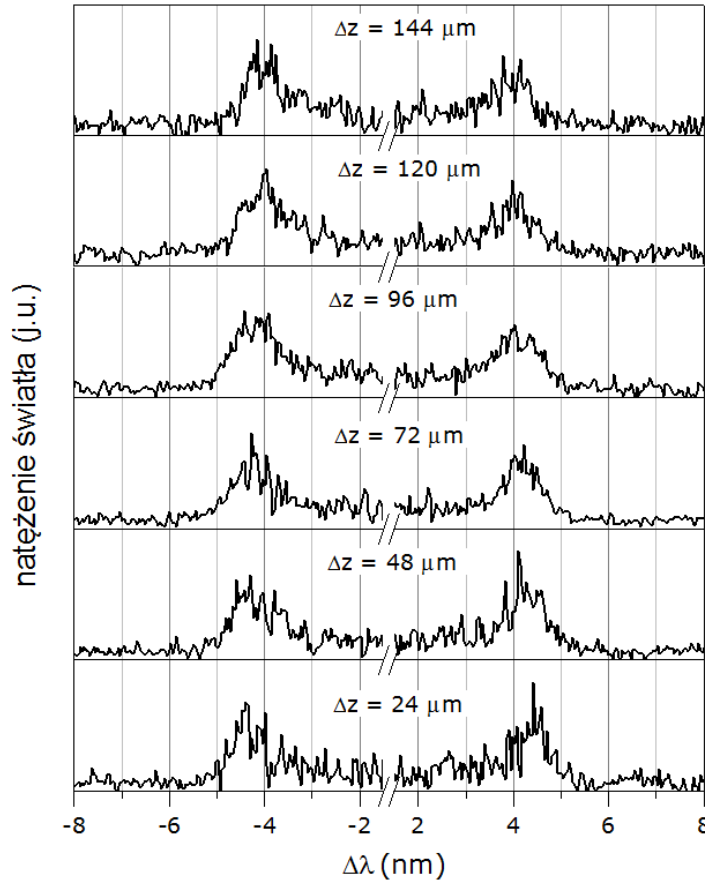
otrzymanego widma są spowodowane propagacją szumów do centrum wiązki podczas dokonywania transformacji odwrotnej. Duże różnice parametrów T_e i n_e , dopasowanych do widma zmierzonego oraz otrzymanego po transformacji dowodzą, że przeprowadzenie inwersji Abela zmierzonych widm RT jest konieczne do uzyskania poprawnych wyników diagnostyki plazmy.

Przykładowe widma rozpraszania Thomsona (człon elektronowy) w plazmie argonowej przy różnych warunkach, po dokonaniu inwersji Abela zaprezentowano na rys. 8.6 i 8.7. Dla dużych odległości r szum jest spowodowany małym natężeniem światła daleko od osi wiązki, natomiast dla małych r – propagacją szumów do cen-

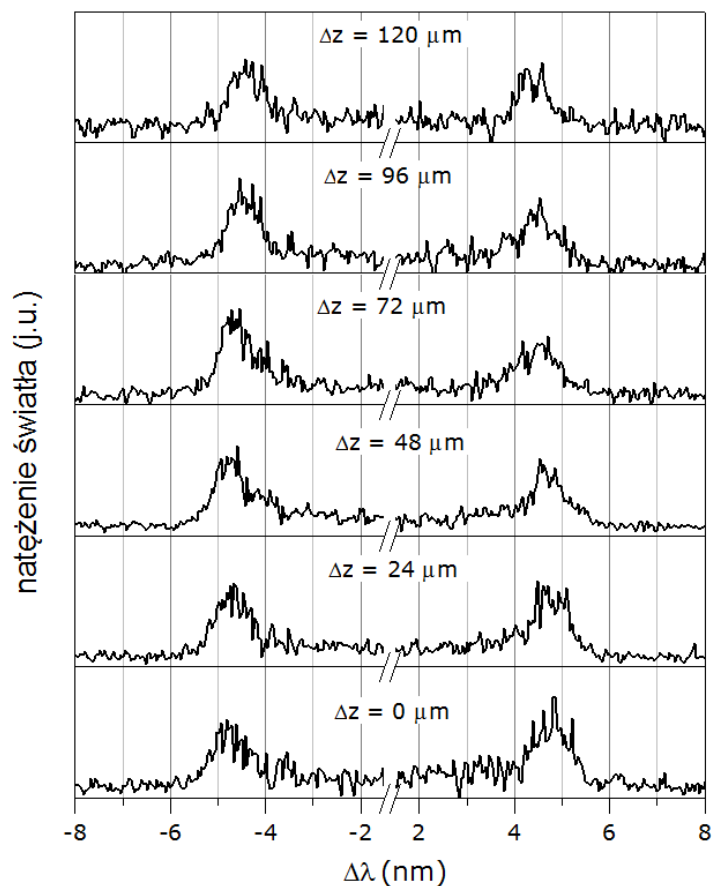


Rys. 8.5. Przykład widm RT (człon elektronowy) otrzymanych z pomiarów (a) oraz po przeprowadzeniu inwersji Abela (b) na podstawie widma przedstawionego na rys. 8.1. Linia ciągłą zaznaczono dopasowane widmo teoretyczne, a przerywaną residua dopasowania. Niepewności statystyczne pomiaru wynoszą: temperatury 1300 K, koncentracji elektronów $0,06 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

trum wiązki podczas transformacji odwrotnej Abela. Widoczne są opisane wcześniej zmiany kształtu widma w miarę zbliżania się do osi wiązki lasera.

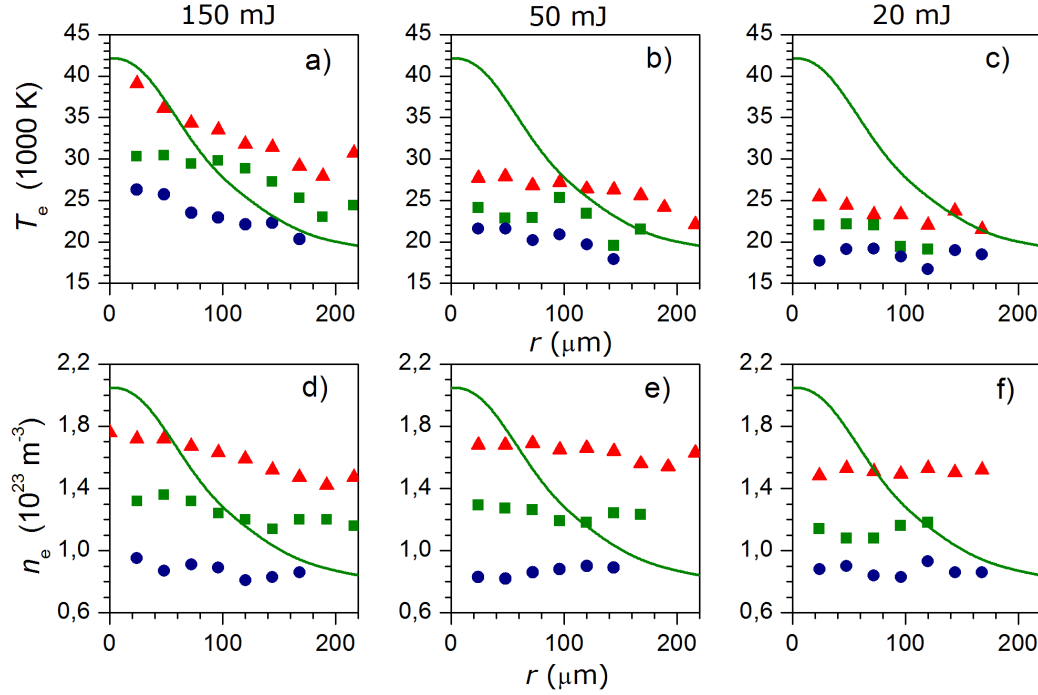


Rys. 8.6. Widma rozpraszania Thomsona (człón elektronowy) po wykonaniu inwersji Abela dla różnych odległości r od osi wiązki lasera. Skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana. Widma pierwotne otrzymano w plazmie argonowej w punkcie na osi łuku, $z = 6,0$ mm nad wierzchołkiem katody przy natężeniu prądu łuku $I = 100$ A. Sygnał wysumowany po 2000 impulsów lasera o energii **150 mJ**, z czasem ekspozycji **2,5 ns** w maksimum natężenia promieniowania lasera.



Rys. 8.7. Widma rozpraszania Thomsona (człon elektronowy) po wykonaniu inwersji Abela dla różnych odległości r od osi wiązki lasera. Skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana. Widma pierwotne otrzymano w plazmie argonowej w punkcie na osi łuku, $z = 4,0 \text{ mm}$ nad wierzchołkiem katody przy natężeniu prądu łuku $I = 100 \text{ A}$. Sygnał wysumowany po 3000 impulsów lasera o energii 150 mJ , z czasem ekspozycji $2,5 \text{ ns}$ w maksimum natężenia promieniowania lasera.

Na rys. 8.8 zaprezentowano wyniki badania zjawiska podgrzewania plazmy wiązką lasera podczas eksperymentów z rozpraszaniem Thomsona przeprowadzonych w plazmie argonowej przy różnych warunkach początkowych plazmy i różnych energiach impulsu lasera. Parametry plazmy zmieniano poprzez zmianę natężenia prądu łuku I lub odległości z badanego obszaru plazmy od wierzchołka katody.



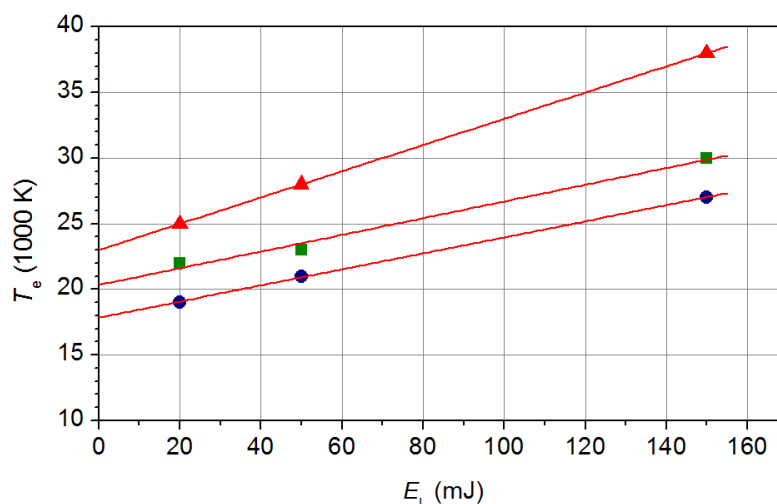
Rys. 8.8. Lokalne wartości parametrów plazmy, T_e (a–c) i n_e (d–f), otrzymane z widm thomsonowskich po przeprowadzeniu inwersji Abela. Pomiarów dokonano w plazmie argonowej, przy różnych energiach impulsu lasera: 150 mJ (a, d), 50 mJ (b, e) i 20 mJ (c, f) i dla różnych warunków wyładowania: (▲) $I=100$ A, $z=4,0$ mm nad wierzchołkiem katody, (■) $I=100$ A, $z=6,0$ mm, (●) $I=80$ A, $z=6,5$ mm. Linia ciągła pokazuje radialny rozkład natężenia światła w wiązce lasera. Niepewności pomiarowe poszczególnych punktów wynoszą: temperatury ok. 4%, koncentracji elektronów ok. 3%.

Na wykresach 8.8 a) – c) widoczny jest wzrost T_e w miarę zbliżania się do środka wiązki lasera ($r=0$). Wzrost ten jest oczywiście tym większy, im większa jest energia impulsu lasera. Zależy on również od koncentracji elektronów, n_e – im jest ona większa, tym podgrzewanie jest silniejsze, co jest zgodne z przewidywaniami teoretycznymi – współczynnik absorpcji jest rosnącą funkcją n_e .

We wszystkich pokazanych przypadkach wzrost koncentracji elektronów swobodnych jest niewielki, przy czym dla energii impulsu równej 20 mJ nie zauważono żad-

nego wzrostu n_e (w granicach niepewności pomiarowej wynoszącej $0,06 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) niezależnie od początkowych warunków plazmy. Uśrednione po r koncentracje n_e przy energii lasera równej 20 mJ wynoszą: $0,86(6) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (●), $1,12(6) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (■) i $1,50(6) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (▲). Wartości te są zgodne z odpowiednimi wartościami na brzegu wiązki lasera ($r \approx 200 \text{ }\mu\text{m}$) przy wyższych energiach lasera. Wyniki te można uznać jako koncentracje elektronów w plazmie, niezaburzone promieniowaniem lasera. Zakładając, że badana plazma argonowa jest w stanie LRT, powyższe koncentracje n_e odpowiadają następującym temperaturom $T_{e,LTE}$: 12 500 K (●), 13 100 K (■) i 13 950 K (▲).

Do wartości temperatury elektronowej T_e wyznaczonej po dopasowaniu krzywej teoretycznej do widm RT poddanych inwersji Abela, zastosowano standardową procedurę ekstrapolacji temperatury do zerowej energii lasera (rys. 8.9). W ten sposób otrzymano następujące wyniki: 17 850 K (○), 20 330 K (□), 23 000 K (△). Temperatury te również są o wiele większe od wartości $T_{e,LTE}$ odpowiadających stanowi LRT.



Rys. 8.9. Liniowa ekstrapolacja do zerowej energii lasera E_L temperatury elektronowej T_e wyznaczonej metodą RT w środku wiązki lasera z widm poddanych inwersji Abela przy różnych parametrach łuku: (▲) $I=100 \text{ A}$, $z=4,0 \text{ mm}$ nad wierzchołkiem katody, (■) $I=100 \text{ A}$, $z=6,0 \text{ mm}$, (●) $I=80 \text{ A}$, $z=6,5 \text{ mm}$. Linia ciągła pokazuje radialny rozkład natężenia światła w wiązce lasera.

8.1.4 Czasowa ewolucja parametrów plazmy

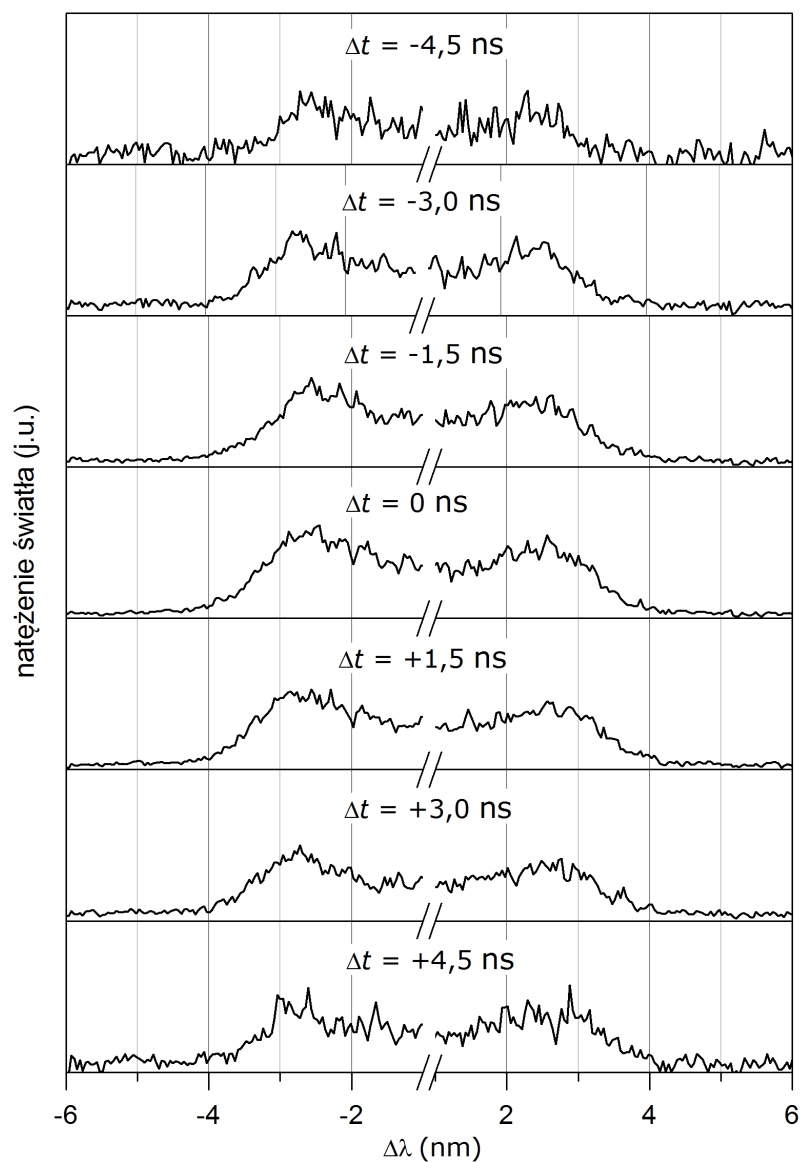
Użycie kamery z szybką bramką umożliwiło zbadanie czasowej ewolucji parametrów plazmy, T_e i n_e , w czasie trwania impulsu lasera. W tym celu rejestrowano widma rozpraszania Thomsona z krótką bramką kamery ICCD, o szerokości 2,5 ns, ze stopniowo zwiększanym opóźnieniem względem impulsu lasera. Na rys. 8.10 – 8.11 przedstawiono przykładowe widma zarejestrowane przy różnych energiach impulsu lasera, różnych natężeniach prądu wyładowania oraz w różnych obszarach plazmy, czyli w punktach plazmy o różnych wartościach T_e i n_e . W celu polepszenia stosunku sygnału do szumu, szczególnie na początku i na końcu impulsu lasera, zwiększono liczbę rejestrowanych impulsów oraz zsumowano po 3 piksele kamery ICCD wzdłuż kierunku przestrzennego.

