



UNIwersytet JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Dwukolorowe rozpraszanie światła laserowego w diagnostyce plazmy generowanej laserowo

Franciszek Sobczuk

Praca doktorska napisana pod opieką
dr. hab. Krzysztofa Dzierżęgi, prof. UJ

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego

17 maja 2023 r.

Oświadczenie

Ja, niżej podpisany: Franciszek Sobczuk (nr indeksu: 1077186), doktorant Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie, oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. „Dwukolorowe rozpraszanie światła laserowego w diagnostyce plazmy generowanej laserowo” jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem dra hab. Krzysztofa Dzierżęgi, prof. UJ. Pracę napisałem samodzielnie.

Oświadczam, że moja rozprawa doktorska została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadom, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie stopnia nabytego na podstawie tej rozprawy.

Podpis doktoranta:

Data:

Podziękowania

Przede wszystkim pragnę podziękować mojemu promotorowi, Profesorowi Krzysztofowi Dzierzędze, za opiekę nad moją pracą naukową w czasie ostatnich 10 lat, za czas poświęcony na dyskusje, pracę w laboratorium i za wszelkie udzielone wsparcie. Dziękuję za możliwość realizacji moich własnych pomysłów na usprawnienie układu doświadczalnego i za ogrom przekazanej wiedzy dotyczącej fizyki plazmy i optyki nieliniowej.

Dziękuję Profesorowi Bartłomiejowi Pokrzywce za owocną współpracę przy opracowaniu danych doświadczalnych i za dyskusje dotyczące interpretacji otrzymanych wyników.

I would like to thank Professor Evgeny Stambulchik for collaboration in the research on Stark broadened spectral lines and for discussions during ICSLS conference in Caserta.

Dziękuję Doktorowi Tomaszowi Pięcie, za wprowadzenie mnie w tajniki pracy w Laboratorium Diagnostyki Plazmy i za wspólnie spędzony czas podczas pomiarów w laboratorium.

I would like to thank Robin Flaugere, for assistance in laboratory work during his internship in our institute. *Merci beaucoup!*

Dziękuję Wojciechowi Talikowi za nieocenioną pomoc przy justowaniu układu optycznego wzmacniacza parametrycznego.

Dziękuję Profesorom Leonardowi Leśniakowi, Patrykowi Machowi, Ireneuszowi Grulkowskiemu i Doktorowi Michałowi Silarskiemu za współpracę przy projektach naukowych, których realizacja w dużej mierze ukształtowała moją naukową pasję.

Dziękuję wszystkim Koleżankom i Kolegom z Zakładu Fotoniki UJ, za naukowe dyskusje, pomoc w pracy w laboratorium i stworzenie niepowtarzalnej atmosfery w miejscu pracy.

Dziękuję wszystkim moim bliskim za wsparcie w pracy naukowej i wyrozumiałość.

Dziękuję Rodzicom za zaszczepienie we mnie w dzieciństwie zainteresowań badaniami przyrodniczymi i matematyką.

W sposób szczególny dziękuję mojej Żonie, Joannie, za motywację do pracy i niezmierzone wsparcie, a także za dyskusje o moim eksperymencie, i za pomoc w justowaniu układu do dwukolorowego rozpraszania światła laserowego. Dziękuję, Asiu, za wspólne zmagania ze studiami doktoranckimi.

Mojej Kochanej Żonie, Joannie.

Streszczenie w języku polskim

Praca zawiera wyniki badań polegających na rozwijaniu techniki dwukolorowego rozpraszania światła laserowego w diagnostyce plazmy generowanej laserowo w gazach. Zaprezentowane widma światła rozproszonego na plazmie zostały zarejestrowane przy użyciu układu spektrometru siatkowego i kamery ICCD oraz przy użyciu układu interferometrycznego opartego o etalon Fabry'ego – Pérota. Dodatkowo, w układzie rejestrującym światło rozproszone, umieszczony został optycznym wzmacniacz parametryczny, którego zastosowanie poskutkowało znaczącym zwiększeniem stosunku sygnału do szumu. Zebrane widma zostały przeanalizowane w oparciu o modele rozpraszania Rayleigha i Thomsona, z wykorzystaniem dostępnych w literaturze, albo obliczonych z zasad pierwszych, różniczkowych przekrojów czynnych na różne procesy rozpraszania.

Zbudowany układ eksperymentalny pozwala na pomiar koncentracji elektronów, ich temperatury, temperatury cząstek ciężkich (tzw. temperatury jonowej) oraz koncentracji atomów w stanie podstawowym i w stanach wzbudzonych. W oparciu o przeprowadzoną diagnostykę plazmy stwierdzono, że nie zawsze znajdowała się ona w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej.

Streszczenie w języku angielskim

Thesis abstract

The thesis concerns results of the two – colour laser light scattering method development for laser – induced plasma diagnostics in gases. Presented spectra of the light scattered on plasma were registered using the setup containing a grating spectrometer and an ICCD camera or using the interferometric setup based on a Fabry – Pérot etalon. Furthermore, in the setup used for detection of light, an optical parametric amplifier was used, which resulted in significant increase of the signal to noise ratio. Collected spectra were analyzed using Rayleigh and Thomson scattering models and differential cross sections for scattering processes, both taken from the literature and calculated from first principles.

The developed experimental setup allows one to measure of electron concentration, its temperature, temperature of heavy particles (so called ion temperature) and concentration of atoms in ground state or in excited states. Based on performed plasma diagnostics, it was confirmed, that the plasma was not all the time in the local thermodynamic equilibrium state.

Spis treści

Wykaz skrótów	XIII
Wykaz symboli matematycznych	XV
Stałe fizyczne	XV
Często używane symbole	XVI
Wprowadzenie i motywacja	1
Rozdział 1. Plazma generowana laserowo	5
Rozdział 2. Oddziaływanie ośrodka plazmowego ze światłem laserowym	9
2.1. Rozpraszanie Rayleigha	10
2.1.1. Rozpraszanie na cząstkach sferycznie symetrycznych	10
2.1.2. Rozpraszanie na molekułach	13
2.1.3. Referencyjne przekroje czynne	15
2.1.4. Funkcja gęstości spektralnej	18
2.1.5. Rozpraszanie Rayleigha na atomach wodoru w dowolnym stanie kwantowym	24
2.2. Rozpraszanie Thomsona	33
2.2.1. Rozpraszanie na elektronach w plazmie	33
2.2.2. Rzeczywiste, eksperymentalne widma światła rozproszonego	44
2.2.3. Dwukolorowe rozpraszanie światła laserowego (2CLS)	50
Rozdział 3. Eksperyment	55
3.1. Diagnostyka plazmy metodą 2CLS	55
3.1.1. Układ eksperymentalny	55
3.1.2. Symulacje sygnałów rozpraszania światła laserowego na plazmie	60
3.1.3. Dane eksperymentalne	64
3.1.4. Opracowanie danych pomiarowych	64
3.1.5. Zaburzenie plazmy przez próbkujący impuls laserowy	77
3.2. Diagnostyka plazmy metodą rozpraszania światła laserowego z użyciem optycznego wzmacniacza parametrycznego i etalonu Fabry’ego – Pérota	80
3.2.1. Symulacje natężenia światła rozproszonego	80
3.2.2. Optyczny wzmacniacz parametryczny (OPA)	85
3.2.3. Układ doświadczalny	93
3.2.4. Metoda odwikływania widm z interferogramów	96
3.2.5. Dane eksperymentalne	97