Jak widać, widmo RT ulega zmianom w czasie trwania impulsu lasera. Wraz ze zmianą natężenia światła zmienia się natężenie sygnału RT, co na wykresach objawia się zmianą poziomu szumów (skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana). Ponadto zmienia się kształt widma – piki elektronowe oddalają się od siebie i poszerzają, co jest dowodem wzrostu temperatury plazmy. Jest to szczególnie zauważalne w początkowej fazie impulsu lasera. Zgodnie z przewidywaniami efekt ten jest najsilniejszy przy większej koncentracji elektronów swobodnych i dużej energii impulsu lasera (rys. 8.11). Jest on natomiast znikomo mały przy małej energii impulsu lasera, nawet, gdy koncentracja elektronów jest duża (rys. 8.13) oraz przy dużej energii lasera, ale małej koncentracji n_e (rys. 8.10).

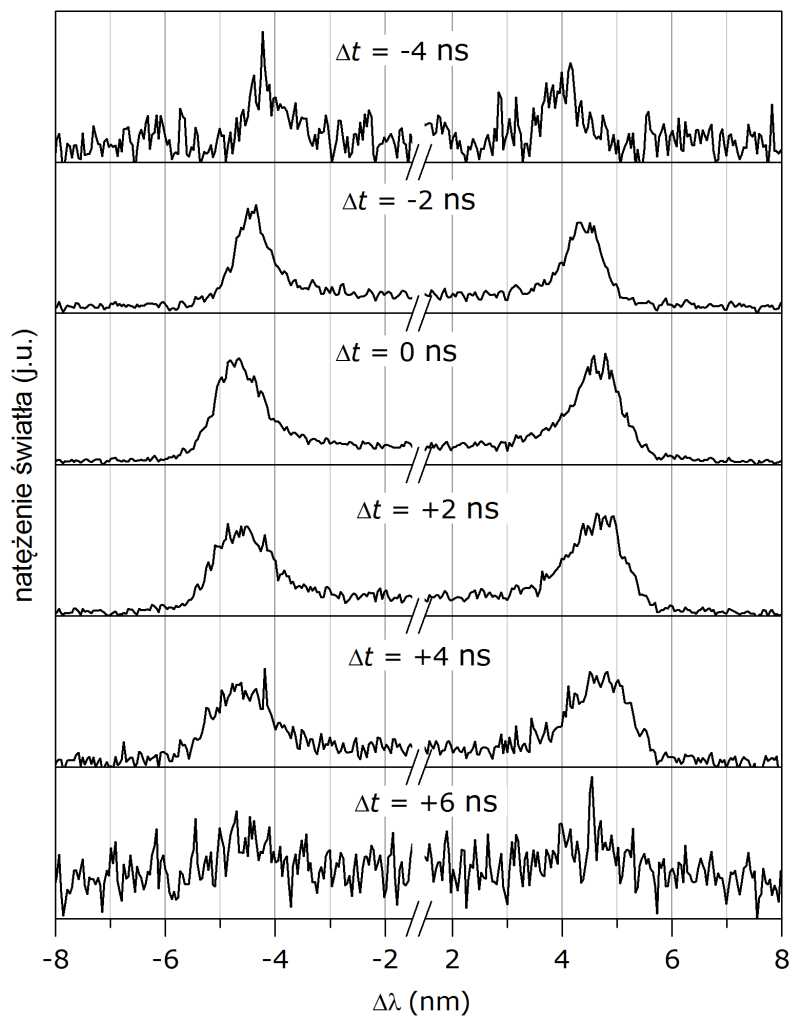
Zmianę parametrów plazmy T_e i n_e podczas impulsu lasera zbadano poprzez dopasowanie teoretycznego widma rozpraszania Thomsona do poszczególnych widm zmierzonych przy różnych opóźnieniach Δt . Wyniki przedstawiono na rys. 8.14.

Na wykresach 8.14 d) – f) widać, że znaczny wzrost koncentracji elektronów występuje tylko przy największej energii lasera (150 mJ), natomiast praktycznie nie ulega ona zmianie w czasie trwania impulsu lasera przy mniejszych energiach. Wyznaczone przy najmniejszej energii (20 mJ) wartości koncentracji elektronów wynoszą: $0,89(2) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (●), $1,14(2) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (■), $1,46(3) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (▲). W nawiasach podano niepewności statystyczne (ostatnia cyfra znacząca). Otrzymane wyniki są zgodne z wartościami otrzymanymi z przestrzennych rozkładów widm RT na brzegu wiązki lasera. Wynika to z faktu, że używany do rozpraszania Thomsona impuls lasera o małej energii praktycznie nie powoduje jonizacji plazmy.

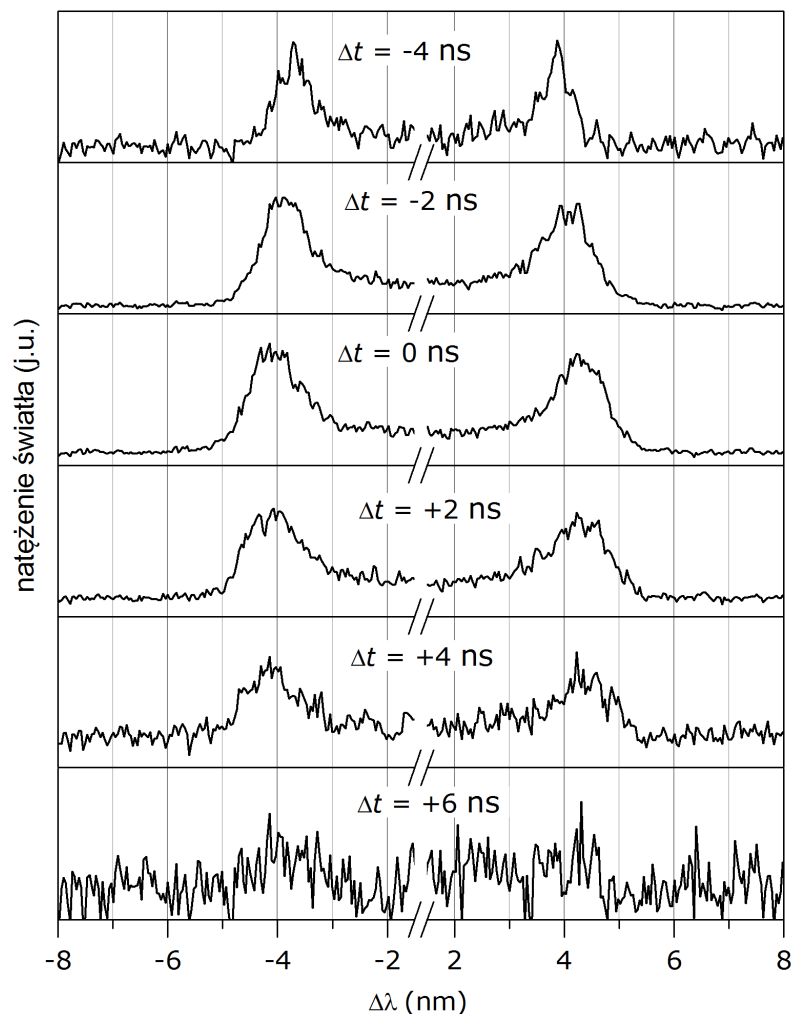
Zupełnie odmienna sytuacja ma miejsce w przypadku ewolucji temperatury. Nawet przy najmniejszej energii impulsu widoczny jest szybki wzrost temperatury w środku wiązki lasera (rys. 8.14 a) – c)). Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi szybkość podgrzewania plazmy zależy zarówno od energii impulsu lasera, jak i koncentracji elektronów. Wraz ze wzrostem tych parametrów, współczynnik absorpcji



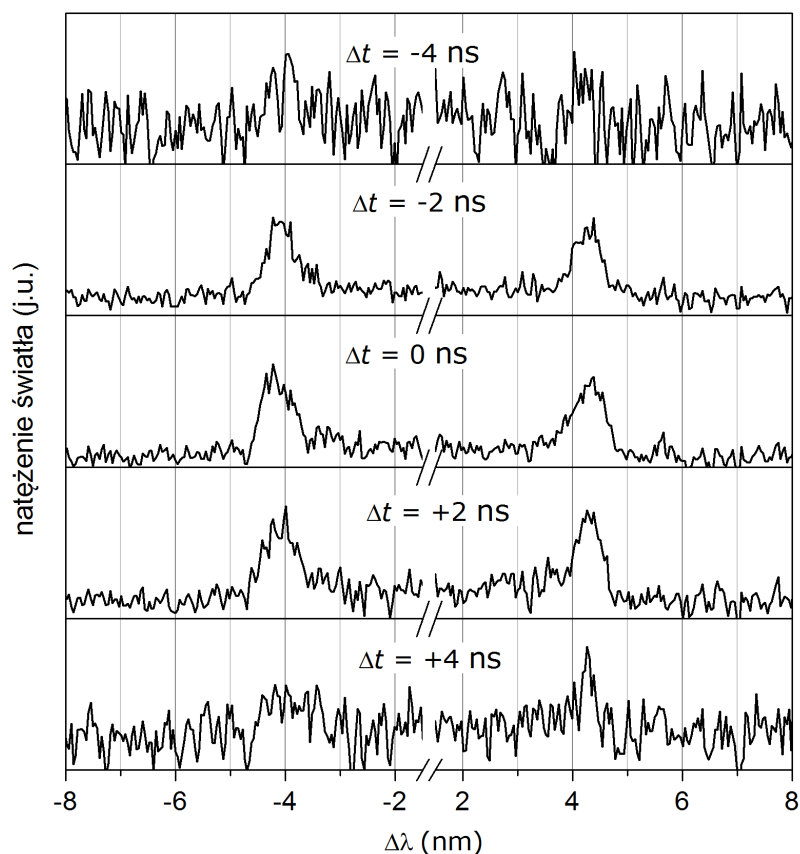
Rys. 8.10. Widma rozpraszania Thomsona (człón elektronowy) zarejestrowane z krótką bramką o szerokości 2,5 ns z różnymi opóźnieniami Δt względem impulsu lasera. $\Delta t = 0$ odpowiada maksimum natężenia impulsu lasera. Skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana. Rozpraszanie otrzymano w plazmie argonowej, przy natężeniu prądu łuku $I = 50 \text{ A}$, w punkcie na osi łuku, $z = 6,0 \text{ mm}$ nad wierzchołkiem katody. Sygnał wysumowany po 500 impulsach lasera o energii 180 mJ.



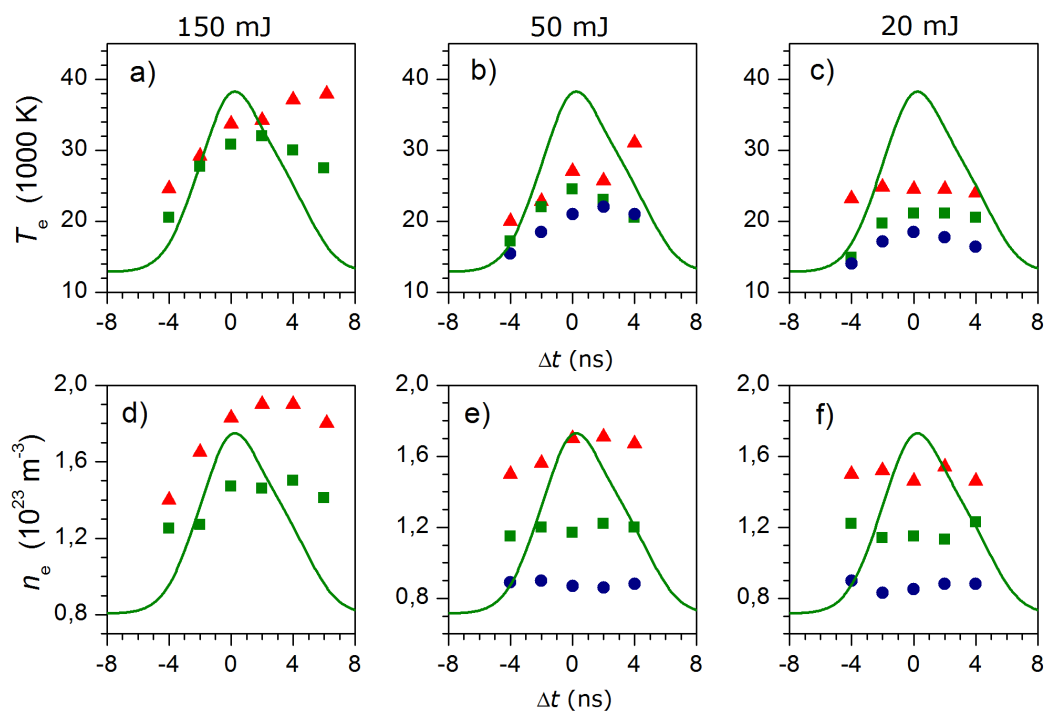
Rys. 8.11. Widma rozpraszania Thomsona (człon elektronowy) zarejestrowane z krótką bramką o szerokości 2,5 ns z różnymi opóźnieniami Δt względem impulsu lasera. $\Delta t = 0$ odpowiada maksimum natężenia impulsu lasera. Skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana. Rozpraszanie otrzymano w plazmie argonowej, przy natężeniu prądu łuku $I = 100 \text{ A}$, w punkcie na osi łuku, $z = 4,0 \text{ mm}$ nad wierzchołkiem katody. Sygnał wysumowany po 3000 impulsach lasera o energii **150 mJ**.



Rys. 8.12. Widma rozpraszania Thomsona (człon elektronowy) zarejestrowane z krótką bramką o szerokości 2,5 ns z różnymi opóźnieniami Δt względem impulsu lasera. $\Delta t = 0$ odpowiada maksimum natężenia impulsu lasera. Skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana. Rozpraszanie otrzymano w plazmie argonowej, przy natężeniu prądu łuku $I = 100 \text{ A}$, w punkcie na osi łuku, $z = 6,0 \text{ mm}$ nad wierzchołkiem katody. Sygnał wysumowany po 2000 impulsach lasera o energii **150 mJ**.



Rys. 8.13. Widma rozpraszania Thomsona (człón elektronowy) zarejestrowane z krótką bramką o szerokości 2,5 ns z różnymi opóźnieniami Δt względem impulsu lasera. $\Delta t = 0$ odpowiada maksimum natężenia impulsu lasera. Skala natężenia światła na poszczególnych wykresach nie jest zachowana. Rozpraszanie otrzymano w plazmie argonowej, przy natężeniu prądu łuku $I = 100$ A, w punkcie na osi łuku, $z = 4,0$ mm nad wierzchołkiem katody. Sygnał wysumowany po 4000 impulsach lasera o energii 20 mJ.

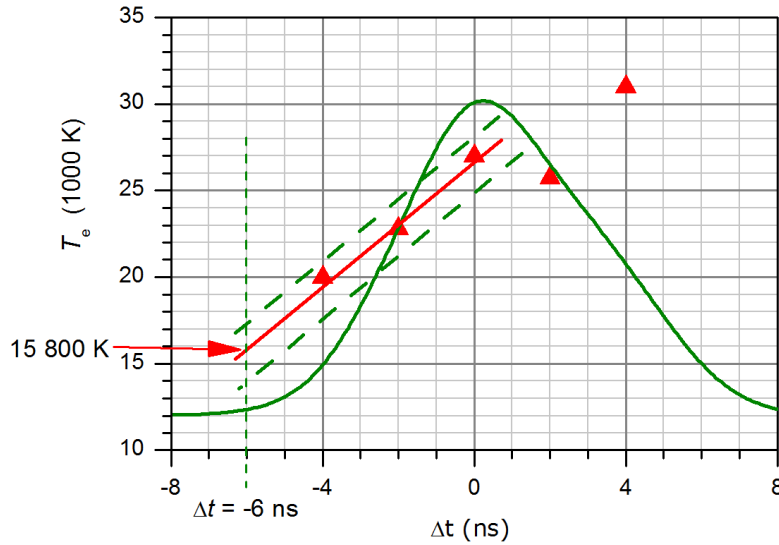


Rys. 8.14. Zmiana wartości parametrów plazmy w trakcie impulsu laserowego, T_e (a–c) i n_e (d–f), otrzymanych z widm thomsonowskich. Pomiarów dokonano przy różnych energiach impulsu lasera: 150 mJ (a, d), 50 mJ (b, e) i 20 mJ (c, f) i dla różnych warunków wyładowania: ($\blacktriangle$) $I=100$ A, $z=4,0$ mm nad wierzchołkiem katody, ($\blacksquare$) $I=100$ A, $z=6,0$ mm, ($\bullet$) $I=80$ A, $z=6,5$ mm. Linia ciągła pokazuje czasowy kształt impulsu laserowego. Niepewności pomiarowe poszczególnych punktów wynoszą: temperatury ok. 4%, koncentracji elektronów ok. 3%.

promieniowania przez plazmę zwiększa się. Temperatura rośnie aż do momentu, gdy chwilowe natężenie światła w impulsie osiąga wartość maksymalną. Później temperatura maleje, co jest spowodowane chłodzeniem elektronów

Można zauważyć, że przy dużej energii, w początkowej fazie impulsu lasera, wzrost temperatury elektronowej w czasie jest prawie liniowy. Wynika to z faktu, że na tym etapie proces podgrzewania elektronów dominuje nad procesami chłodzenia. Niezaburzonym pomiarem wartości temperatury plazmy można próbować wyznaczyć dokonując liniowej ekstrapolacji T_e do początku impulsu lasera, $\Delta t \approx -6$ ns (rys. 8.15).

W przypadku pomiarów, których dotyczą wykresy 8.14, taka ekstrapolacja dała następujące wyniki: 12 800 K ($\bullet$), 14 000 K ($\blacksquare$), 15 800 K ($\blacktriangle$). Uzyskane w ten sposób wartości są zbliżone do wartości odpowiadających stanowi LRT dla wyznaczonych



Rys. 8.15. Liniowa ekstrapolacja do początku impulsu lasera temperatury elektronowej otrzymanej z widm RT rejestrowanych z czasową rozdzielczą. Pomiaru dokonano przy energiach impulsu lasera wynoszącej 50 mJ w plazmie argonowej przy $I=100$ A, $z=4,0$ mm nad wierzchołkiem katody. Linia ciągła pokazuje czasowy przebieg natężenia światła w wiązce lasera.

wcześniej koncentracji elektronów, odpowiednio: 12 500 K, 13 100 K, 13 900 K. Dokładność takiej metody wyznaczenia temperatury elektronowej jest spowodowana przede wszystkim ograniczoną zdolnością rozdzielczą pomiaru widm thomsonowskich (około 2 ns), oraz dość niepewnym ustaleniem czasu rozpoczęcia impulsu lasera. Dlatego trudno jest ustalić niepewność pomiarową. Na podstawie analizy otrzymanych wykresów można oszacować niepewność statystyczną wyznaczenia temperatury na około $\pm 5\%$. Dodatkowo, z powodu uproszczenia modelu podgrzewania elektronów, otrzymane wyniki obarczone są niepewnością systematyczną, którą można oszacować na $+2\% / - 5\%$.

8.1.5 Wnioski

Metoda rozpraszania Thomsona w zastosowaniu do plazmy łukowej daje wiarygodne wyniki dotyczące n_e , pod warunkiem, że nanosekundowe impulsy laserowe charakteryzują się małą gęstością energii (poniżej 100 J/cm^2).

Elektrony natomiast zostają w mniejszym lub większym stopniu podgrzane. W warunkach plazmy łukowej efektu tego nie udaje się zlikwidować poprzez zmniejszenie energii impulsu laserowego. Jedynym sposobem jest ekstrapolacja wyników do zerowej energii lasera, która niestety prowadzi do zawyżonych wartości T_e . W celu

uzyskania wiarygodnej wartości T_e konieczna jest weryfikacja stopnia zaburzenia plazmy na zasadzie badania przestrzennej i/lub czasowej ewolucji parametrów plazmy odpowiednio w przekroju wiązki laserowej i w trakcie impulsu laserowego.

Wyniki przeprowadzonych pomiarów potwierdziły przewidywania magnetohydrodynamicznego modelu podgrzewania plazmy impulsem lasera opracowanej przez Murphy'ego. Impuls lasera zaburza stan plazmy – wzrost temperatury elektronicznej plazmy zmienia się zarówno w ramach przekroju wiązki lasera, jak i w czasie trwania impulsu. Wzrost T_e jest nieliniową funkcją energii impulsu lasera, dlatego stosowana dotychczas metoda korekty otrzymanej wartości T_e na efekt podgrzewania w przypadku plazmy termicznej jest oparta na błędnym założeniu, przez co często może prowadzić do wartości zawyżonych. Taka błędna interpretacja wyników pomiarów doprowadziła np. do błędnych wniosków odnośnie stanu równowagi plazmy termicznej [5, 68, 69].

8.2 Pomiary parametrów Starkowskich linii widmowych Ar I i Ne I

8.2.1 Pomiary profili linii widmowych

Przeprowadzono eksperymenty mające na celu pomiary parametrów Starkowskich, tj. rozszerzenia i przesunięcia kilku linii widmowych atomowego argonu w czystej plazmie argonowej oraz atomowego neonu w plazmie argonowo-neonowej. Pomiary wykonano w plazmie łukowej pod ciśnieniem atmosferycznym. Wyjątkowość tego eksperymentu polegała na jednoczesnym zastosowaniu dwóch laserowych technik doświadczalnych: zdegenerowanego mieszania czterech fal do pomiaru profili linii widmowych oraz rozpraszania Thomsona do wyznaczania parametrów plazmy w badanym obszarze.

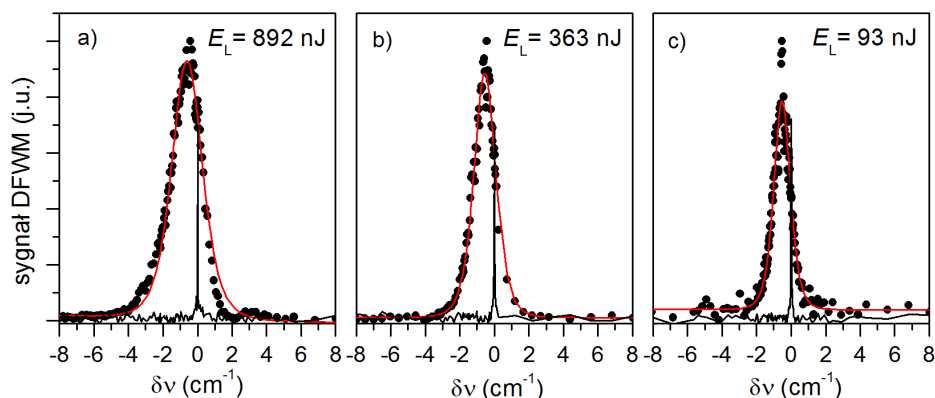
W przypadku argonu badano linię przejścia $4p'-4s$, a w przypadku neonu cztery linie należące do przejść $3s, 3s'-3p$. W tabeli 8.1 zawarto podstawowe informacje o tych liniach widmowych, a odpowiednie przejścia zaznaczono na schematach poziomów energetycznych argonu (rys. B.1) i neonu (rys. B.2) w dodatku B.

Tablica 8.1. Badane linie widmowe

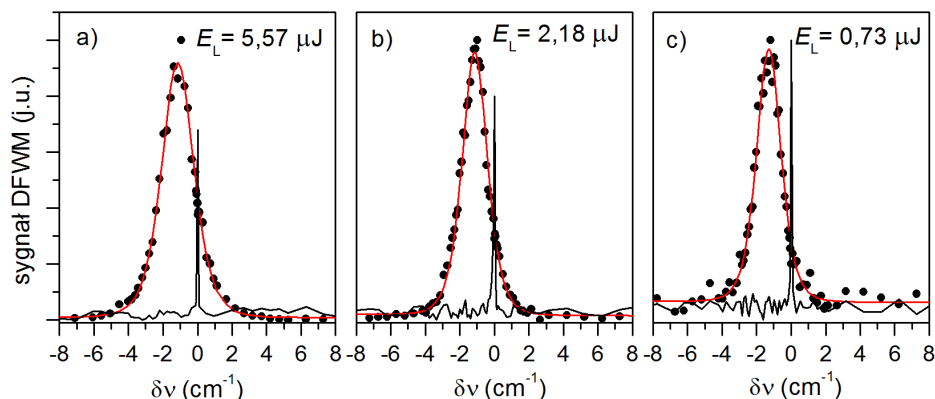
	λ (nm)	Konfiguracje poziomów przejścia	Termy/Multiplet	$J_i - J_k$	$E_i - E_k$ (cm ⁻¹)
Ar I	696.543	$3s^2 3p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 4s - 3s^2 3p^5 ({}^2P_{1/2}^\circ) 4p$	$2[3/2]^\circ - {}^2[1/2]$	2 - 1	93 143.76 - 107 496.42
Ne I	638.299	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3s - 2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3p$	$2[3/2]^\circ - {}^2[3/2]$	1 - 1	134 459.29 - 150 121.59
Ne I	640.225	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3s - 2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3p$	$2[3/2]^\circ - {}^2[5/2]$	2 - 3	134 041.84 - 149 657.04
Ne I	692.947	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{1/2}^\circ) 3s' - 2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3p$	$2[1/2]^\circ - {}^2[3/2]$	1 - 2	135 888.72 - 150 315.86
Ne I	703.241	$2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3s - 2s^2 2p^5 ({}^2P_{3/2}^\circ) 3p$	$2[3/2]^\circ - {}^2[1/2]$	2 - 1	134 041.84 - 148 257.79

Dla każdej linii widmowej wykonano osobną serię pomiarów profilu linii w danych warunkach plazmy przy coraz to mniejszej energii impulsów lasera aż do osiągnięcia stałej szerokości profilu, dzięki czemu wyeliminowano poszerzenie mocą. Badaną plazmę, ze względu na jej mały promień (kilka mm), można traktować jako optycznie cienką, co pozwala na pominięcie wpływu samo-absorpcji wiązki sygnałowej.

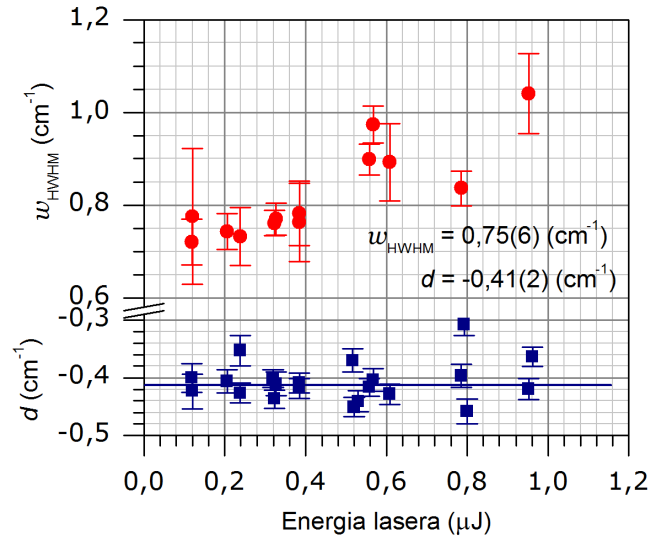
Szerokości każdej linii w_{dfwm} oraz jej przesunięcia Starkowskie d wyznaczano poprzez dopasowanie do danych eksperymentalnych profilu Lorentza podniesionego do potęgi trzeciej, zgodnie z przedstawionym wcześniej modelem teoretycznym (wzór 4.25). Jeżeli miała być dokonywana korekta szerokości profilu na poszerzenie doplerowskie, to do danych eksperymentalnych dopasowywano zwykły profil Lorentza.



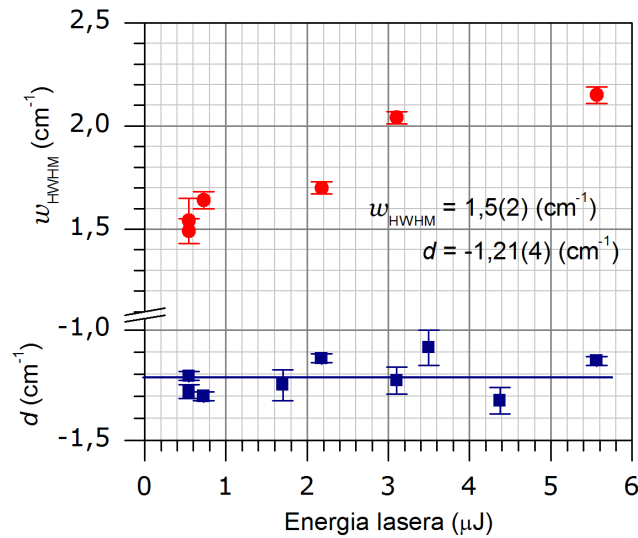
Rys. 8.16. Profile linii widmowej Ne I 640,22 nm zmierzone metodą ZM4F wraz z dopasowanym profilem Lorentza. Zero skali liczby falowej odpowiada położeniu sygnału z urządzenia optogalwanicznego (linia ciągła). Pomiarów dokonano w warunkach: $I_{\text{luku}}=120$ A, Ne:Ar=1:1, w obszarze położonym 2,5 mm nad katodą, dla różnych energii impulsu lasera E_L . Diagnostyka plazmy przeprowadzona metodą RT: $T_e = 22000$ K, $n_e = 1,05 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Szerokość dopplerowska $w_D = 0,37 \text{ cm}^{-1}$. Dopasowane parametry profili, przesunięcie i szerokość (FWHM): a) $d = -0,60(1) \text{ cm}^{-1}$, $w_{\text{dfwm}} = 2,03(5) \text{ cm}^{-1}$, b) $d = -0,54(1) \text{ cm}^{-1}$, $w_{\text{dfwm}} = 1,44(4) \text{ cm}^{-1}$, c) $d = -0,52(1) \text{ cm}^{-1}$, $w_{\text{dfwm}} = 1,08(4) \text{ cm}^{-1}$.



Rys. 8.17. Profile linii widmowej Ar I 696,54 nm zmierzone metodą ZM4F wraz z dopasowanymi profilami Lorentza. Zero skali liczby falowej odpowiada położeniu sygnału z urządzenia optogalwanicznego (linia ciągła). Pomiarów dokonano w czystej plazmie Ar w obszarze położonym 4 mm nad katodą, przy $I_{\text{luku}}=100$ A, dla różnych energii impulsu lasera. Diagnostyka plazmy przeprowadzona metodą RT: $T_e = 18\,600 \text{ K} (\pm 500 \text{ K})$, $n_e = (0,77 \pm 0,02) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Szerokość dopplerowska $w_D = 0,22 \text{ cm}^{-1}$. Dopasowane parametry profili, przesunięcie i szerokość (FWHM): a) $d = -1,13(1) \text{ cm}^{-1}$, $w_{\text{dfwm}} = 2,10(6) \text{ cm}^{-1}$, b) $d = -1,13(1) \text{ cm}^{-1}$, $w_{\text{dfwm}} = 1,64(4) \text{ cm}^{-1}$, c) $d = -1,29(2) \text{ cm}^{-1}$, $w_{\text{dfwm}} = 1,61(6) \text{ cm}^{-1}$.



Rys. 8.18. Zależności zmierzonych szerokości i przesunięcia profilu linii widmowej Ne I 640,22 nm od energii impulsu laserowego. Pomiarów dokonano w warunkach: $I_{\text{luku}}=110$ A, Ne:Ar=1:1, w obszarze położonym 2 mm nad katodą, dla różnych energii impulsu lasera E_L . Diagnostyka plazmy przeprowadzona metodą RT: $T_e = 17\,700$ K (+500 K/–1000 K), $n_e = (1,1 \pm 0,02) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.



Rys. 8.19. Zależności zmierzonych szerokości i przesunięcia profilu linii widmowej Ar I 696,5 nm od energii impulsu laserowego. Pomiary przeprowadzono w czystej plazmie argonowej w obszarze położonym 4 mm nad katodą, przy $I_{\text{luku}}=100$ A, dla różnych energii impulsu lasera. Diagnostyka plazmy przeprowadzona metodą RT: $T_e = 18\,600$ K (+500 K/–1000 K), $n_e = (0,77 \pm 0,02) \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

Przesunięcie linii było mierzone względem sygnału optogalwanicznego z katody wnękowej zawierającej badany gaz pod niskim ciśnieniem. Na rys. 8.16 przedstawiono przykładowe profile linii 640,22 nm Ne I, a na rys. 8.17 – linii 696,543 nm Ar I.

Na rys. 8.18 i 8.19 przedstawiono wykresy zależności zmierzonych szerokości i przesunięć profili linii od energii impulsu laserowego dla linii widmowej Ar I i wybranej linii Ne I. Jak widać przesunięcia starkowskie nie zależą od energii lasera, a przy małych energiach impulsu brak jest poszerzenia mocą.