3.2.6. Opracowanie danych eksperymentalnych	98
Rozdział 4. Podsumowanie i wnioski	115
Bibliografia	119

Wykaz skrótów

2CLS	metoda dwukolorowego rozpraszania światła laserowego	ang. <i>two – colour laser light scattering method</i>
BBO	β -boran baru	ang. <i>β-barium borate</i>
CTE	pełna równowaga termodynamiczna	ang. <i>complete thermodynamic equilibrium</i>
EUV	skrajne promieniowanie ultrafioletowe (około 13.5 nm)	ang. <i>extreme ultraviolet</i>
FP	etalon Fabry’ego – Pérota	ang. <i>Fabry – Pérot etalon</i>
FSR	przedział dyspersji	ang. <i>free spectral range</i>
FWHM	szerokość połówkowa	ang. <i>full width at half maximum</i>
HEDP	fizyka wysokich energii i gęstości	ang. <i>high energy density physics</i>
LIBS	spektroskopia plazmy generowanej laserowo	ang. <i>laser – induced breakdown spectroscopy</i>
LS	laserowa spektroskopia światła rozproszonego	ang. <i>laser scattering</i>
LIP	plazma generowana laserowo	ang. <i>laser – induced plasma</i>
LTE	lokalna równowaga termodynamiczna	ang. <i>local thermodynamic equilibrium</i>
MPI	jonizacja wielofotonowa	ang. <i>multiphoton ionization</i>
OPA	optyczny wzmacniacz parametryczny	ang. <i>optical parametric amplifier</i>
OES	optyczna spektroskopia emisyjna	ang. <i>optical emission spectroscopy</i>
PLD	laserowe osadzanie cienkich warstw	ang. <i>pulsed laser deposition</i>
RBS	rozpraszanie Rayleigha – Brillouina	ang. <i>Rayleigh – Brillouin scattering</i>
RS	rozpraszanie Rayleigha	ang. <i>Rayleigh scattering</i>
SDF	funkcja gęstości spektralnej	ang. <i>spectral density function</i>
SH	druga harmoniczna	ang. <i>second harmonic</i>
SHG	generator drugiej harmonicznej	ang. <i>second harmonic generator</i>
SNR	stosunek sygnału do szumu	ang. <i>signal to noise ratio</i>
SPDC	fluorescencja parametryczna	ang. <i>spontaneous parametric down conversion</i>
SVEA	przybliżenie wolno zmiennej obwiedni	ang. <i>slowly varying envelope approximation</i>

TEC	typowe warunki eksperymentalne	ang. <i>typical experimental conditions</i>
THG	generator trzeciej harmonicznej	ang. <i>third harmonic generator</i>
TH	trzecia harmoniczna	ang. <i>third harmonic</i>
TS	rozpraszanie Thomsona	ang. <i>Thomson scattering</i>
WW	okno wodne (2.2 – 2.4 nm) (w spektroskopii promieni X)	ang. <i>water window</i>

Wykaz symboli matematycznych

Stałe fizyczne

symbol	objaśnienie	wartość liczbowa
$a_0 = (4\pi\epsilon_0\hbar^2)/(m_e e^2)$	promień Bohra	$5.291\,772\,109\,03(80) \times 10^{-11}$ m
c	prędkość światła w próżni	299 792 458 m/s
e	ładunek elementarny	$1.602\,176\,634 \times 10^{-19}$ C
\hbar	zredukowana stała Plancka	$6.626\,070\,15 \times 10^{-34}$ J Hz ⁻¹
k_B	stała Boltzmannna	$1.380\,649 \times 10^{-23}$ J K ⁻¹
m_e	masa elektronu	$9.109\,383\,7015(28) \times 10^{-31}$ kg
ϵ_0	przenikalność elektryczna poróżni	$8.854\,187\,8128(13) \times 10^{-12}$ F m ⁻¹

Często używane symbole

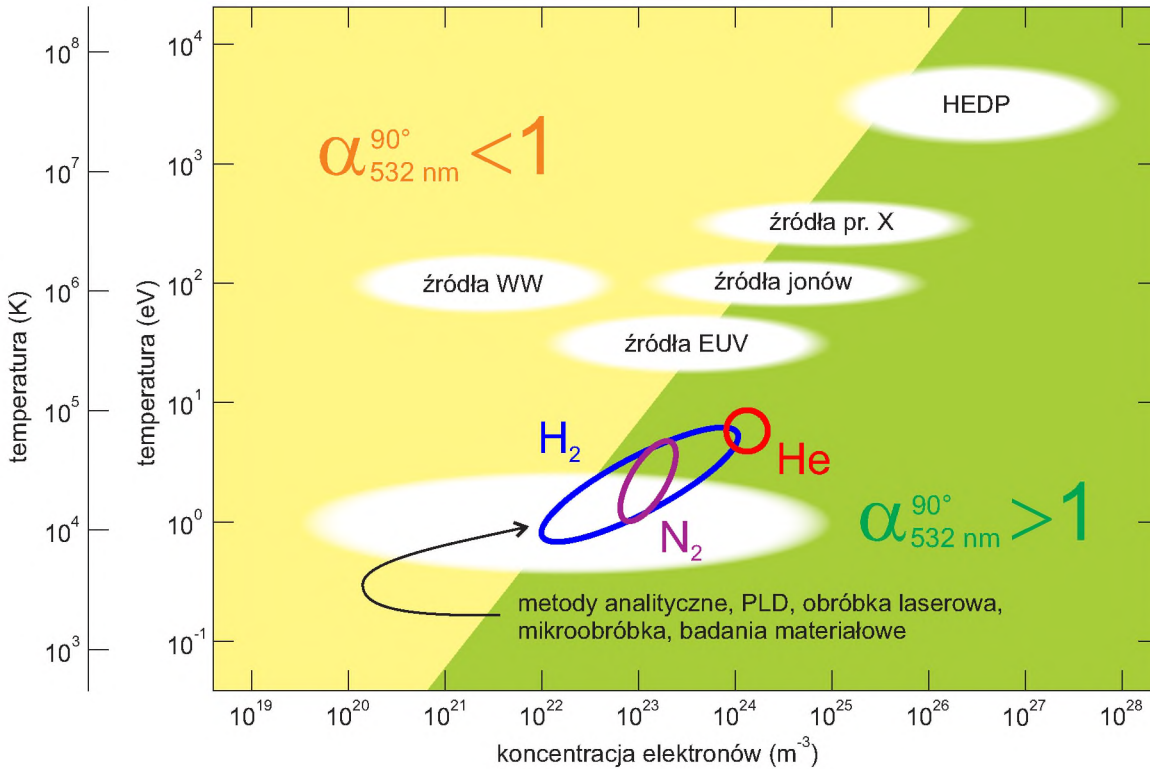
symbol	objaśnienie	opis w tekście
a	promień cząstki sferycznej	rozdział 2.1.1
α	polaryzowalność cząstki sferycznej	równanie (2.15)
$\bar{\alpha}$	średnia polaryzowalność	równanie (2.21)
α_{\parallel}	polaryzowalność wzdłuż osi molekuly	równania (2.23, 2.24)
α_{\perp}	polaryzowalność w kierunku prostopadłym do osi molekuly	równania (2.23, 2.24)
\vec{E}_L	natężenie pola elektrycznego fali padającej	równanie (2.1)
\vec{E}_{L0}	amplituda drgań pola elektrycznego fali padającej	rysunek 2.1
\mathcal{E}_L	energia impulsu wiązki próbującej	równanie (3.1)
\mathcal{E}_p	energia impulsu wiązki pompującej OPA	rozdział (3.2.1)
\vec{E}_s	natężenie pola elektrycznego fali rozproszonej	równanie (2.2)
\mathcal{F}_0	średnia fluencja wiązki	równanie (3.5)
G	współczynnik finezji etalonu FP	równanie (3.30)
\mathcal{G}	wzmocnienie OPA	równanie (3.47)
\vec{k}	wektor rozpraszania	rysunek 2.1
\vec{k}_L	wektor falowy światła padającego	rysunek 2.1
\vec{k}_s	wektor falowy światła rozproszonego	rysunek 2.1
\mathcal{L}	długość obrazowanego fragmentu wiązki próbującej	rysunek (2.17)
n	współczynnik załamania	równanie (3.2.2)
n_e	koncentracja elektronów	rozdziały 2.1.5, 2.2.1
\bar{n}_e	średnia koncentracja elektronów	równanie (2.104)
\mathcal{R}	spektralna zdolność rozdzielcza	rozdział 3.1.1
$\mathbf{R}(\lambda_L)$	macierz znormalizowanego natężenia światła rozproszonego	równanie (3.13)
\hat{s}	wektor jednostkowy w kierunku propagacji fali rozproszonej	równanie (2.2)
S_R	funkcja gęstości spektralnej widma RS	równanie (2.38)
S_T	funkcja gęstości spektralnej widma TS	równanie (2.71)
t^*	retardowana funkcja czasu	równanie (2.64)
T_e	temperatura elektronowa	rozdział 2.2.1
T_i	temperatura jonowa	rozdział 2.2.1
y	współczynnik rozpraszania dla procesu RS	równanie 2.36
γ	asymetria polaryzowalności	równanie (2.22)
ϵ_p	stała dielektryczna	rozdział 2.1.1
λ_L	długość fali wiązki padającej	rozdział 2.1.1
λ_s	długość fali światła rozproszonego	równanie (2.107)
ϕ	kąt pomiędzy wektorami \vec{E}_{L0} i \vec{k}_s	rysunek 2.1
ρ	depolaryzacja światła rozproszonego	równanie (2.27)
ρ_D	długość Debye'a	równanie (2.55)
σ_e	odchylenie standardowe koncentracji elektronów	równanie (2.104)

θ_x	kąt pomiędzy osią \hat{x} układu współrzędnych i wektorem \vec{k}_s	rysunek 2.1
θ_y	kąt pomiędzy osią \hat{y} układu współrzędnych i wektorem \vec{k}_s	rysunek 2.1
ω	odstrojenie częstości kołowej	rozdział 2.1.4
ω_a	częstość kołowa wiązki wzmacnianej	rozdział 3.2.2
ω_i	częstość kołowa wiązki jałowej	rozdział 3.2.2
ω_L	częstość kołowa fali padającej	równanie (2.1)
ω_p	częstość kołowa wiązki pompującej OPA	rozdział 3.2.2
ω_p	częstość plazmowa	równanie (2.57)
ω_s	częstość kołowa fali rozproszonej	rozdział 2.1.4
$\langle \dots \rangle$	uśrednienie po czasie	rozdział 2.1.1
$\partial\sigma_{\text{dpol}}/\partial\Omega$	różniczkwy przekrój czynny na zdepolaryzowane RS	równanie (2.25)
$\partial\sigma_{\text{pol}}/\partial\Omega$	różniczkwy przekrój czynny na spolaryzowane RS	równanie (2.26)

Wprowadzenie i motywacja

Plazma indukowana laserowo (ang. *laser – induced plasma*, LIP) powstaje poprzez zogniskowanie silnego impulsu laserowego na powierzchni ciała stałego bądź wewnątrz gazu lub cieczy. Jej znaczenie można mierzyć stale rosnącą liczbą zastosowań, m.in. w takich dziedzinach jak astrofizyka [1], chemia analityczna [2], fizyka wysokich energii [3], inżynieria materiałowa [4], laserowa obróbka materiałów [5], medycyna [6] czy obrazowanie z wykorzystaniem głębokiego ultrafioletu [7]. Przegląd różnorodnych zastosowań LIP w zależności od jej dwóch podstawowych parametrów – koncentracji elektronów (n_e) i ich temperatury (T_e) – został schematycznie przedstawiony w pracy Harilala i innych [8] w postaci wykresu. Na rysunku 1 przedstawiłem zmodyfikowaną wersję tego wykresu, wraz z zaznaczonymi tymi obszarami przestrzeni wartości parametrów plazmy, które były eksplorowane doświadczalnie w trakcie moich badań. Jak to pokazano na wykresie, plazmy charakteryzujące się jednocześnie największymi wartościami koncentracji elektronów i temperatury są wykorzystywane w badaniach z zakresu fizyki wysokich energii (ang. *high energy density physics*, HEDP), zaś te o umiarkowanych wartościach n_e i T_e wykorzystuje się m.in. jako źródła promieniowania X, laserowe źródła jonów lub źródła skrajnego promieniowania ultrafioletowego (ang. *extreme ultraviolet*, EUV). Plazmy charakteryzujące się temperaturą rzędu 10^6 K i jednocześnie niską koncentracją elektronów znalazły zastosowanie jako źródła miękkiego promieniowania X dla mikroskopii w zakresie tzw. okna wodnego (ang. *water window*, WW), czyli pomiędzy 2.2 nm a 2.4 nm. Z kolei, plazmy charakteryzujące się niskimi temperaturami, rzędu 10^4 K, stanowią podstawę metod analitycznych takich jak spektroskopia plazmy indukowanej laserowo (ang. *laser – induced breakdown spectroscopy*, LIBS), metody laserowego osadzania cienkich warstw (ang. *pulsed laser deposition*, PLD) czy laserowej obróbki i mikroobróbki materiałów.