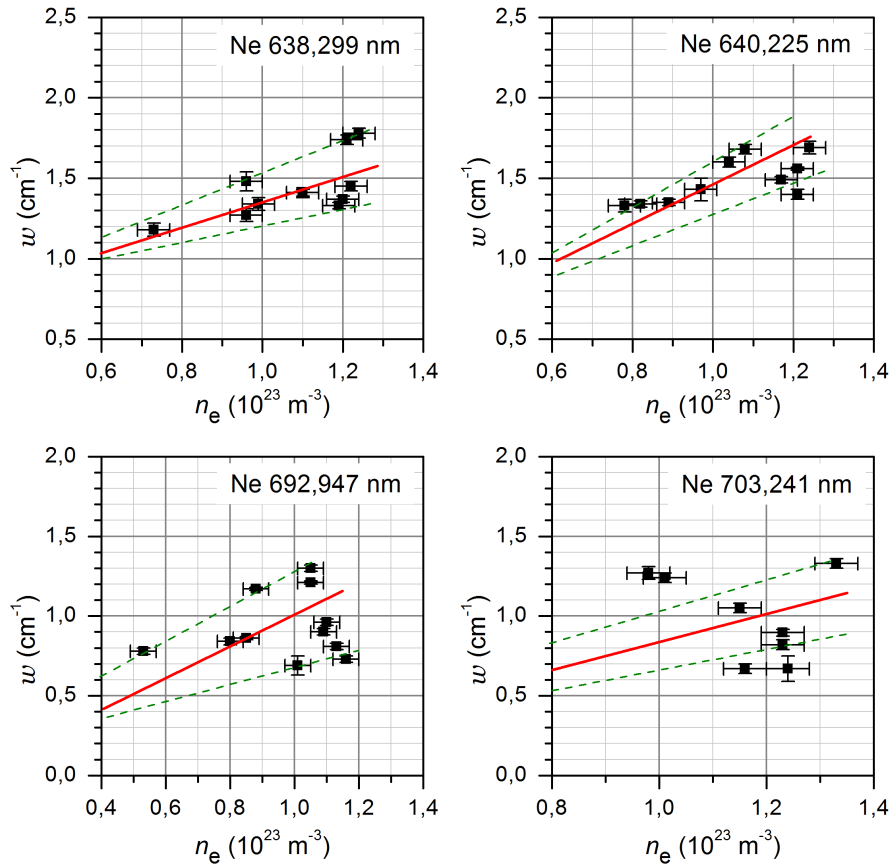
8.2.2 Szerokości starkowskie

Dokonywano korekty szerokości starkowskiej profilu na poszerzenie Dopplera według procedury opisanej w rozdziale 4.4. Szerokość dopplerowską w_D profilu obliczano na podstawie temperatury wyznaczonej metodą RT. W zakresie temperatur od 10000 K do 20000 K zawiera się ona w przedziale od $0,23 \text{ cm}^{-1}$ do $0,35 \text{ cm}^{-1}$ dla neonu oraz w przedziale od $0,16 \text{ cm}^{-1}$ do $0,23 \text{ cm}^{-1}$ dla argonu. W tabeli 8.2 zamieszczono przykładowe wyniki cząstkowe i oraz końcową wartość szerokości starkowskiej w (FWHM).

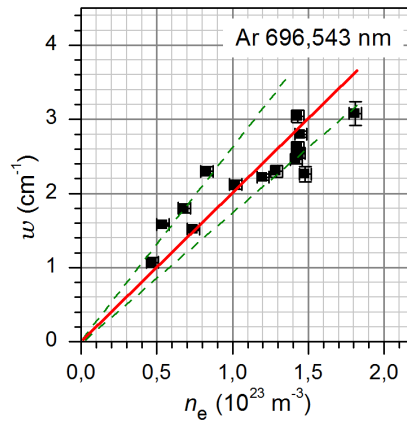
Tablica 8.2. Korekta szerokości starkowskich na poszerzenie dopplerowskie. Wszystkie szerokości wyrażone w (cm^{-1}). Opis w tekście.

Przejście λ (nm)	w_{dfwm}	T_e (K)	w_D	w_{dfwm}/w_D	w/w_{dfwm}	w (FWHM)
Ne I 640.225	0,75	15000	0,31	2,4	1,78	1,34
Ar I 696.543	1,10	18000	0,22	5,0	1,95	2,15

Wykresy na rys. 8.20 i 8.21 przedstawiają zależność wyznaczonej eksperymentalnie szerokości starkowskiej w (FWHM) badanych linii widmowych Ne I i Ar I od koncentracji elektronów n_e w plazmie. Zależności te są w przybliżeniu liniowe, a znormalizowane poszerzenie Starka linii jest równe współczynnikowi nachylenia prostej dopasowanej do punktów doświadczalnych. Wyznaczone w ten sposób znormalizowanie do koncentracji $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ szerokości starkowskie d_N badanych linii widmowych przedstawia tabela 8.3. W tabeli tej zestawiono również wyniki raportowane w innych pracach. Porównano również zmierzone szerokości Starka z wartościami teoretycznymi w_{teor} obliczonymi przez Griema [35].



Rys. 8.20. Szerokości starkowskie w (FWHM) linii widmowych Ne I w zależności od koncentracji elektronów. Pomiary wykonano w plazmie Ne:Ar=1:1.



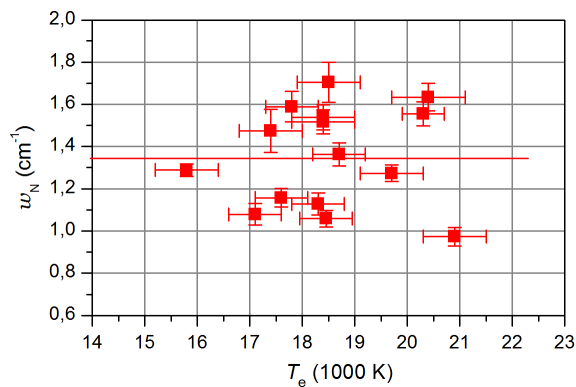
Rys. 8.21. Szerokości starkowskie w (FWHM) linii widmowej Ar I w zależności od koncentracji elektronów. Pomiary wykonano w czystej plazmie argonowej.

Tablica 8.3. Szerokości starkowskie (FWHM) linii widmowych Ar I i Ne I w_N (cm^{-1}) znormalizowane do $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Wyniki porównano z wartościami w_{th} obliczonymi przez Griema [35] oraz wynikami pomiarów uzyskanych przez innych autorów (Ref.). Tp oznacza wyniki otrzymane przez autora niniejszej pracy.

Przejście, λ (nm)	n_e (10^{23} m^{-3})	T_e (K)	w_N (cm^{-1})	w_N/w_{th}	Ref.
Ar I 696.543	0.45 – 1.85	11000 – 20000	2.03(9)		Tp
	0.70 – 2.0	12760 – 18560	2, 2(2)		[12, 21]
	0.38	13000	1.79		[19]
	0.5 – 2.0	10000 – 26000	2.4		[26]
	0.67 – 0.71	15600 – 16200	1.69		[49]
	0.1 – 0.8	9600 – 12200	2.2		[62]
Ne I 638.299	0.73 – 1.25	10200 – 20050	1.11(6)		Tp
	0.67 – 0.88	33000 – 36500	1.11		[48]
	0.5 – 1.25	11600 – 13600	0.81		[54]
	0.15 – 1.40	10000 – 25000	1.47		[63]
	0.39 – 1.42	27700 – 35000	1.35		[64]
	0.07 – 1.85	13900 – 20700	1.08(17)		[74]
Ne I 640.225	0.78 – 1.24	17400 – 20900	1.35(4)	1.09	Tp
	0.48	33000	1.58	1.01	[39]
	0.67 – 0.88	33000 – 36500	1.25 – 1.31	0.76 – 0.84	[48]
	0.15 – 1.40	10000 – 25000	1.61 – 2.44	1.14 – 2.20	[63]
	0.39 – 1.42	27700 – 35000	1.18 – 1.79	0.73 – 1.21	[64]
	0.07 – 1.85	13900 – 20700	1.15(40)	0.92	[74]
Ne I 692.947	0.53 – 1.16	11100 – 20800	1.12(6)	0.82	Tp
	0.48	33000	1.56	0.89	[39]
	0.4 – 2.1	11600	0.83	0.75	[47]
	0.67 – 0.88	33000 – 36500	1.18	0.66	[48]
	0.07 – 1.85	13900 – 20700	1.125(113)	0.83	[74]
Ne I 703.241	0.98 – 1.33	12100 – 18500	0.94(6)	1.07	Tp
	0.48	33000	1.26	0.91	[39]
	0.67 – 0.88	33000 – 36500	1.29 – 1.33	0.88 – 0.95	[48]
	0.15 – 1.40	10000 – 25000	1.09 – 1.94	0.98 – 2.48	[63]
	0.07 – 1.85	13900 – 20700	0.95(11)	0.90	[74]

Jak widać, wyznaczone w niniejszej pracy szerokości starkowskie linii argonu i neonu są zgodne z wynikami innych badaczy. Najlepsza zgodność występuje z wynikami uzyskanymi przez Bratasza i Dzierżę [12, 21], którzy zarówno pomiarów profilu starkowskiego, jak i diagnostyki plazmy, dokonywali metodą ZM4F. W przypadku neonu, najlepszą zgodność uzyskano z wynikami otrzymanymi przez del Valla [74] w zbliżonym przedziale temperatury oraz z wynikami Milosavljevića [48], choć te ostatnie otrzymano dla wyższych temperatur plazmy. Zmierzone przez autora niniejszej pracy szerokości starkowskie są też zgodne z szerokościami obliczonymi teoretycznie – różnice wynoszą około 10%.

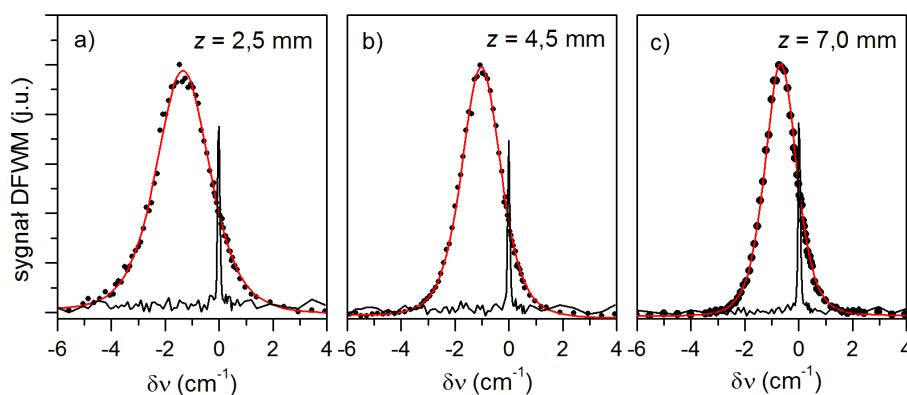
Zbadano również zależność znormalizowanej szerokości starkowskiej w_N od temperatury T_e . Przykładowy wykres dla linii 640,225 nm Ne I przedstawiono na rys. 8.22. W badanym zakresie temperatury nie występuje żadna wyraźna korelacja pomiędzy tymi parametrami.



Rys. 8.22. Znormalizowana do koncentracji $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ szerokość starkowska w_N linii widmowej Ne I 640,225 nm w zależności od temperatury plazmy.

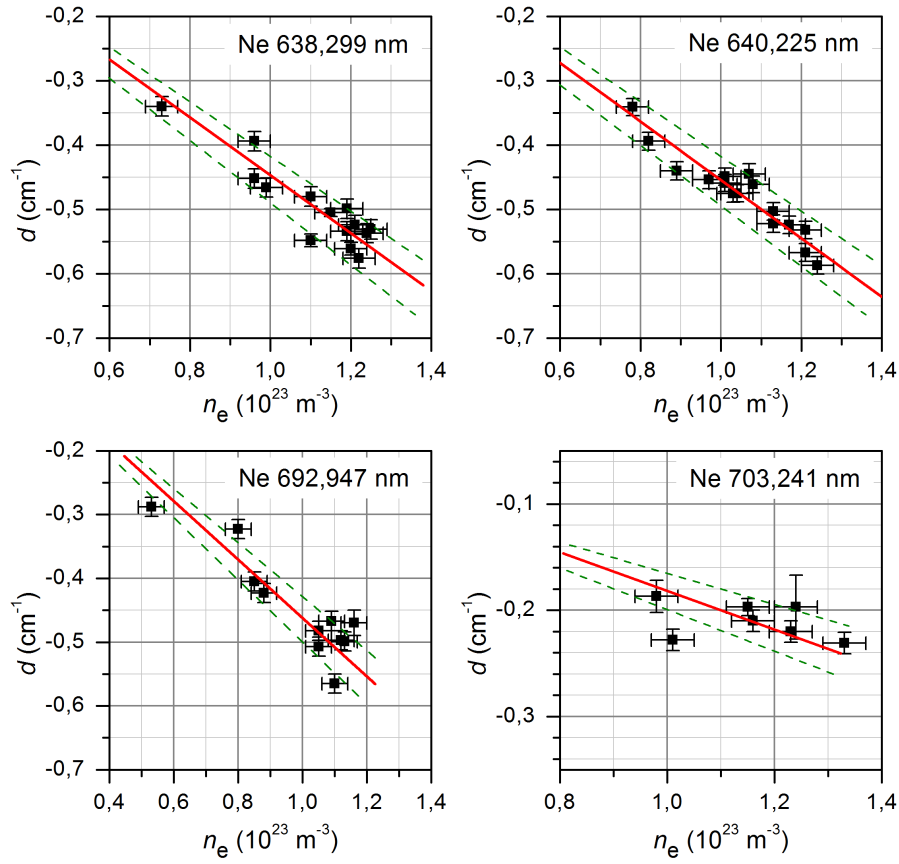
8.2.3 Przesunięcia starkowskie

Zarejestrowane profile DFWM pozwoliły także na analizę przesunięć starkowskich w zależności od parametrów plazmy. Aby otrzymać dobry stosunek sygnału do szumu, a co za tym idzie również lepsze dopasowanie profilu teoretycznego do zmierzzonego, pomiary wykonano przy większym natężeniu wiązek laserowych, czyli przy większym poszerzeniu mocą. Nie miało to jednak wpływu na wielkość przesunięcia Starka. Parametry plazmy zmieniano poprzez zmianę natężenia prądu, odległości badanego miejsca od katody łuku lub zmianę stosunku Ar do Ne mieszaniny gazu. Przykładowe zarejestrowane profile linii widmowej 696,543 nm Ar I przedstawiono na rys. 8.23. Widoczna jest czułość metody na parametry plazmy T_e i n_e . Wraz z ich zmianą ulegają zmianie również szerokość i przesunięcie profilu.

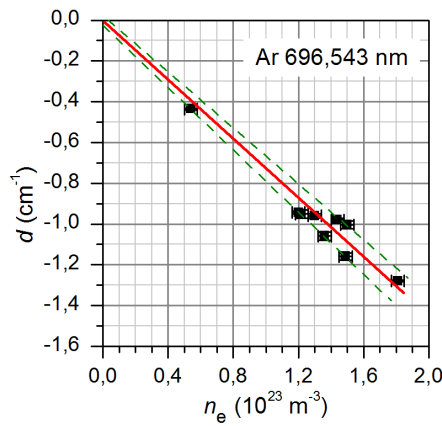


Rys. 8.23. Profile linii widmowej Ar I 696,54 nm zmierzone metodą ZM4F w różnych warunkach w plazmie przy małej energii impulsu laserowego ($I \ll I_{\text{sat}}$). Pomiary dokonano w czystej plazmie Ar, na osi łuku, w różnych odległościach z od katody, przy $I_{\text{łuku}} = 100$ A. Zero skali liczby falowej odpowiada położeniu sygnału z urządzenia optogalwanicznego (linia ciągła), linia ciągła czerwona to dopasowane profile Lorentza.

Wykresy na rys. 8.24 i 8.25 przedstawiają zależność wyznaczonego eksperymentalnie przesunięcia starkowskiego d badanych linii widmowych Ne I i Ar I od koncentracji elektronów n_e w plazmie. Zależności te są w przybliżeniu liniowe, a znormalizowane przesunięcie Starka linii jest równe współczynnikowi nachylenia prostej dopasowanej do punktów doświadczalnych. Wyznaczone w ten sposób znormalizowanie do koncentracji $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ przesunięcia starkowskie d_N badanych linii widmowych przedstawia tabela 8.4.



Rys. 8.24. Wartość przesunięcia starkowskiego d linii widmowych Ne I w zależności od koncentracji. Pomiary wykonano w plazmie Ne:Ar=1:1.



Rys. 8.25. Wartość przesunięcia starkowskiego d linii widmowej Ar I w zależności od koncentracji. Pomiary wykonano w czystej plazmie argonowej.

Tablica 8.4. Przesunięcia starkowskie linii Ar I i Ne I d_N (cm^{-1}) znormalizowane do koncentracji $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Wyniki porównano z wartościami d_{th} obliczonymi przez Griema [35] oraz wynikami pomiarów uzyskanych przez innych autorów (Ref.). Tp oznacza wyniki otrzymane przez autora niniejszej pracy.

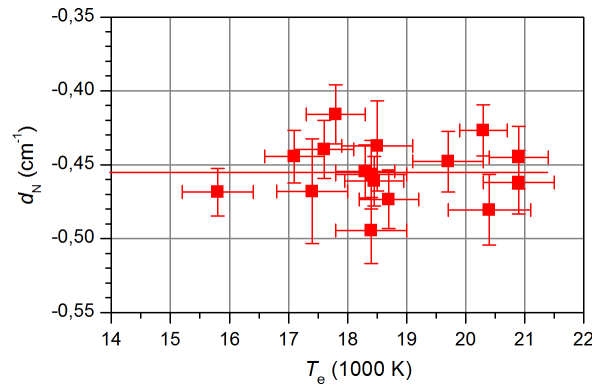
Przejście, λ (nm)	n_e (10^{23} m^{-3})	T_e (K)	d_N (cm^{-1})	d_N/d_{th}	Ref.
Ar I 696.543	0.54 – 1.81	12450 – 23000	–0.72(2)		Tp
	0.25 – 0.98	13500 – 26500	–0.54(2)		[3]
	0.7 – 2.0	12300 – 20000	–0.747(3)		[12]
	0.33 – 0.55	13000 – 17000	–0.62(6)		[18]
	0.6 – 2.0	12000 – 20000	–0.733(29)		[21]
	0.5 – 2.0	10000 – 26000	–0.68		[26]
	0.67 – 0.71	15600 – 16200	–0.58		[49]
Ne I 638.299	0.1 – 0.8	9600 – 12200	–0.77		[62]
	0.73 – 1.25	10200 – 20050	–0.45(3)		Tp
	0.15 – 1.40	10000 – 25000	–0.49		[63]
	0.39 – 0.56	27700 – 28000	–0.21		[64]
Ne I 640.225	0.07 – 1.85	13900 – 20700	–0.37(6)		[74]
	0.78 – 1.24	17400 – 20900	–0.43(3)	1.06	Tp
	0.15 – 1.40	10000 – 25000	–0.42	0.77 – 1.14	[63]
	0.56 – 1.41	28000 – 35200	–0.24	0.47 – 0.79	[64]
Ne I 692.947	0.07 – 1.85	13900 – 20700	–0.415(50)	0.97	[74]
	0.53 – 1.16	11100 – 20800	–0.46(4)	1.59	Tp
	0.4 – 2.1	11600	–0.562(124)	1.88	[47]
	0.07 – 1.85	13900 – 20700	–0.381(34)	1.33	[74]
Ne I 703.241	0.98 – 1.33	12100 – 18500	–0.18(2)	1.32	Tp
	0.15 – 1.40	10000 – 25000	–0.166	1.02 – 1.42	[63]
	0.07 – 1.85	13900 – 20700	–0.150(17)	1.08	[74]

Wyznaczone w tej pracy przesunięcia starkowskie badanych linii neonu oraz argonu są zgodne z wynikami opublikowanymi przez innych badaczy. Tak, jak to miało miejsce w przypadku szerokości starkowskich linii argonu, tak i tutaj, najlepsza zgodność jest z wynikami uzyskanymi przez Bratasza i Dzierżęę [12, 21], a także z przesunięciem zmierzonym przez Evansa i Tankina [26]. Rezultaty otrzymane dla linii neonu, są najbardziej zbliżone do wyników Purića [63]. Nie są jednak zgodne z wynikami obliczeń teoretycznych – są od 1,06 do 1,6 razy większe.

Zbadano również zależność znormalizowanego przesunięcia starkowskiego d_N od temperatury T_e . Przykładowy wykres dla linii 640,225 nm Ne I przedstawiono na rys. 8.26. W badanym zakresie temperatury nie występuje żadna wyraźna korelacja pomiędzy tymi parametrami.

8.2.4 Wnioski

Przedstawione wyniki pomiarów parametrów starkowskich linii Ar I i kilku linii widmowych Ne I dobrze zgadzają się z wynikami uzyskanymi przez innych badaczy, mimo tego, że otrzymano je techniką całkowicie odmienną od powszechnie



Rys. 8.26. Znormalizowane do koncentracji $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ przesunięcie Starkowskie d_N linii widmowej Ne I 640,22 nm w zależności od temperatury plazmy.

stosowanych metod spektroskopii emisyjnej. Szczególnie dobre wyniki otrzymano w przypadku przesunięć Starka. Wyniki pomiarów pokazały, że zastosowanie technik ZM4F i rozpraszania Thomsona może dać wiarygodne rezultaty w przypadku plazmy termicznej. Zastosowane techniki przewyższają techniki spektroskopii emisyjnej tam, gdzie mamy do czynienia z ośrodkami silnie niejednorodnymi oraz w sytuacjach, w których efekt Dopplera ma istotny wpływ na profil linii. Duże znaczenie ma z pewnością fakt, że oba eksperymenty, tj. pomiar profilu linii metodą ZM4F oraz diagnostyka plazmy za pomocą rozpraszania Thomsona, przeprowadzano jednocześnie, co zredukowało wpływ ewentualnych niestabilności źródła plazmowego na wyniki pomiarów.

Rozdział 9

Podsumowanie

Zasadniczym celem niniejszej pracy doktorskiej było zastosowanie dwóch metod spektroskopii laserowej do wyznaczenia parametrów Starka linii widmowych.

Zbudowano układ doświadczalny do pomiaru profili starkowskich linii widmowych w plazmie termicznej metodą zdegenerowanego mieszania czterech fal. Zbudowano również układ eksperymentalny do diagnostyki plazmy termicznej metodą rozpraszania Thomsona. Niewątpliwymi zaletami zbudowanych układów jest dobra, zarówno przestrzenna, jak i spektralna zdolność rozdzielcza. Na uwagę zasługuje fakt, że obie te metody stosowano jednocześnie, co znacząco redukuje wpływ ewentualnych niestabilności źródła plazmowego na wyniki pomiarów.

Oprócz tego napisano programy komputerowe do sterowania eksperymentem i akwizycji danych pomiarowych. Na potrzeby tych, a także przyszłych badań, opracowano metodologię obróbki danych pomiarowych wraz z odpowiednim oprogramowaniem. Oprogramowanie to pozwala m. in. na dokonywanie inwersji Abela danych wysumowanych po kierunku obserwacji, wyznaczanie parametrów plazmy – koncentracji elektronów i temperatury elektronowej – poprzez dopasowanie funkcji gęstości spektralnej do zarejestrowanych widm rozpraszania Thomsona oraz wyznaczanie parametrów starkowskich linii widmowych na podstawie zmierzonych profili.

Wykonano systematyczne pomiary widm rozpraszania Thomsona w plazmie argonowej. Pomiary przeprowadzono dla różnych warunków panujących w plazmie i przy różnych energiach impulsu laserowego. Widma RT mierzono zarówno w czasie trwania całego impulsu laserowego, jak i w trybie sekwencyjnym, z krótką bramką kamery ICCD, przesuwaną względem impulsu lasera. Na podstawie otrzymanych wyników zbadano zarówno przestrzenną (w przekroju wiązki laserowej), jak i czasową (w trakcie impulsu laserowego) ewolucję parametrów plazmy. Pozwoliło to zweryfikować stopień zaburzenia plazmy promieniowaniem lasera. Przeprowadzono również numeryczne symulacje procesu podgrzewania elektronów wiązką laserową, co umożliwiło lepsze zrozumienie przebiegu tego procesu.

Wyniki doświadczeń nad rozpraszaniem Thomsona potwierdziły przewidywania teorii Murphy'ego, opartej na modelu hydrodynamicznym oddziaływania impulsu laserowego z plazmą termiczną. Badania te pozwoliły także opracować wiarygodną metodę doświadczalnej weryfikacji wpływu lasera próbkującego na stan plazmy.

Wreszcie, wyznaczono parametry starkowskie linii 696,5 nm Ar I i kilku linii widmowych Ne I techniką całkowicie odmienną od powszechnie stosowanych metod spektroskopii emisyjnej. Wyniki tych pomiarów pokazały, że zastosowanie technik ZM4F i rozpraszania Thomsona daje wiarygodne rezultaty. Szczególnie dobre wyniki otrzymano w przypadku przesunięć Starka. Wyniki te uzupełniają istniejące wyniki eksperymentalne. Ponadto, zastosowane techniki przewyższają techniki spektroskopii emisyjnej wszędzie tam, gdzie mamy do czynienia z ośrodkami silnie niejednorodnymi oraz w sytuacjach, w których efekt Dopplera ma istotny wpływ na profil linii.

Podsumowując, można stwierdzić, że postawione w niniejszej pracy cele zostały osiągnięte. Dokonano pomiarów stałych atomowych oraz zdobyto wiedzę o interesującym procesie fizycznym, jakim jest oddziaływanie promieniowania laserowego z plazmą. Wymiernymi korzyściami płynącymi z tej pracy są niewątpliwie zbudowane układy eksperymentalne oraz oprogramowanie komputerowe umożliwiające przeprowadzenie eksperymentu i opracowanie danych pomiarowych.

Spis oznaczeń

1. Skróty:

- LRT – lokalna równowaga termodynamiczna
- cLRT – częściowa lokalna równowaga termodynamiczna
- RT – rozpraszanie Thomsona
- M4F – mieszanie czterech fal
- ZM4F – zdegenerowane mieszanie czterech fal
- FS-ZM4F – fazowo sprzężone zdegenerowane mieszanie czterech fal

2. Parametry plazmy:

- n_e – koncentracja elektronów (m^{-3})
- n_i – koncentracja jonów (m^{-3})
- T_e – temperatura elektronowa (K)
- T_i – temperatura jonowa (K)
- ω_p – częstość plazmowa (rad/s)
- λ_D – długość Debye'a (m)
- Z – ładunek jonu (e)
- m_i – masa jonu (kg)
- v_e – średnia szybkość termiczna elektronów (m/s)
- v_i – średnia szybkość termiczna jonów (m/s)

3. Stałe fizyczne:

- c – szybkość światła w próżni (299 792 458 m/s)
- e – ładunek elementarny ($1,602 \cdot 10^{-19}$ C)
- h – stała Plancka ($6,6261 \cdot 10^{-34}$ J·s)
- k_B – stała Boltzmanna ($1,3807 \cdot 10^{-23}$ J/K)
- m_e – masa spoczynkowa elektronu ($9,109 \cdot 10^{-31}$ kg)
- r_e – klasyczny promień elektronu ($2,818 \cdot 10^{-15}$ m)
- ε_0 – przenikalność elektryczna próżni ($8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m)

4. Funkcje i parametry teoretyczne:

w	– szerokość starkowska linii
d	– przesunięcie starkowskie linii
I_{sat}	– natężenie saturacyjne
μ	– moment dipolowy przejścia
ΔN_0	– różnica obsadzeń pomiędzy poziomami badanego przejścia przy braku wiązek laserowych
S_0	– parametr nasycenia
Γ	– stała zaniku populacji
γ	– stała zaniku koherencji
δ	– bezwymiarowa wielkość odstrojenia wiązki laserowej od częstości rezonansowej przejścia (wyrażona w jednostkach jednolitej szerokości półkowej)
I	– natężenie wiązki
α	– parametr rozpraszania Thomsona
σ_T	– przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona
$S(\vec{k}, \omega)$	– funkcja gęstości spektralnej widma rozpraszania thomsonowskiego
x_e	– bezwymiarowy parametr przesunięcia częstotliwości – szybkość dla elektronów
x_i	– bezwymiarowy parametr przesunięcia częstotliwości – szybkość dla jonów
$W(x)$	– funkcja dyspersji plazmy

5. Parametry eksperymentalne:

λ_0	– długość fali światła lasera (m)
λ_s	– długość fali światła rozproszonego (m)
θ	– kąt rozproszenia (pomiędzy kierunkiem wiązki z lasera a kierunkiem obserwacji)
k	– wartość wektora rozproszenia (m^{-1})
ω	– częstość $2\pi c/\lambda$ (rad/s)
E_L	– energia impulsu światła z lasera (J)
L	– długość obserwowanego obszaru oddziaływania wiązki lasera z plazmą (m)
A	– pole przekroju poprzecznego wiązki lasera w przewężeniu (m^2)
Ω	– kąt bryłowy (sr)
P_L	– moc lasera (W)
P_s	– moc światła rozproszonego (W)

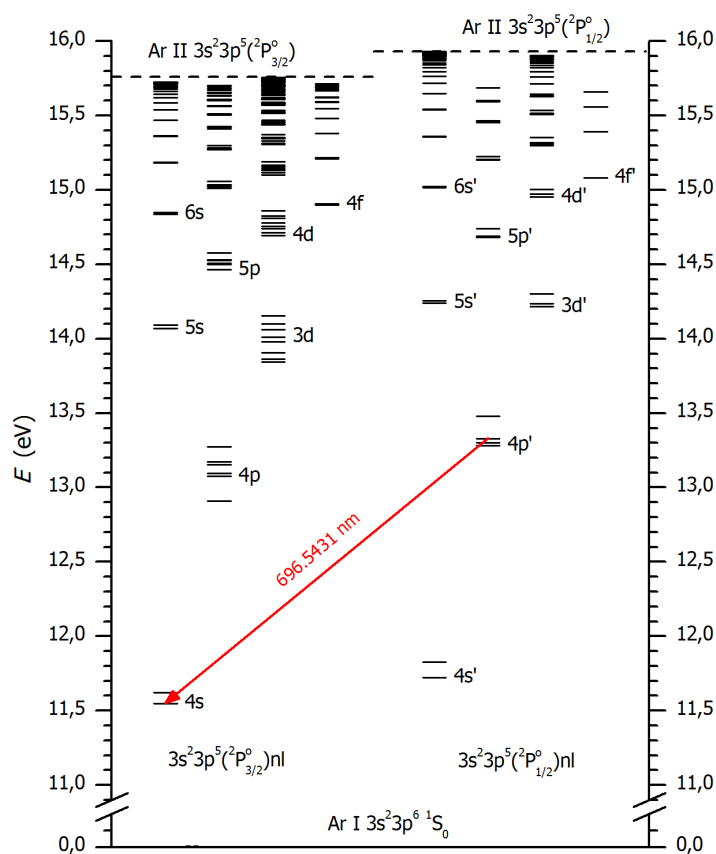
Dodatek A

Neon i argon -właściwości fizykochemiczne

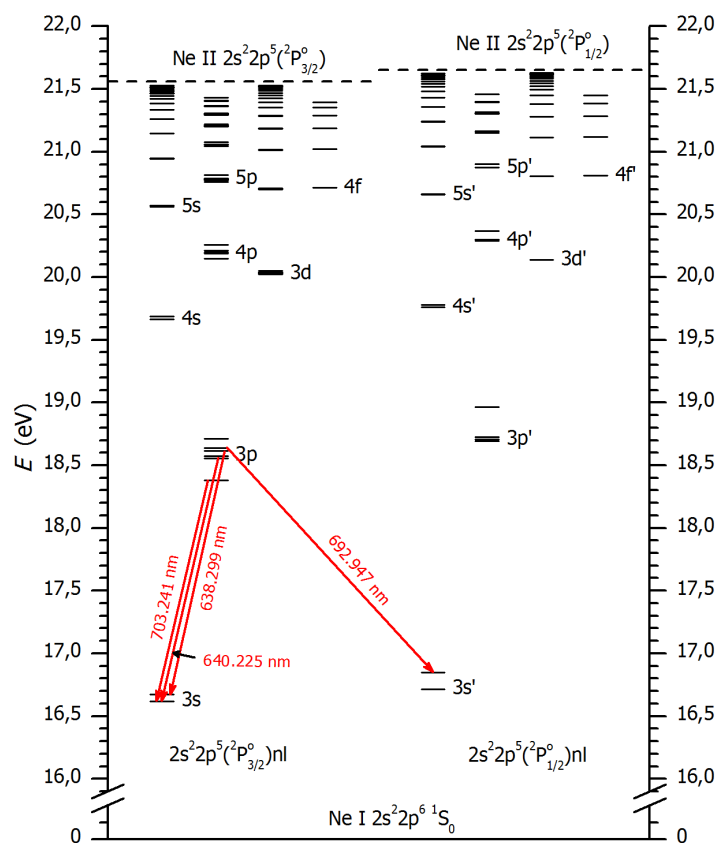
Pierwiastek	Neon	Argon
Symbol chemiczny	Ne	Ar
Liczba atomowa	10	18
Masa atomowa (u)	20,1797	39,941
Odkrywcy	W. Ramsay M. W. Travers	Lord Rayleigh W. Ramsay
Rok odkrycia	1898	1894
Promień atomowy (pm)	51	88
Promień kowalencyjny (pm)	71	98
Konfiguracja elektronowa stanu podstawowego	$1s^2 2s^2 2p^6$	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$
Stopień utleniania	0	0
Temperatura topnienia (K)	24,56	83,81
Temperatura wrzenia (K)	27,07	87,30
Zawartość w powietrzu (% obj.)	0,00161	0,9325
Energie jonizacji: I (eV)	21,5645	15,7596
II (eV)	40,9630	27,6297
III (eV)	63,46	40,74
Skład izotopowy	^{20}Ne (90,48%)	^{36}Ar (0,337%)
	^{21}Ne (0,27%)	^{38}Ar (0,063%)
	^{22}Ne (9,25%)	^{40}Ar (99,600%)