Aspekty czysto poznawcze procesu oddziaływania laser – materia oraz szeroki wachlarz zastosowań LIP, w tym konieczność optymalizacji wielu procesów technologicznych, wymagają rozwoju metod kompleksowej, precyzyjnej i nieinwazyjnej diagnostyki takiej plazmy. Przykładowo, znajomość temperatur cząstek zawartych w LIP, pozwala na wnioskowanie co do jej stanu równowagi termodynamicznej, która decyduje o wiarygodności wyników ilościowej analizy składu badanych próbek techniką LIBS. Szczegółowe rozważania dotyczące kwestii równowagi termodynamicznej w LIP można znaleźć np. w pracy Cristoforettiego i innych [9].



Rysunek 1. Zmodyfikowany, zaczerpnięty z pracy [8], wykres przedstawiający zastosowania plazm generowanych laserowo o różnych parametrach termodynamicznych – koncentracji elektronów i temperaturze. Obszary parametrów plazmy generowanej w wodorze, helu i azocie w ramach badań przedstawionych w niniejszej pracy zostały oznaczone krzywymi odpowiednio w kolorze niebieskim, czerwonym i purpurowym. Obszar parametrów plazmy, dla której rozpraszanie wiązki laserowej o długości fali 532 nm pod kątem prostym ma charakter kolektywny, zaznaczono kolorem zielonym. W obszarze tym parametr rozpraszania jest większy od jedności i jest to potencjalny obszar stosowalności przedstawionych w niniejszej pracy metod diagnostycznych.

W badaniach LIP wiodącą rolę odgrywają metody optyczne polegające na analizie bądź to światła emitowanego przez plazmę (spektroskopia emisyjna) bądź światła na niej rozproszonego (laserowa spektroskopia światła rozproszonego, ang. *laser scattering*, LS). Metoda LS pozwala na wyznaczenie lokalnych wartości wielu parametrów plazmy (koncentracje cząstek naładowanych i neutralnych, ich temperatury, rozkłady energii czy prędkości przepływu) oraz ich ewolucji. Metoda ta jest stosowana w badaniach różnego rodzaju wyładowań jarzeniowych [10], plazmy sznurowej (ang. *pinch plasma*) [11] i plazmy termicznej takiej jaka występuje chociażby w łukach spawalniczych [12] czy strumieniach plazmowych [13, 14, 15]. LS odgrywa również istotną rolę w badaniach plazmy towarzyszącej fuzji jądrowej [16, 17], gdzie nadal pozostaje najbardziej wiarygodną metodą pomiaru temperatury elektronowej. Wreszcie, LS stosowana jest w diagnostyce plazm indukowanych laserowo, zarówno tych o wysokiej jak i niskiej temperaturze [18, 19]. Techniki LS w zastosowaniu do diagnostyki plazmy zostały dokładnie omówione np. w podręcznikach pod redakcją Hutchinsona [20] i Frouli [21].

Poza dużą czasową i przestrzenną zdolnością rozdzielczą, LS umożliwia bezpośredni pomiar parametrów plazmy bez opierania się na założeniu lokalnej równowagi termodynamicznej (ang. *local thermodynamic equilibrium*, LTE) czy innych modelach plazmy nierównowagowej, tak jak to ma miejsce w przypadku wielu technik z zakresu spektroskopii emisyjnej. LS okazała się szczególnie przydatna w diagnostyce gorących gazów i słabo zjonizowanej plazmy, a także plazmy gorącej, gdzie widma światła rozproszonego wynikają odpowiednio z rozpraszania Rayleigha (na cząstkach neutralnych) i rozpraszania Thomsona (na cząstkach naładowanych). Jednak w przypadku plazmy częściowo zjonizowanej, zarówno rozpraszanie Rayleigha (ang. *Rayleigh scattering*, RS) jak i Thomsona (ang. *Thomson scattering*, TS) mogą jednocześnie dawać znaczące wkłady do sygnałów LS, a ich separacja jest nieodzowna dla wiarygodnego określenia koncentracji cząstek. Rozdzielenie sygnałów RS i TS jest nietrywialnym zadaniem zważywszy na fakt, iż centralna, tzw. jonowa część widma TS, charakteryzuje się bardzo podobnymi właściwościami spektralnymi jak widmo RS. Dodatkowe wyzwanie stanowi fakt, że tę centralną i jednocześnie dominującą część widma LS charakteryzuje mała szerokość spektralna (rzędu kilkunastu czy kilkudziesięciu pikometrów), a zatem jej analiza wymaga specjalnych technik spektroskopowych.