Dodatek B

Schematy poziomów Ar I i Ne I



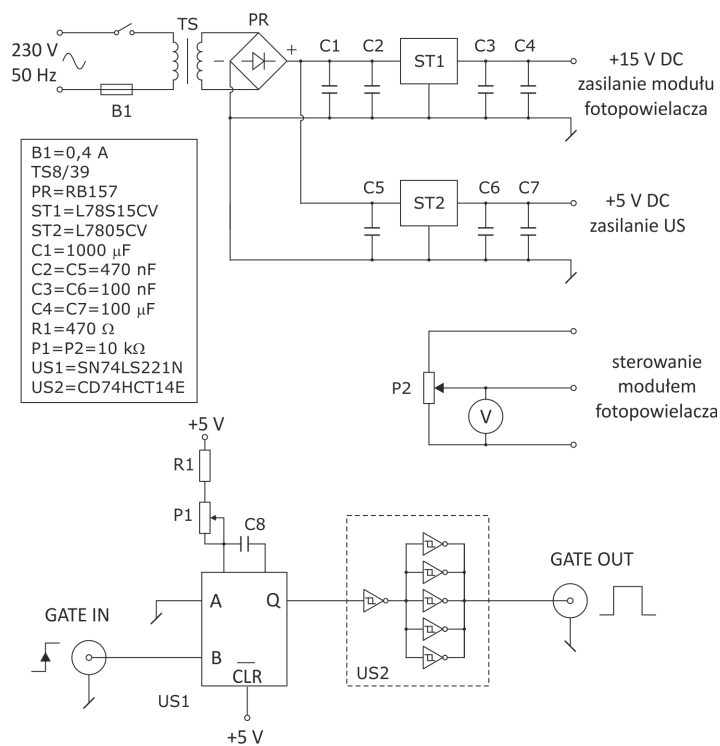
Rys. B.1. Schemat poziomów energetycznych Ar I (na podstawie [79]). Zaznaczono przejście badane metodą zdegenerowanego mieszania czterech fal.



Rys. B.2. Schemat poziomów energetycznych Ne I (na podstawie [79]). Zaznaczono przejścia badane metodą zdegenerowanego mieszania czterech fal.

Dodatek C

Układ zasilania i sterowania modułem fotopowielacza



Rys. C.1. Schemat elektroniczny układu zasilania, sterowania i bramkowania modułu fotopowielacza. P1 – regulacja czasu trwania impulsu bramkującego fotopowielacz. P2 – regulacja wzmocnienia fotopowielacza. V – woltomierz cyfrowy do kontroli wzmocnienia.



Rys. C.2. Moduł fotopowielacza wraz z układem zasilania, sterowania i bramkowania wykonanym przez autora pracy.

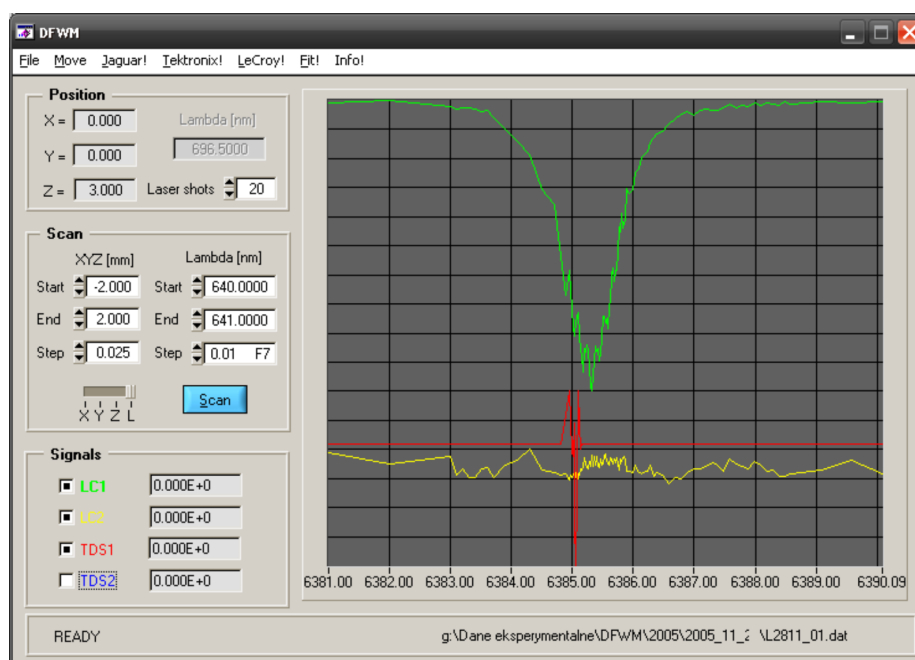
Dodatek D

Programy komputerowe wspomagające eksperyment

W tym dodatku zaprezentowano programy komputerowe służące do akwizycji danych i sterowania eksperymentem ZM4F, dokonywania odwrotnej transformacji Abela widm thomsonowskich oraz dopasowania parametrów modeli do danych eksperymentalnych. Wszystkie opisane programy napisano w języku ANSI C w środowisku LABWINDOWS/CVI firmy NATIONAL INSTRUMENTS.

D.1 Program sterujący eksperymentem M4F

Program do sterowania eksperymentem M4F służy do przestrajania długości fali lasera barwnikowego, przesuwania łuku elektrycznego w trzech wymiarach, sterowania oscyloskopami oraz akwizycji danych. Na rysunku D.1 przedstawiono główny panel aplikacji.



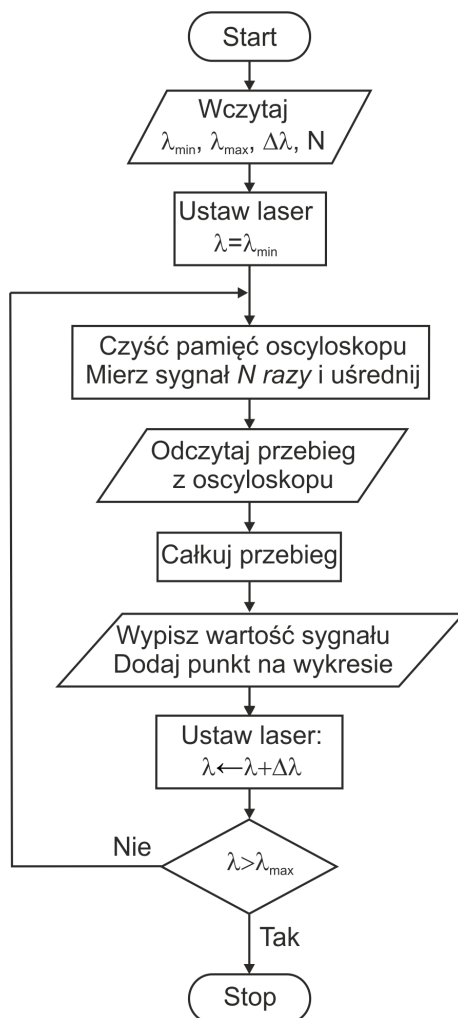
Rys. D.1. Interfejs programu sterującego eksperymentem ZM4F. Zielona linia na wykresie przedstawia sygnał M4F z fotopowielacza, czerwona – sygnał z urządzenia optogalwanicznego, żółta – sygnał z fotodiody kontrolującej stabilność energii lasera.

Przed rozpoczęciem właściwych pomiarów profili linii należy zainicjować komunikację komputera z laserem oraz z oscyloskopami, ustawić podstawę czasu oscyloskopów i wzmocnienia poszczególnych kanałów. W specjalnych oknach programu, dla każdego oscyloskopu osobno wpisuje się granice przedziału czasowego, w którym całkowane będą sygnały pochodzące z pojedynczego impulsu lasera.

W głównym oknie programu wybiera się te kanały oscyloskopów, które będą rejestrowały sygnały. Znajdują się tam też pola do wpisania liczby impulsów lasera uśrednianych przez oscyloskop oraz zakresu długości fali i kroku przestrajania lasera podczas pomiaru profilu linii. Przyciskiem **Scan** uruchamia się procedurę pomiaru.

Na rys. D.2 przedstawiono uproszczony schemat logiczny procedury pomiaru profilu linii. W trakcie pomiaru profilu linii można zmieniać zarówno krok przestrajania

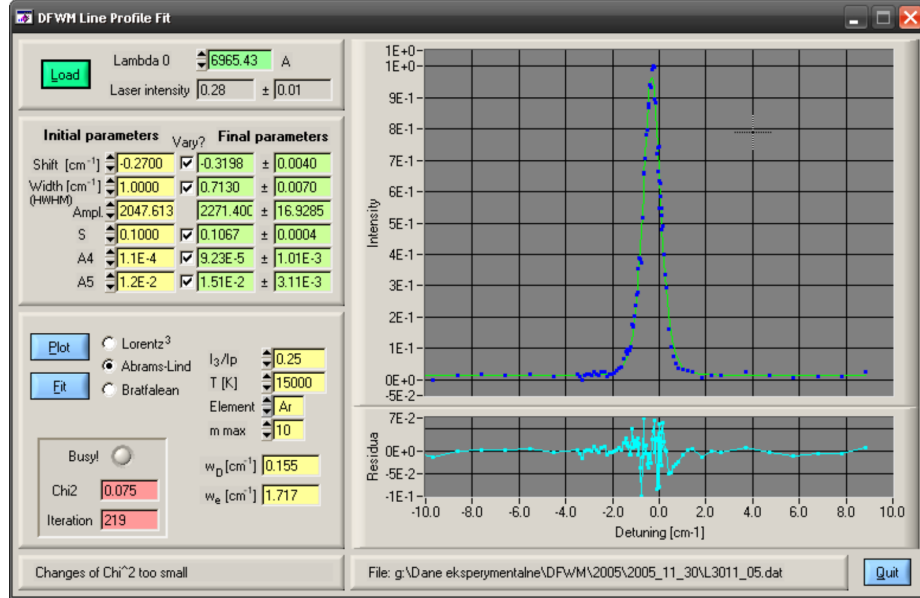
lasera, jak i aktywne kanały oscyloskopu. Na bieżąco wyświetlana jest aktualna długość fali lasera, a wartości mierzonych sygnałów są prezentowane w postaci wykresu. Po zakończeniu procedury otrzymany profil można zapisać w postaci pliku ASCII, a następnie poddać procedurze dopasowania parametrów starkowskich.



Rys. D.2. Schemat logiczny procedury pomiaru profilu linii. Oznaczenia: $\lambda_{\min}$, $\lambda_{\max}$ – granice zakresu przestrajania lasera, $\Delta\lambda$ – krok przestrajania, N – liczba akumulacji sygnału.

D.2 Program dopasowania parametrów linii do zmierzonych widm M4F

Na rys. D.3 przedstawiono panel programu używanego do dopasowania parametrów profili linii do danych otrzymanych w eksperymencie M4F.



Rys. D.3. Interfejs programu dopasowującego widma ZM4F.

Po wczytaniu pliku z zarejestrowanym profilem linii widmowej wybiera się jeden z trzech modeli teoretycznych opisujących zależność natężenia sygnału M4F od odstrojenia od częstotliwości przejścia:

- profil Lorentza podniesiony do potęgi 3:

$$I_4 \propto \left(\frac{1}{1 + \delta^2} \right)^3,$$

- model Abramsa i Linda:

$$I_4 \propto \frac{1}{1 + \delta^2} \left[\frac{I}{I_{\text{sat}}(1 + \delta^2)} \right]^2 \left[1 + 4 \frac{I}{I_{\text{sat}}(1 + \delta^2)} \right]^{-3},$$

- model Bratfaleana:

$$I_4 \propto (1 + \delta^2) I_{\text{sat}} \cdot \left| \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2^m (2m-1)! I_3^{m-1/2} I_p^m}{m! (m-1)! \bar{B}^{2m}} \left[-\Phi_1(f, m) + \frac{2m I_3}{(m-1)\bar{B}} \Phi_2(f, m) \right] \right|^2,$$

w którym I_3/I_p jest parametrem wejściowym, a znaczenie pozostałych symboli wyjaśniono w rozdziale 4.

We wszystkich powyższych wzorach występuje bezwymiarowe odstrojenie $\delta = (\omega - \omega_0)/\gamma$. Optymalizowanymi parametrami są:

- przesunięcie linii $d = \omega - \omega_0 = a_0$,
- szerokość połówkowa linii (HWHM) $\gamma = a_1$,
- amplituda a_2 ,
- parametr nasycenia $S = I/I_{\text{sat}} = a_3$ (w modelach: Abramsa i Linda oraz Bratfaleana),
- parametry tła o natężeniu zależnym liniowo od częstotliwości: $a_4 \cdot \omega + a_5$.

Wartości startowe wszystkich parametrów (oprócz S) zostają ustalone automatycznie na podstawie wczytanego profilu, ale można je zmienić. Przed rozpoczęciem procedury dopasowania wybiera się parametry, które mają być dopasowane, wartości pozostałych parametrów pozostaną stałe. Ponadto, w przypadku obliczeń według modelu Bratfaleana wybiera się liczbę m_{max} sumowanych wyrazów szeregu.

Po naciśnięciu przycisku Plot program rysuje teoretyczny kształt linii dla startowych wartości parametrów. Naciśnięcie przycisku Fit uruchamia procedurę dopasowywania profilu linii metodą Simplex opisaną w Dodatku E. Wynikiem są wartości zoptymalizowanych parametrów oraz ich niepewności statystyczne (oszacowane na podstawie [7]). Program rysuje również profil linii (zielona linia na rys. D.3) najlepiej pasujący do punktów eksperymentalnych oraz residua (linia niebieska).

D.3 Inwersja Abela

Podstawową wadą metod spektroskopii emisyjnej jest rejestrowanie sygnału wzdłuż całej drogi obserwacji. Jeżeli obserwowany obiekt nie jest jednorodny, to sygnał pochodzi z obszarów o różnych parametrach fizycznych. Utrudnia to lub wręcz uniemożliwia uzyskanie informacji o lokalnych wartościach parametrów plazmy. Wyznaczenie lokalnego współczynnika emisji na podstawie zmierzonych natężeń emitowanego promieniowania jest możliwe tylko w szczególnych przypadkach, np. wtedy, gdy kolumna plazmy jest jednorodna lub jeśli posiada symetrię osiową.

Podobny problem występuje w przypadku diagnostyki plazmy metodą laserowego rozpraszania Thomsona. Sygnał RT rejestrowany przez elementy matrycy CCD nie pochodzi z jednego obszaru plazmy, ale jest zbierany wzdłuż całej drogi obserwacji. Jeśli średnica wiązki lasera jest niewielka, to – nie uwzględniając wpływu samej wiązki lasera na stan plazmy – można badany obszar plazmy uważać za jednorodny. Otrzymane widma pochodzą jednak z obszarów w różny sposób oświetlonych wiązką lasera, co w związku z nieliniowością procesu podgrzewania plazmy może fałszować lokalne wartości parametrów plazmy wyznaczone na podstawie kształtu widma rozproszeniowego. Odzyskanie informacji o lokalnych wartościach parametrów jest możliwe, jeśli wiązka lasera ma symetrię osiową, np. jest wiązką gaussowską. Stosując transformację odwrotną, tzw. inwersję Abela, do zmierzonych natężeń $I(\lambda, x)$ światła zarejestrowanego przez poszczególne elementy matrycy CCD można otrzymać radialny rozkład widmowy natężenia $i(\lambda, r)$, gdzie r oznacza odległość obszaru rozpraszającego od osi wiązki lasera.

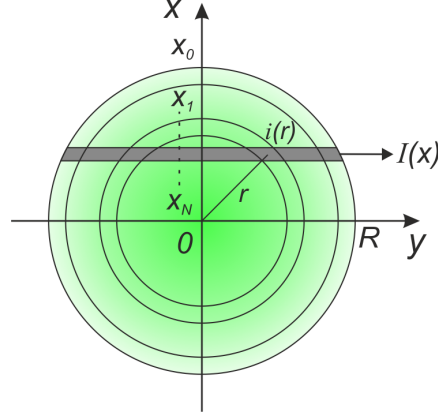
Na natężenie $I(\lambda)$ światła o długości fali λ zarejestrowane wzdłuż drogi obserwacji w pewnej odległości od osi wiązki, zwane *natężeniem cięciwowym*, składają się przyczynki pochodzące z obszarów położonych w różnej odległości r od osi – rys. D.4. Przy założeniu, że plazma jest optycznie cienka, przyjmując oś y równoległą do kierunku obserwacji mamy:

$$I(x) = 2 \int_x^R \frac{i(r) r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr. \quad (\text{D.1})$$

Radialny rozkład natężenia światła $i(r)$ można otrzymać z natężenia cięciwowego $I(x)$ przez zastosowanie inwersji Abela [9, 31]:

$$i(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{I'(x)}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx. \quad (\text{D.2})$$

W celu numerycznego wyznaczenia radialnego rozkładu natężenia światła rozproszonego można zastosować np. metodę Meacker'a. W tym celu promień R wiązki lasera dzieli się na N przedziałów o jednakowej szerokości. Cała wiązka jest więc podzielona na N współśrodkowych stref numerowanych od 0 do N . Natężenie cięci-



Rys. D.4. Podział wiązki lasera na współśrodkowe strefy. $I(x)$ oznacza natężenie światła rejestrowanego wzdłuż drogi obserwacji. Pozostałe oznaczenia wyjaśniono w tekście.

wowe można zapisać w postaci:

$$I(x_j) = 2 \sum_{k=1}^j a_{jk} i(r_k). \quad (\text{D.3})$$

Czynniki geometryczne a_{jk} dane są wzorem:

$$a_{jk} = \int_{x_k}^{x_{k-1}} \frac{r \, dr}{\sqrt{r^2 - x_j^2}} = \sqrt{x_{k-1}^2 - x_j^2} - \sqrt{x_k^2 - x_j^2}. \quad (\text{D.4})$$

Zakładając, że $i(r)$ jest stałe w całym pierścieniu między x_k i x_{k-1} oraz przyjmując warunki brzegowe w postaci:

$$\begin{aligned} I(x_0) &= I(R) = 0 \\ I(x_N) &= I(0). \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

można uzyskać radialny rozkład natężenia światła:

$$i(r_j) = \frac{1}{a_{jj}} \left\{ \frac{1}{2} I(x_j) - \sum_{k=1}^{j-1} a_{jk} i(r_k) \right\}. \quad (\text{D.6})$$

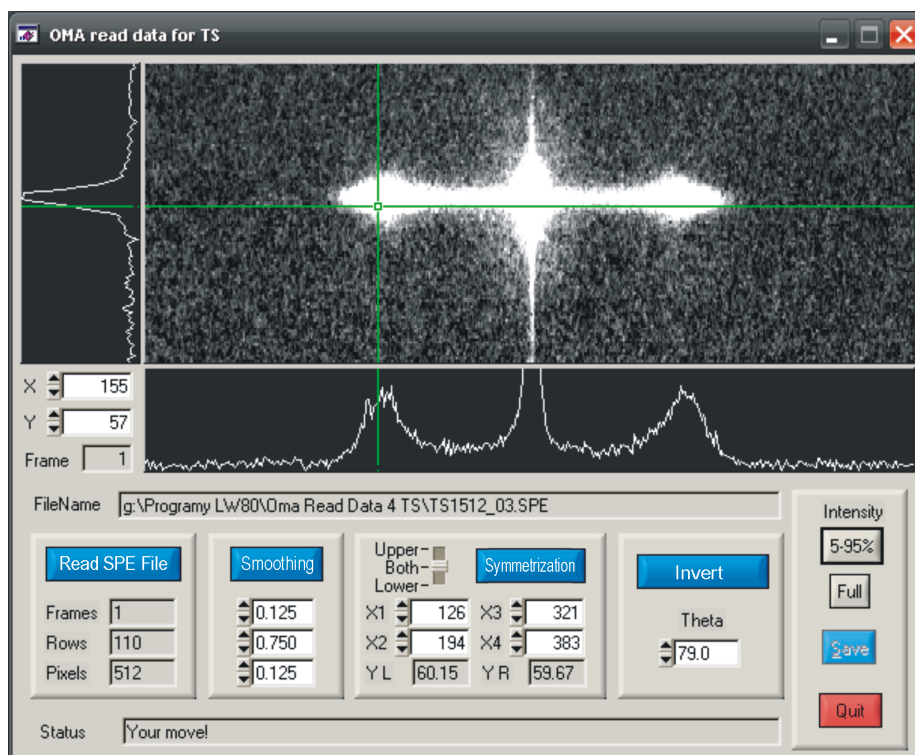
Uwzględnienie faktu, że kierunek obserwacji światła rozproszonego tworzy z osią wiązki kąt θ , niekoniecznie będący kątem prostym, prowadzi do przeskalowania czynników $a_{jk} \rightarrow a_{jk} / \cos(\theta - \pi/2)$.

Podstawową wadą transformacji Abela jest występująca podczas obliczeń propagacja błędów (i zarazem fluktuacji sygnału i szumu) z brzegu wiązki ($r = R$) do jej

środku ($r = 0$). Stosowanie inwersji Abela wymaga najczęściej dodatkowej symetryzacji i wygładzenia danych eksperymentalnych. Na jakość otrzymanych w wyniku transformaty widm duży wpływ ma również dobranie odpowiedniej liczby N linii widm wejściowych, które poddawane są transformacji. Zbyt mała ich liczba powoduje, że nie jest spełniony warunek brzegowy $I(R) = 0$, a zbyt duża – znaczny spadek stosunku sygnału do szumu, co ostatecznie objawia się dużą niepewnością wyznaczenia parametrów plazmy.

D.4 Program przeprowadzający inwersję Abela widm thomsonowskich

W dodatku tym zaprezentowano program komputerowy dokonujący inwersji Abela otrzymanych eksperymentalnie widm Thomsona. Rysunek D.5 przedstawia interfejs programu.



Rys. D.5. Interfejs programu dokonującego inwersji Abela widm thomsonowskich.

Program umożliwia wczytanie pliku z rozszerzeniem `.spe` zawierającego obrazy zarejestrowane przez kamerę ICCD w eksperymencie RT. Obraz taki jest obrazem dwuwymiarowym, $I(X, Y) = I(\lambda, x_i)$. Liczba linii obrazu oraz liczba punktów w pojedynczej linii zostają automatycznie rozpoznane i wyświetlone w polach Rows i Pixels. Jeżeli plik zawiera więcej niż jeden obraz, należy wybrać ten obraz (Frame), który będzie poddany dalszym procedurom. Pod wczytanym obrazem widoczny jest jego przekrój poziomy, stanowiący rozkład spektralny światła zarejestrowanego przez pojedynczą linijkę matrycy ICCD. Obok obrazu wyświetlony jest natomiast wybrany przestrzenny (pionowy) rozkład sygnału dla danej długości fali. Wyboru wyświetlanych przekrojów dokonuje się za pomocą wskaźnika na obrazie lub za pomocą pól numerycznych X i Y.

Po wczytaniu obrazu dokonuje się procedury wygładzania danych (*Smoothing*). Ze względu na stosunkowo małą liczbę punktów w wygładzanych danych zastosowano najprostszy sposób - nowe natężenie cięciwowe dla każdej długości fali λ stanowi średnią ważoną: $a \cdot I_\lambda(x_{i-1}) + b \cdot I_\lambda(x_i) + c \cdot I_\lambda(x_{i+1})$, gdzie a, b, c są odpowiednio dobranymi współczynnikami (dla potrzeb niniejszej pracy przyjęto: $a = c = 0,125, b = 0,750$).

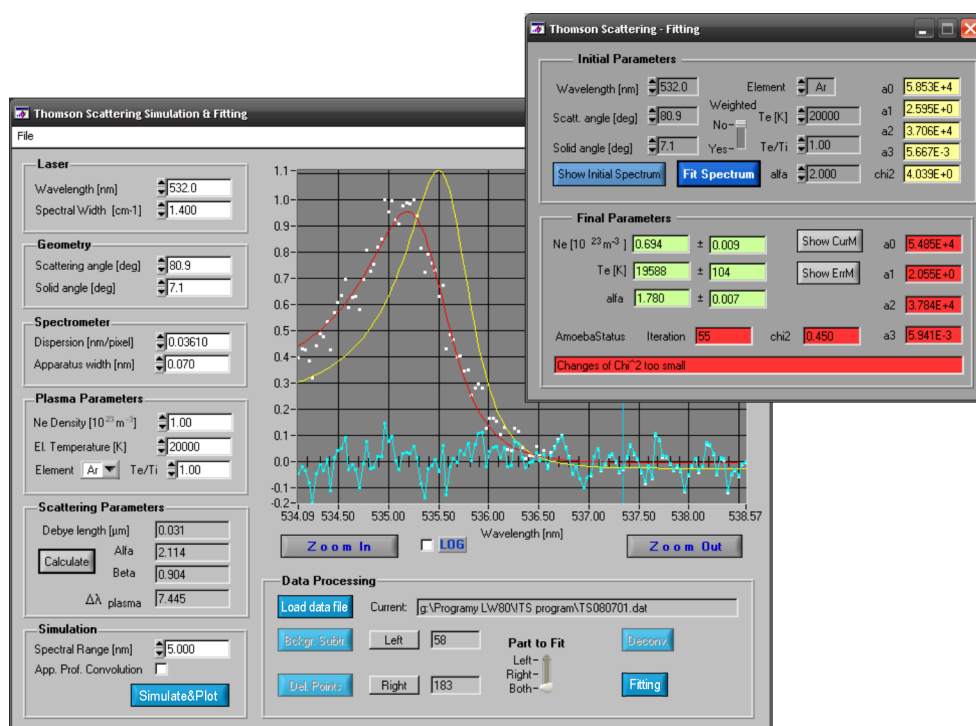
Następnie należy wybrać, która część obrazu ma zostać poddana procedurze inwersji Abela: górna (nad osią wiązki lasera), dolna (pod osią), czy też obraz ma zostać poddany procedurze symetryzacji względem osi wiązki. Ze względu na możliwość niedokładnego ustawienia kamery ICCD względem spektrometru, czego wynikiem może być niewielkie skrócenie obrazu, program ustala położenie osi wiązki lasera osobno dla lewej i prawej strony widma. Ustalenie to polega na znalezieniu położenia największego natężenia sygnału zsumowanego w przedziałach $X1 - X2$ oraz $X3 - X4$.

Po dokonaniu symetryzacji określa się liczbę wejściowych widm cięciwowych, które zostaną poddane inwersji Abela – ostatnią linią obrazu (licząc od osi wiązki) będzie linia zaznaczona przez zielony wskaźnik. Jak już wspomniano w rozdziale D.3, liczba ta ma duży wpływ na jakość otrzymanych widm. Dlatego po przeprowadzeniu procedury (*Inverse*) należy określić, czy uzyskany wynik jest zadowalający. Otrzymane widma $I(\lambda, r_i)$ można zapisać w postaci plików ASCII i poddać procedurze dopasowania teoretycznych widm thomsonowskich.

D.5 Program i procedura dopasowania widm Thomsona

W dodatku tym zaprezentowano program komputerowy służący do wyznaczania temperatury elektronowej T_e plazmy oraz koncentracji n_e elektronów swobodnych w plazmie poprzez dopasowywanie parametrów modelu do eksperymentalnie otrzymanych widm rozpraszania Thomsona.

Rysunek D.6 przedstawia interfejs programu. Główne okno programu zawiera wykres przedstawiający badane widmo oraz pola liczbowe do wpisania parametrów eksperymentalnych takich, jak długość fali lasera λ_L , kąt rozproszenia θ , kąt bryłowy, dyspersja i szerokość aparaturowa spektrometru.



Rys. D.6. Interfejs programu dopasowującego widmo teoretyczne do widma z eksperymentu rozpraszania Thomsona.

Po wczytaniu pliku ASCII z widmem odejmuje się tło będące liniową funkcją długości fali λ , $y = a \cdot \lambda + b$, gdzie współczynniki a i b są dobierane przez program automatycznie na podstawie skrajnych części zarejestrowanego widma. Następnie wybiera się część widma (strona prawa, lewa albo obie), do której ma być dokonane dopasowanie. Centralna część widma (o dobieranej każdorazowo szerokości, najczęściej około 4 nm) zawierająca m.in. część jonową widma oraz światło zbłądzone jest odrzucana przed rozpoczęciem procedury dopasowania. Sama procedura dopasowania

parametrów widma teoretycznego do danych eksperymentalnych jest uruchamiana z drugiego okienka aplikacji. Program kreśli teoretyczny kształt widma (żółta linia na rys. D.6) dla startowych wartości T_e i n_e . W mniejszym okienku wyświetlane są wartości dopasowanych parametrów oraz ich niepewności. Dopasowane widmo (linia czerwona) oraz residua (linia niebieska) są przedstawiane wraz z punktami eksperymentalnymi na wykresie w głównym oknie programu. Dopasowane widmo można zapisać w postaci pliku ASCII.

Program przeprowadza procedurę dopasowywania widma modelowego metodą Simplex. Optymalizowanymi parametrami nie są bezpośrednio temperatura elektronowa i koncentracja swobodnych elektronów, ale pewne wielkości zależne od T_e i n_e . Wzór funkcji opisującej widmo rozpraszania Thomsona ma postać:

$$y = S(k, \Delta\omega) = S(a_1, a_2) \cdot a_0 + a_3,$$

gdzie a_i ($i = 0, 1, 2, 3$) to parametry do dopasowania, przy czym:

$$\begin{aligned} a_1 &= \alpha^2 = \left(\frac{2\pi e^2 c^2}{k_B \omega_0^2 \sin^2 \theta/2} \cdot \frac{n_e}{T_e} \right)^{1/2} \\ a_2 &= \frac{1}{4} \frac{c^2}{\sin^2 \theta/2} \frac{m_e}{2k_B} \frac{1}{T_e}. \end{aligned}$$

Zabieg ten uprościł formułę opisującą widmo teoretyczne i przyspieszył działanie procedury dopasowującej. Z dopasowanych parametrów program oblicza wartości T_e i n_e :

$$n_e = \frac{m_e \omega_0^2}{16\pi e^2} \frac{a_1^2}{a_2} \quad T_e = \frac{1}{4} \frac{c^2}{\sin^2 \theta/2} \frac{m_e}{2k_B} \frac{1}{a_2}$$

oraz ich niepewności statystyczne. Otrzymane wartości niepewności wyznaczenia parametrów plazmy wydają się być przeestymowane.

Dodatek E

Metoda SIMPLEX

Metoda SIMPLEX służy do wyznaczania minimum funkcji wielu zmiennych niezależnych. Jej zaletą jest to, że nie wymaga obliczania wartości pochodnych, a jedynie wartości optymalizowanej funkcji. Metoda posiada bardzo eleganckie, geometryczne uzasadnienie. Poniżej przedstawiono w skrócie sposób jej działania, dokładny opis tej procedury można znaleźć w [58, 59].

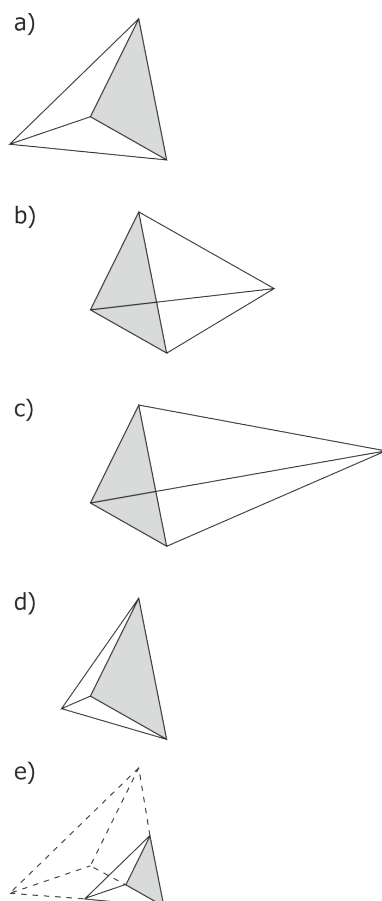
Simplex jest N -wymiarową figurą geometryczną posiadającą $N + 1$ wierzchołków wraz z łączącymi je odcinkami i ścianami w postaci wielokątów. W dwóch wymiarach simpleks jest więc trójkątem, w trzech – czworościanem. Metoda zakłada, że simpleks jest niezdegenerowany, tzn. posiada niezerową objętość. Jeśli którykolwiek z wierzchołków zostanie wybrany za punkt wyjściowy, to N pozostałych punktów określa kierunki wektorów napinających N -wymiarową przestrzeń wektorową.