W niniejszej pracy zaprezentuję dwa, rozwijane w Laboratorium Diagnostyki Plazmy Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie, podejścia pozwalające na odróżnienie przyczynku TS od RS w widmach LS, i w konsekwencji na przeprowadzenie kompleksowej diagnostyki plazmy obejmującej oba typy występujących w niej cząstek – naładowanych i neutralnych. W pierwszej metodzie używane są lasery próbkujące plazmę o istotnie różnych długościach fal jak druga i trzecia harmoniczna nanosekundowego lasera Nd:YAG. To podejście wykorzystuje różne zależności od długości fali przekrojów czynnych na procesy rozpraszania Rayleigha i Thomsona. Metoda ta została zaproponowana przez Limbacha i Milesa [22] i nazywam ją dwukolorowym rozpraszaniem światła (ang. *two-colour light scattering*, 2CLS). Ogólnie rzecz biorąc, metoda 2CLS sprowadza się do rejestracji widma światła rozproszonego dla dwóch różnych parametrów rozpraszania. Poza stosowaniem laserów o różnych długościach fali, pomiary takie można także zrealizować obserwując światło rozproszone pod różnymi kątami względem wiązki lasera próbkującego, tak jak to zostało przedstawione w pracy Hare i innych [23]. Druga metoda polega na zastosowaniu do rejestracji widma LS układu optycznego o bardzo wysokiej spektralnej zdolności rozdzielczej. Tym sposobem możliwe są precyzyjne pomiary centralnej części widma światła rozproszonego (w zakresie długości fali lasera próbkującego) pozwalające na rozróżnienie części TS od RS, a w konsekwencji na wyznaczenie, poza parametrami gazu elektronowego, także temperatury cząstek ciężkich i średniego ładunku jonów (Z). Ponieważ potrzebna spektralna zdolność rozdzielcza ($\mathcal{R} > 5 \times 10^5$) jest nieosiągalna w komercyjnych spektrometrach siatkowych dlatego zbudowałem w tym celu układ złożony z etalonu Fabry’ego – Pérota (FP) o wysokiej finezji oraz spektrometru siatkowego jako predispersera. Ponadto, ze względu na potencjalnie duże gradienty parametrów termodynamicznych badanej plazmy, analizie spektralnej powinno poddawać się światło pochodzące z bardzo małej

objętości (ok. 0.1 mm^3), co w połączeniu z dużą finezją etalonu FP często skutkuje bardzo małymi wartościami stosunku sygnału do szumu (ang. *signal to noise ratio*, SNR). Dlatego w celu zwiększenia SNR, na drodze wiązki sygnałowej, czyli światła rozproszonego, przed etalonem FP, został umieszczony optyczny wzmacniacz parametryczny (ang. *optical parametric amplifier*, OPA), pozwalający na wzmocnienie natężenia światła rozproszonego kilka tysięcy razy. Zastosowanie OPA wraz z etalonem FP do pomiaru widma światła rozproszonego na ośrodku plazmowym nie ma znanego mi odpowiednika w literaturze przedmiotu.

Praca ta jest zorganizowana w następujący sposób. W rozdziale 1 po krótko opisałem mechanizmy powstawania plazmy generowanej laserowo i metody jej diagnostyki. W rozdziale 2 przedstawiłem opis oddziaływania światła laserowego z ośrodkiem plazmowym ze szczególnym uwzględnieniem rozpraszania Rayleigha i rozpraszania Thomsona. Rozdział 3 zawiera opis zbudowanego układu doświadczalnego, przeprowadzonych pomiarów i metod analizy wyników tych pomiarów pod kątem diagnostyki badanej plazmy. W rozdziale 4 zawarłem podsumowanie uzyskanych wyników i wnioski dotyczące potencjalnych kierunków rozwoju opracowanych metod diagnostycznych.

Rozdział 1

Plazma generowana laserowo

Przez pojęcie **plazmy** rozumie się przewodzący gaz składający się z atomów, jonów (dodatnich i ujemnych) i fotonów, którego dynamika wynika z oddziaływań elektrodynamicznych. Dwie podstawowe cechy plazmy to

- obojętność elektryczna w skali dużo większej niż rozmiary cząstek oraz
- kolektywne zachowania cząstek, będące wynikiem długozasięgowych oddziaływań kulombowskich.

Pierwszy z powyższych warunków można zapisać za pomocą tzw. **równania quasineutralności**, łączącego koncentrację elektronów n_e z koncentracjami $n_{j,Z}$ jonów dodatnich typu j o ładunku Z , o postaci

$$n_e = \sum_j Z n_{j,Z}. \quad (1.1)$$

Drugi warunek spełniony jest w skali większej niż tzw. **długość Debye'a** ρ_D (por. równanie (2.55)). W skali przestrzennej większej niż ρ_D ruch cząstek ma charakter kolektywny, co związane jest z ekranowaniem pola elektrycznego pochodzącego od pojedynczego ładunku na odległościach $R > \rho_D$. Zachowanie plazmy ma charakter kolektywny nie tylko w przestrzeni ale i w czasie. Mianowicie, elektrony wchodzące w skład plazmy wykonują drgania wokół położeń równowagi z tzw. **częstością plazmową** ω_p (por. równanie (2.57)), a ich drgania kolektywne z częstością $\omega < \omega_p$ są silnie tłumione na skutek zderzeń z cząstkami neutralnymi. Plazma jest ośrodkiem przezroczystym dla promieniowania o częstościach większych niż częstość plazmowa, co jest wykorzystywane w jej obserwacjach. Ponieważ światło o wysokiej częstości ($\omega \gg \omega_p$), wyemitowane wewnątrz plazmy, nie podlega ani absorpcji ani rozproszeniu i opuszcza obszar plazmy, to może być ono zarejestrowane w celu poznania jej właściwości.

Plazma jest źródłem silnego promieniowania emitowanego na zasadzie odwrotnego promieniowania hamowania elektronów w polu jonów dodatnich (tzw. przejście *free – free*), w trakcie rekombinacji trójcząsteczkowej elektronów i jonów dodatnich (tzw. przejścia *free – bound*) oraz emisji fotonów przez wzbudzone atomy czy jony (tzw. przejścia *bound – bound*). W przypadku dwóch pierwszych procesów widmo emitowanego promieniowania ma charakter ciągły, a ostatni proces prowadzi do widm dyskretnych.

Ponieważ właściwości plazmy są wynikiem właściwości występujących w niej cząstek i oddziaływań kulombowskich między nimi to dla dokładnego opisu tejże plazmy potrzebne jest ustalenie położenia i prędkości tych cząstek. Na poziomie mikroskopowym opisuje je równanie Fokkera – Plancka, a w przypadku zjonizowanego gazu prostsze matematycznie kinetyczne równanie Boltzmann. Jednak powyższe podejście magnetohydrodynamiczne wymaga ogromnej liczby stałych atomowych i wobec tego najczęściej do opisu plazmy stosuje się metody fizyki statystycznej, przy założeniu określonego typu równowagi termodynamicznej.

Równowaga termodynamiczna to taki stan układu, w którym entropia przyjmuje wartość maksymalną, a jego parametry makroskopowe, takie jak ciśnienie czy temperatura, są jednakowe w całej objętości. Ponadto, jak wynika z zasady równowag szczegółowych, prawdopodobieństwo zajścia jakiegokolwiek procesu jest równe prawdopodobieństwu zajścia procesu odwrotnego. Z zasady maksimum entropii, przy założeniu **pełnej równowagi termodynamicznej** (CET, ang. *complete thermodynamic equilibrium*) wynika m.in. że prędkości poszczególnych cząstek opisywane są rozkładem Maxwella, wzbudzenia cząstek na poszczególne poziomy energetyczne opisywane są rozkładem Boltzmann, koncentracje składników plazmy w kolejnych stanach jonizacyjnych podaje równanie Sahy – Eggerta, a gęstość spektralna promieniowania opisana jest prawem Plancka. Co istotne, temperatury parametryzujące poszczególne rozkłady są sobie równe. Jednakże, w plazmach o skończonych rozmiarach, zarówno tych występujących w naturze jak i wytwarzanych w laboratoriach, osiągnięcie stanu CTE jest niemożliwe z uwagi na ucieczkę promieniowania i łamanie prawa Plancka. Wówczas plazma, przy zachowaniu pozostałych praw, znajduje się w stanie **lokalnej równowagi termodynamicznej** (LTE). Plazma taka charakteryzuje się identycznymi temperaturami kinetycznymi cząstek, jonizacyjną i wzbudzeniową. Szczegółowe rozważania dotyczące zjawisk zachodzących w plazmie, jej opisu czy kwestii równowagi termodynamicznej zostały opisane w wielu podręcznikach np. [24], czy monografiach np. [25]. Przystępny opis zjawisk termodynamicznych zachodzący w plazmie zawarł także w swojej rozprawie doktorskiej Tomasz Pięta [26].

Plazmę w laboratorium można wytworzyć np. poprzez wyładowanie stałoprądowe (ang. *DC discharge*), pojemnościowe wyładowanie o częstotliwości radiowej (ang. *capacitive radio – frequency discharge*), czy sprzężenie indukcyjne (ang. *inductively coupled plasmas*), ale także przez przebicie bądź ablację laserową (ang. *laser – induced plasma*). Niniejsza praca dotyczy właśnie badań plazmy generowanej przez **przebicie laserowe w ośrodku gazowym**.

Proces generacji plazmy w gazie z użyciem impulsów laserowych, zwany przebicciem laserowym, został opisany w literaturze [27, 28, 29]. W zależności od właściwości impulsu laserowego (natężenie, długość fali, czas trwania) i ośrodka gazowego koncentracja elektronów i ich temperatura mogą sięgnąć odpowiednio 10^{25} m^{-3} i kilku keV (około 10^7 K) [30]. Jednakże, po upływie kilku mikrosekund od impulsu generującego plazmę, koncentracja elektronów spada o kilka rzędów wielkości a temperatura elektronowa osiąga wartość kilku tysięcy kelwinów. W naszych eksperymentach plazma wytwarzana jest przez skupienie nanosekundowych impulsów lasera Nd:YAG, o energii rzędu kilkudziesięciu mJ i o długości fali 532 nm, w komorze

wypełnionej odpowiednim gazem pod ciśnieniem zbliżonym do ciśnienia atmosferycznego. Badania plazmy wytworzonej w wodorze, o właściwościach podobnych do uzyskiwanych w naszym laboratorium, zostały opisane w pracy [31].

Ewolucja plazmy typu LIP zostaje zapoczątkowana przez elektrony pierwotne, wytworzone podczas oddziaływania gazu z frontem impulsu laserowego, w procesie jonizacji wielofotonowej (MPI, ang. *multiphoton ionization*), albo jonizacji w silnym polu elektrycznym na zasadzie efektu tunelowego lub obniżenia energii jonizacji. Proces MPI generuje elektrony, które są następnie przyspieszane przez pole elektryczne wiązki laserowej, co skutkuje sukcesywną, przeważnie kaskadową, jonizacją prowadzącą do wystąpienia przebicia. Elektrony pierwotne są następnie podgrzewane przez impuls laserowy na zasadzie odwrotnego promieniowania hamowania w polu wytwarzanym przez cząstki ciężkie. Po zakumulowaniu energii przez elektrony dochodzi do dysocjacji molekuł i jonizacji atomów podczas zderzeń nieelastycznych. Prowadzi to do wytworzenia elektronów wtórnych i ostatecznego ukształtowania się plazmy. Późniejsza ewolucja plazmy jest rządzona przez ekspansję hydrodynamiczną, jonizację i rekombinację, a także przez emisję promieniowania [32, 33].

Charakter promieniowania emitowanego przez plazmę zmienia się w czasie wraz z jej właściwościami. Początkowo, w plazmie znajduje się dużo elektronów o wysokiej energii kinetycznej, które są przyspieszane w silnych polach elektrycznych wytwarzanych przez jony i podlegają procesom rekombinacji. W związku z powyższym, widmo światła emitowanego przez plazmę ma charakter ciągły. Po pewnym czasie, wraz ze spadkiem koncentracji elektronów, w widmie emisyjnym zaczynają być widoczne emisyjne linie jonowe. Następnie, wraz z postępującą rekombinacją, wzrasta natężenie linii emisyjnych atomowych i molekularnych.

Diagnostyka LIP, ze względu na jej małe rozmiary i przejściowy charakter, prowadzona jest przeważnie metodami optycznymi. Wyróżniamy wśród nich metody **pasywne**, polegające na pomiarach promieniowania emitowanego przez plazmę i **aktywne** polegające na pomiarach promieniowania pochodzącego z zewnętrznych źródeł i oddziałującego z plazmą na zasadzie rozpraszania, absorpcji, bądź procesów nieliniowych. Metody pasywne, czyli optyczna spektroskopia emisyjna (OES, ang. *optical emission spectroscopy*) plazmy, zostały w wyczerpujący sposób opisane w podręczniku Griema [34]. Podstawowymi zaletami OES w zastosowaniu do LIP jest jej nieinwazyjność i stosunkowa prostota układu eksperymentalnego. Metody OES pozwalają na wyznaczenie temperatur wzbudzeniowej (tzw. metoda wykresu Boltzmanna) i jonowej (tzw. metoda Sahy – Boltzmanna), składu chemicznego plazmy (tzw. bezkalibrycyjna metoda LIBS, ang. *calibration – free LIBS*), czy koncentracji elektronów (na podstawie profili Starka linii widmowych). Wadą OES jest konieczność przyjmowania *a priori* pewnych założeń co do stanu równowagi termodynamicznej plazmy, które to założenia nie koniecznie muszą odpowiadać rzeczywistej sytuacji fizycznej i są trudno weryfikowalne.