W przypadku minimalizacji funkcji jednej zmiennej wystarczy określić przedział, w którym znajduje się jej minimum, a to gwarantowało zbliżanie się do tego minimum w kolejnych krokach rekurencji. Niestety, nie istnieje analogiczna metoda dla przypadku funkcji wielu zmiennych. W takim przypadku jedyne, co można podać, to N -wymiarowy wektor w przestrzeni zmiennych niezależnych jako punkt początkowy. Algorytm powinien odnaleźć (często bardzo złożoną) drogę w N -wymiarowej topologii, prowadzącą z punktu startowego do – co najmniej lokalnego – minimum funkcji.

Procedura szukania takiej ścieżki rozpoczyna się nie z pojedynczego punktu, ale z $N + 1$ punktów tworzących początkowy simpleks. Wybierając jako początkowy punkt P_0 , pozostałymi wierzchołkami simpleksu startowego mogą być punkty: $P_i = P_0 + \lambda e_i$, gdzie e_i są wersorami, a λ to pewna stała (lub komplet stałych różnych dla różnych kierunków e_i).

Procedura SIMPLEX wykonuje serię kroków stanowiących elementarne przekształcenia simpleksu (rys. E.1). Większość z nich polega na „odbiciu” tego wierzchołka simpleksu, w którym minimalizowana funkcja przyjmuje największą wartość,

względem przeciwległej ściany simpleksu. Przy każdym takim odbiciu objętość simpleksu nie zmienia się. Gdy simpleks znajdzie się w „dolinie” wartości funkcji, następuje jego zwężenie w kierunku poprzecznym, po czym zmierza w dół doliny. Gdy simpleks próbuje „przejsć przez oko igły”, następuje jego kontrakcja we wszystkich kierunkach.



Rys. E.1. Możliwe rezultaty po jednym kroku w metodzie SIMPLEX. a – simpleks na początku kroku, tu czworościan. Simpleks na końcu kroku może mieć różną postać, w zależności od dokonanego przekształcenia: b – odbicie, c – odbicie i ekspansja, d – kontrakcja w jednym kierunku, e – kontrakcja we wszystkich kierunkach.

Ze względu na ruchy, jakie wykonuje simplex procedura zwana jest często „amebą”. Pętlę przerywa się wtedy, gdy długość wektora przesunięcia wierzchołka simpleksu w kroku jest mniejsza od założonej wartości lub gdy spadek wartości funkcji jest mniejszy od ustalonej tolerancji.

Bibliografia

- [1] R. L. Abrams, R. C. Lind, *Degenerate four-wave mixing in absorbing media*, Opt. Lett. **2**, 94 and **3**, 205 (1978).
- [2] R. L. Abrams, J. F. Lam, R. C. Lind, D. G. Steel, and P. F. Liao, *Phase conjugation and high-resolution spectroscopy by resonant degenerate four-wave mixing*, w *Optical Phase Conjugation*, R. A. Fisher, ed. (Academic, New York, 1983), str. 211–284.
- [3] J. A. Aparicio, C. Pérez, J. A. del Val, M. A. Gigosos, M. I. de la Rosa, S. Mar, *Measurement of Stark broadening and shift parameters of several Ar I lines*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31**, 4909 (1998).
- [4] S. G. Belostotskiy, R. Khandelwal, Q. Wang, V. M. Donnelly, D. J. Economou i N. Sadeghi, *Measurement of electron temperature and density in an argon microdischarge by laser Thomson scattering*, Appl. Phys. Lett. **92**, 221507 (2008).
- [5] R. E. Bentley, *A departure from local thermodynamic equilibrium within a freely burning arc and asymmetrical Thomson electron features*, J. Phys. D: Appl. Phys. **30**, 2880 (1997).
- [6] J. M. Berger, *Absorption coefficients for free-free transitions in a hydrogen plasma*, Astrophys. J. **124**, 550 (1956).
- [7] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science*, McGraw-Hill Book Company, 1969.
- [8] M. L. Biberman, V. Norman, K.N. Ulyanov, *On the calculation of photoionization and absorption in atomic gases*, Opt. Spectrosc. **10**, 297 (1961).
- [9] A. Bielski, W. Kaczmarek, J. Kubrycht, J. Wolnikowski, *On the determination of radial intensity distribution of radiation in cylindrical plasma*, Acta Phys. Pol. **XXXIII**, 701 (1968).
- [10] K. L. Bowles, *Observation of vertical-incidence scatter from the ionosphere at 14 Mc/sec*, Phys. Rev. Lett. **1**, 454 (1958).

- [11] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*, Second Edition, Academic Press, 2003.
- [12] Ł. Bratasz, *Badanie statycznych struktury atomowej metodą mieszania czterech fal w plazmie łukowej*, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, (2002).
- [13] R. Bratfalean, G. Lloyd, and P. Ewart, *Degenerate four-wave mixing for arbitrary pump and probe intensities*, J. Opt. Soc. Am. B **16**, 952 (1999).
- [14] L. E. Cram, *Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines*, J. Phys. D: Appl. Phys. **18**, 401 (1985).
- [15] W. E. R. Davies, S.A. Ramsden, *Scattering of light from the electrons in a plasma*, Phys. Lett. **8**, 179 (1964).
- [16] A. W. DeSilva, D. E. Evans, J. M. Forrest, *Observation of Thomson and co-operative scattering of ruby laser light by a plasma*, Nature **203**, 1321 (1964).
- [17] R. S. Devoto, *Transport coefficients of ionized argon*, The Physics of Fluids **16**, 616 (1973).
- [18] S. Djeniže, Lj. Skuljan, R. Konjević, *Experimental stark shifts of several HeI and ArI spectral lines*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **54**, 581 (1995).
- [19] M. S. Dimitrijević, Lj. Skuljan, S. Djeniže, *Stark Broadening of the Ar I Spectral Lines 763.51, 738.39 and 696.54*, Phys. Scr. **66**, 77 (2002).
- [20] K. Dzierżęga, *Application du Mélange 4 Ondes Dégénéré au diagnostic des plasmas thermiques*, Rapport D'activités, Laboratoire d'Analyse Spectroscopique et d'Énergétique des Plasmas, Bourges (2003).
- [21] K. Dzierżęga, Ł. Bratasz, S. Pellerin, B. Pokrzywka, K. Musioł, *Stark width and shift measurements for the 696.543 nm ArI line using degenerate four-wave mixing (DFWM) spectroscopy*, Phys. Scr. **67**, 52 (2003).
- [22] K. Dzierżęga, B. Pokrzywka, S. Pellerin, *Investigations of the cathode region of an argon arc plasma by degenerate four-wave mixing laser spectroscopy and optical emission spectroscopy*, J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 1742 (2004).
- [23] K. Dzierżęga, W. Olchawa, *Calculations of Stark-broadened line shapes in phase-conjugate degenerate four-wave mixing laser spectroscopy*, Phys. Rev. E **72**, 046405 (2005).
- [24] K. Dzierżęga, K. Musioł, B. Pokrzywka, W. Zawadzki, *Measurements of Stark widths and shifts of Ne I lines using degenerate four-wave mixing and Thomson scattering methods*, Spectrochim. Acta Part B **61**, 850 (2006).

- [25] K. Dzierżęga, *Informacja prywatna*.
- [26] D. L. Evans, R. S. Tankin, *Measurement of Emission and Absorption of Radiation by an Argon Plasma*, Phys. Fluids **10**, 1137 (1967).
- [27] D. E. Evans, J. Katzenstein, *Laser light scattering in laboratory plasmas*, Rep. Prog. Phys. **32**, 207 (1969).
- [28] G. Fiocco, E. Thompson, *Thomson Scattering of Optical Radiation from an Electron Beam*, Phys. Rev. Lett. **10**, 89 (1963).
- [29] 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).
- [30] E. Füfer, B. Kronast, H.-J. Kunze, *Experimental results on light scattering by a θ -pinch plasma using a ruby laser*, Phys. Lett. **5**, 125 (1963).
- [31] J. Glasser, J. Chapelle, J. C. Boettner, *Abel inversion applied to plasma spectroscopy: a new interactive method*, Appl. Opt. **17**, 3750 (1978).
- [32] S. H. Glenzer, W. E. Alley, K. G. Estabrook, J. S. De Groot, M. G. Haines, J. H. Hammer, J.-P. Jadaud, B. J. MacGowan, J. D. Moody, W. Rozmus, L. J. Suter, T. L. Weiland i E. A. Williams, *Thomson scattering from laser plasmas**, Physics of Plasmas. **6**, 2117 (1999).
- [33] S. H. Glenzer, W. Rozmus, V. Yu. Bychenkov, J. D. Moody, J. Albritton, R. L. Berger, A. Brantov, M. E. Foord, B. J. MacGowan, R. K. Kirkwood, H. A. Baldis, E. A. Williams, *Anomalous Absorption of High-Energy Green Laser Light in High-Z Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **88**, 235002 (2002).
- [34] H. R. Griem, *Plasma spectroscopy*, Mc Graw Hill, New York (1964).
- [35] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic, New York (1974).
- [36] J. Haidar, *Non-equilibrium modelling of transferred arcs*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 263 (1999).
- [37] T. P. Hughes, *Plasmas and laser light*, Halsted Press, New York (1975).
- [38] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, Second edition (2002).
- [39] S. Jovičević, M. Ivković, R. Zikić, N. Konjević, *On the Stark broadening of Ne I lines and quasi-static versus ion impact approximation*, J. Phys. B **38**, 1249 (2005).

- [40] W. J. Karzas, R. Latter, *Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field*, Astrophys. J. Suppl. Series **6**, 167 (1961).
- [41] E. R. Kieft, J. J. A. M. van der Mullen, G. M. W. Kroesen, V. Banine, K. N. Koshelev, *Collective Thomson scattering experiments on a tin vapor discharge in the prepinch phase*, Phys. Rev. E **70**, 056413 (2004).
- [42] E. R. Kieft, J. J. A. M. van der Mullen, V. Banine, *Subnanosecond Thomson scattering on a vacuum arc discharge in tin vapor*, Phys. Rev. E **72**, 026415 (2005).
- [43] H. J. Kunze, *The laser as a tool for plasma diagnostics* w*Plasma Diagnostics*, W. Lochte-Holtgreven, ed., str. 550-616, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1968).
- [44] H. J. Kunze, E. Füfer, B. Kronast, H. Kegel, *Measurement of the spectral distribution of light scattered by a Θ -pinch plasma*, Phys. Lett. **11**, 42 (1964).
- [45] R. W. Larenz, Z. Phys. **129**, 198 (1955).
- [46] V. M. Lelevkin, D. K. Otorbaev, D. C. Schram, *Physic of non-equilibrium plasmas*, North-Holland, Amsterdam (1992).
- [47] M. H. Miller, R. A. Roig, G. A. Moo-Young, *Experimental widths and shifts for 3s-3p neon lines*, Phys. Rev. A **4**, 971 (1971).
- [48] V. Milosavljević, S. Djenize, M. S. Dimitrijević, *Electron and ion contribution to the Ne I spectral line broadening*, J. Phys. B **37**, 2713 (2004).
- [49] V. Milosavljević, A. R. Ellingboe, S. Djenize, *Measured Stark widths and shifts of neutral argon spectral lines in 4s-4p and 4s-4p' transitions*, Spectrochim. Acta Part B **61**, 81 (2006).
- [50] A. B. Murphy, *Electron Heating in the Measurement of Electron Temperature by Thomson Scattering: Are Thermal Plasmas Thermal?*, Phys. Rev. Lett. **89**, 025002 (2002).
- [51] A. B. Murphy, *Thomson scattering diagnostics of thermal plasmas: Laser heating of electrons and the existence of local thermodynamic equilibrium*, Phys. Rev. E **69**, 016408 (2004).
- [52] J. Musielok, *Starkowskie rozszerzenie linii widmowych i jego wykorzystanie w diagnostyce plazmy*, Studia i monografie nr 177, Wyższa Szkoła Pedagogiczna im. Powstańców Śląskich w Opolu, Opole (1991).

- [53] K. Musioł, K. Dzierżęga, E. Pawelec, B. Pokrzywka, S. Pellerin, S. Łabuz, *Degenerate four-wave mixing in equilibrium argon arc plasma*, J. Phys. D: Appl. Phys. **30**, 3346 (1997).
- [54] H. Nubbemeyer, D. Stuck, B. Wende, *Stark-Effekt-Verbreiterung der Neon I-Übergänge mit schwacher Feldstärkeabhängigkeit ($2p^53s-2p^53p$)*, Z. Physik **234**, 29 (1970).
- [55] H. N. Olsen, *The electric arc as a light source for quantitative spectroscopy* J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. **3**, 305 (1963); J. Richter Z. Astrophys. **61**, 57 (1965).
- [56] G. V. Ostrovskaya, A. N. Zaidel, *Laser spark in gases*, Sov. Phys. -Usp. **16**, 834 (1974).
- [57] T. Pałasz, *Pułapka magneto-optyczna i nieliniowa spektroskopia zimnych atomów rubidu*, praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, Kraków (1999).
- [58] S. Pellerin, *Etude de la région cathodique d'un arc soufflé. Détermination des probabilités de transition et des élargissements Stark de raies d'argon II.*, praca doktorska, Uniwersytet w Orleanie, Francja (1994).
- [59] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, §10.4 *Downhill Simplex Method in Multidimensions* in *Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing*, Second Edition, Cambridge University Press (1992).
- [60] B. Pokrzywka, *Równowagowe i spektroskopowe własności plazmy w sąsiedztwie katody łuku elektrycznego*, Wydawnictwo Naukowe Akademii Pedagogicznej, Kraków (2003).
- [61] B. Pokrzywka, *Detektory obrazujące ze sprzężeniem ładunkowym (CCD)*, Postępy Fizyki **61**, 46 (2010).
- [62] C. H. Popenoe, B. Shumaker, Jr. *Arc Measurement of Some Argon Transition Probabilities*, Res. NBS A **69**, 459 (1965).
- [63] J. Purić, M. Ćuk, B.A. Rathore, *Stark widths and shifts of neutral neon spectral lines*, Phys. Rev. A **35**, 1132 (1987).
- [64] J. Purić, A. Srećković, S. Djeniže, J. Labat, Lj. Ćirković, *Stark widths and shifts of several prominent Ne I spectral lines*, Phys. Lett. A **126**, 280 (1988).
- [65] S. A. Ramsden, W. E. R. Davies, *Observation of Cooperative Effects in the Scattering of a Laser Beam from a Plasma*, Phys. Rev. Lett. **16**, 303 (1996).

- [66] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press, New York, London (1975).
- [67] E. E. Salpeter, *Electron Density Fluctuation in a Plasma*, Phys. Rev. **120**, 1528 (1960).
- [68] S. C. Snyder, G. D. Lassahn, L. D. Reynolds, *Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma*, Phys. Rev. E **48**, 4124 (1993).
- [69] S. C. Snyder, L. D. Reynolds, J. R. Fincke, G. D. Lassahn, J. D. Grandy, T. E. Repetti, *Electron-temperature and electron-density profiles in an atmospheric-pressure argon plasma jet*, Phys. Rev. E **50**, 519 (1994).
- [70] S. C. Snyder, D. M. Crawford, J. R. Fincke, *Dependence on the scattering angle of the electron temperature and electron density in Thomson-scattering measurements on an atmospheric-pressure plasma jet*, Phys. Rev. E **61**, 1920 (2000).
- [71] M. Tanaka, M. Ushio, *Plasma state in free-burning argon arc and its effect on anode heat transfer*, J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 1153 (1999).
- [72] C. Tendero, C. Tixier, P. Tristant, J. Desmaison and P. Leprince, *Atmospheric pressure plasmas: A review*, Spectrochim. Acta Part B **61**, 2 (2006).
- [73] J. J. Thomson, *The Corpuscular Theory of Matter*, Constable, London (1907).
- [74] J. A. del Val, J. A. Aparicio, S. Mar, *Experimental Stark widths and shifts of several Ne I spectral lines*, Astrophys. J. **513**, 535 (1999).
- [75] H. J. Wesseling, B. Kronast, *Thomson light scattering measurements of electron temperature and density in the $\alpha - \gamma$ transition of a capacitive rf discharge in helium*, J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 1035 (1996).
- [76] A. Yariv, *Three-dimensional pictorial transmission in optical fibers*, Appl. Phys. Lett. **28**, 88 (1976).
- [77] Hamamatsu, *Gated PMT Modules, H7680/-01*, Specyfikacja PDF dostępna pod adresem: http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H7680-01.pdf.
- [78] Hamamatsu, *Photomultiplier Tubes R928, R955*. Specyfikacja dostępna pod adresem: http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/R928.pdf.
- [79] NIST Atomic Spectra Database. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/>

- [80] Princeton Instruments, PI-MAX:512 datasheet. Specyfikacja PDF dostępna pod adresem: http://www.prom-sys.com/pdf/pimax_512.pdf.
- [81] Radiant Dyes, Dye Laser, New NarrowScan. Specyfikacja PDF dostępna pod adresem: http://www.radiant-dyes.com/PDF/New_Narrowscan.pdf.