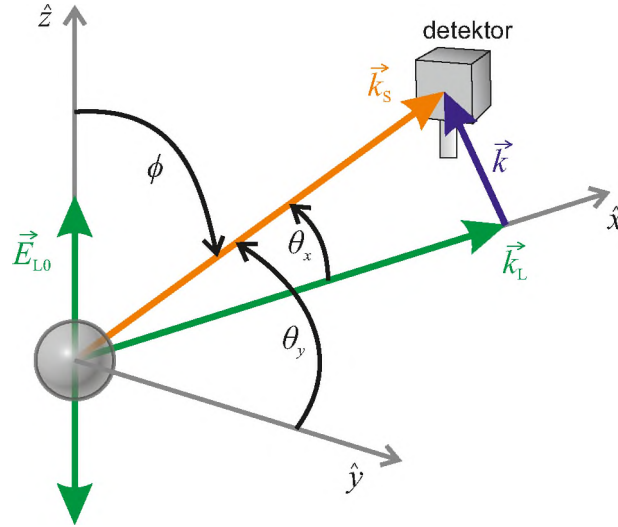
Wśród aktywnych metod optycznych diagnostyki LIP należy wymienić metodę rozpraszania (Ramana, Rayleigha i Thomsona) światła laserowego, metodę spektroskopii absorpcyjnej oraz metodę mieszania czterech fal. Niewątpliwą zaletą metod rozproszeniowych jest wysoka przestrzenna i czasowa zdolność rozdzielcza oraz najczęściej bezpośredni związek wyznaczonych wielkości z widmem światła rozproszonego. Co więcej, w przeciwieństwie do OES, nie ma potrzeby przyjmowania, często wątpliwych, założeń dotyczących stanu równowagi termodynamicznej badanej plazmy. Jednak stosowanie, zwykle silnych, impulsów laserowych do próbkowania plazmy wymaga kontroli stopnia jej ewentualnej modyfikacji. Techniki eksperymentalne polegające na obserwacji światła rozproszonego na plazmie zostały dokładnie opisane np. w podręczniku [35].

Rozdział 2

Oddziaływanie ośrodka plazmowego ze światłem laserowym

Światło laserowe padające na ośrodek plazmowy podlega szeregowi procesów rozpraszania. Rozpraszanie światła na makroskopowych cząstkach ciała stałego bądź cieczy określane jest mianem rozpraszania Miego. Rozpraszanie na cząstkach obojętnych elektrycznie (atomach bądź molekułach) określane jest mianem rozpraszania Rayleigha i Ramana, natomiast rozpraszanie na cząstkach naładowanych (jonach molekularnych, jonach atomowych oraz elektronach) to rozpraszanie Thomsona. Wypadkowe widmo rozpraszania światła laserowego na plazmie zawiera informacje o jej parametrach termodynamicznych – koncentracjach poszczególnych rodzajów cząstek oraz rozkładach ich prędkości. W celu przeanalizowania wspomnianego widma i wyznaczenia tych parametrów plazmy konieczna jest znajomość **różniczkowych przekrojów czynnych** oraz **funkcji gęstości spektralnej** (ang. *spectral density function*, SDF) dla poszczególnych procesów rozpraszania i rodzajów cząstek. Ze względu na wysoką czułość prezentowanych metod diagnostycznych na stałe atomowe występujące w modelach rozpraszania, konieczna jest znajomość tych stałych z jak największą dokładnością. Wyznaczenie wartości wspomnianych przekrojów czynnych i funkcji SDF wymagało pogłębionych studiów literaturowych. Było ono jednak konieczne dla poprawnej interpretacji danych doświadczalnych, stąd też przedstawiam je przed opisem układu doświadczalnego i uzyskanych wyników eksperymentalnych.

W niniejszym rozdziale przedstawię przegląd modeli procesów rozpraszania światła laserowego na ośrodku plazmowym. Modele te pozwoliły na skompletowanie zestawu stałych atomowych niezbędnych do prawidłowej interpretacji wyników eksperymentalnych i wyznaczenie parametrów plazmy, tak jak to zostało opisane w rozdziale 3. Wszystkie zagadnienia przedstawione w niniejszym rozdziale zostały przebadane z wykorzystaniem środowiska Wolfram Mathematica. Funkcje opisujące procesy rozpraszania zebrałem w bibliotecę `Plasma.m`. Stworzenie tej biblioteki stanowiło integralną część przygotowanej rozprawy doktorskiej i było nieodzowne w celu uporządkowania rozproszonej wiedzy literaturowej na temat procesów rozpraszania światła na plazmie. Przygotowaną bibliotecę, wraz z dokumentacją (w języku angielskim) załączam do niniejszej pracy w postaci pliku `Plasma.m` (załącznik A).



Rysunek 2.1. Zastosowana w niniejszej pracy geometria służąca do opisu procesów rozpraszania Rayleigha i Thomsona. Wektor \vec{E}_{L0} oznacza amplitudę padającej fali elektromagnetycznej (na przykład światła laserowego), wektor \vec{k}_L oznacza wektor falowy tego światła, \vec{k}_s to wektor falowy światła rozproszonego, zaś **wektor rozpraszania** $\vec{k} \equiv \vec{k}_s - \vec{k}_L$. Zmienna ϕ oznacza kąt pomiędzy polaryzacją światła padającego a wektorem falowym światła rozproszonego, zaś θ_x, θ_y oznaczają kąty pomiędzy wektorem falowym światła rozproszonego a odpowiednimi osiami układu współrzędnych.

2.1. Rozpraszanie Rayleigha

Rozpraszanie Rayleigha (RS) jest procesem polegającym na rozpraszaniu fali elektromagnetycznej na cząstkach obojętnych elektrycznie. W wyniku oddziaływania ze światłem, w cząstce indukuje się elektryczny moment dipolowy. Oscylacje tego momentu dipolowego indukują falę elektromagnetyczną o tej samej częstotliwości co fala padająca.

2.1.1. Rozpraszanie na cząstkach sferycznie symetrycznych

Opis rozpraszania fali elektromagnetycznej na pojedynczej, sferycznie symetrycznej cząstce, na przykład na atomie wodoru w stanie podstawowym, został zawarty w pracy Kempkensa i Uhlenbuscha [36]. Bazując na tej pracy przedstawię wyprowadzenie różniczkowego przekroju czynnego na proces RS na tego typu cząstce. Całość rozważań dotyczących rozpraszania Rayleigha i rozpraszania Thomsona została przeprowadzona z przyjęciem geometrii przedstawionej na rysunku 2.1. W ramach tej geometrii zakładamy, że światło padające propaguje wzdłuż osi \hat{x} , zaś jego polaryzacja jest równoległa do osi \hat{z} układu współrzędnych.

Założmy teraz, że rozpraszaniu podlega fala płaska o długości λ_L . Indeks L oznacza w tym miejscu światło pochodzące bezpośrednio z lasera. Natężenie pola elektrycznego takiej fali w punkcie przestrzeni \vec{x} i w chwili t można zapisać jako

$$\vec{E}_L(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_{L0} e^{-i(\omega_L t - \vec{k}_L \cdot \vec{x})} + \text{c.c.}, \quad (2.1)$$

gdzie \vec{E}_{L0} jest stałą w całej przestrzeni amplitudą fali, ω_L jest jej częstością kołową, zaś \vec{k}_L to jej wektor falowy. Ponadto zakładamy, że fala ta spolaryzowana jest liniowo w kierunku osi \hat{z} , tzn. $\vec{E}_{L0} \parallel \hat{z}$ i rozchodzi się w kierunku osi \hat{x} , tzn. $\vec{k}_L \parallel \hat{x}$. W dużej odległości R od rozpraszającej cząstki o średnicy D , to znaczy w **przybliżeniu dalekiego pola** (rozumianym przez spełnienie nierówności $R \gg D^2/\lambda_L$) natężenie pola elektrycznego rozproszonego światła przyjmuje postać fali sferycznej

$$\vec{E}_s(\vec{x}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_{s0} e^{-i(\omega_L t - k_L R)} + \text{c.c.} = \frac{1}{2} \vec{A}_{s0}(\hat{x}, \hat{s}) \frac{e^{-i(\omega_L t - k_L R)}}{R} + \text{c.c.}, \quad (2.2)$$

gdzie \hat{s} jest wektorem jednostkowym wyznaczającym kierunek propagacji tej fali.

Uśredniony po czasie wektor Poyntinga dla padającej fali płaskiej (2.1) ma postać

$$\langle \vec{S}_L \rangle = \langle c \epsilon_0 |\vec{E}_L|^2 \rangle \hat{x} = c \frac{\epsilon_0}{2} |\vec{E}_{L0}|^2 \hat{x}, \quad (2.3)$$

gdzie c oznacza prędkość światła w próżni, ϵ_0 to przenikalność elektryczna próżni, zaś $\langle \dots \rangle$ oznacza uśrednienie po czasie długim w porównaniu z okresem fali. Analogiczny wektor Poyntinga dla fali sferycznej (2.2) przybiera postać

$$\langle \vec{S}_s \rangle = \langle c \epsilon_0 |\vec{E}_s|^2 \rangle \hat{s} = c \frac{\epsilon_0}{2} \frac{|\vec{A}_{s0}|^2}{R^2} \hat{s}, \quad (2.4)$$

a moc promieniowania rozproszonego w kąt bryłowy $d\Omega$ wynosi

$$dP_s = R^2 |\vec{S}_s| d\Omega. \quad (2.5)$$

Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie światła padającego z kierunku \hat{x} i rozproszonego w kierunku \hat{s} definiujemy jako

$$\frac{\partial \sigma(\hat{x}, \hat{s})}{\partial \Omega} \equiv \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{1}{|\vec{S}_L|} \frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{|\vec{A}_{s0}|^2}{|\vec{E}_{L0}|^2}. \quad (2.6)$$

Z kolei, całkowity przekrój czynny zdefiniowany jako całka z różniczkowego przekroju czynnego (2.6) po pełnym kącie bryłowym, wynosi

$$\sigma \equiv \int_{\mathfrak{S}} d\Omega \frac{\partial \sigma(\hat{x}, \hat{s})}{\partial \Omega}, \quad (2.7)$$

gdzie \mathfrak{S} oznacza sferę jednostkową.

Zatem, w celu obliczenia przekroju czynnego, konieczna jest znajomość amplitudy $|\vec{A}_{s0}|$ fali rozproszonej. Załóżmy, że rozpraszająca cząstka ma postać bryły wypełnionej dielektrykiem o przenikalności elektrycznej $\epsilon(\vec{x})\epsilon_0$, gdzie $\epsilon(\vec{x})$ jest bezwymiarową stałą dielektryczną. Przyjmijmy, że w całej przestrzeni, poza cząstką, przenikalność elektryczna równa jest ϵ_0 , zaś przenikalność magnetyczna, także wewnątrz cząstki, równa jest przenikalności magnetycznej próżni μ_0 . Z równań Maxwella zapisanych dla pola elektrycznego będącego superpozycją pola fali padającej \vec{E}_L oraz pola fali rozproszonej \vec{E}_s można wyprowadzić niezależne od czasu równanie Helmholtza postaci [36]

$$(\Delta + k_L^2)(\vec{E}_L + \vec{E}_s) = \begin{cases} -k_L^2(\epsilon(\vec{x}) - 1)\vec{E}, & \text{wewnątrz cząstki,} \\ 0, & \text{poza cząstką.} \end{cases} \quad (2.8)$$

Rozwiązanie powyższego równania, dla wspomnianego wcześniej przybliżenia dalekiego pola, przybiera postać [36]

$$\vec{E}_s(\vec{x}, t) = \frac{e^{-i(\omega_L t - k_L R)}}{R} \frac{k_L^2}{4\pi} \int_{\mathfrak{P}} d\vec{x}' \left[-\hat{s} \times (\hat{s} \times \vec{E}_p(\vec{x}')) \right] (\epsilon(\vec{x}') - 1) \exp[-ik_L(\hat{s} \cdot \vec{x}')], \quad (2.9)$$

gdzie \vec{E}_p oznacza natężenie pola elektrycznego wewnątrz cząstki dielektrycznej, zaś \mathfrak{P} oznacza objętość zajmowaną przez tę cząstkę. Jeżeli cząstka rozpraszająca jest znacznie mniejsza od długości fali λ_L oraz przenikalność elektryczna cząstki jest stała i równa $\epsilon_p \epsilon_0$ w całej jej objętości, to można przyjąć, że natężenie zewnętrznego pola elektrycznego ma charakter statyczny, a co za tym idzie zachodzi równość

$$\vec{E}_p = \frac{3}{2 + \epsilon_p} \vec{E}_L. \quad (2.10)$$

Wynik powyższy można otrzymać rozwiązując równanie Laplace'a dla potencjału elektrostatycznego, a rozwiązanie takie przedstawione jest w klasycznych podręcznikach do elektrodynamiki, na przykład [37]. Po uwzględnieniu równania (2.10) i podstawieniu (2.9) do równania (2.2) otrzymujemy

$$\vec{A}_{s0} = \frac{3k_L^2}{4\pi} \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} E_{L0} [-\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{z})] \int_{\mathfrak{P}} e^{ik_L(\hat{x} - \hat{s}) \cdot \vec{x}'} d^3 \vec{x}'. \quad (2.11)$$

Ponieważ moduł wykładnika funkcji eksponencjalnej w powyższym równaniu jest dużo mniejszy od jedności ($k_L = 2\pi/\lambda_L \ll 1/D$), to wartość całki można przybliżyć objętością kuli $(4/3)\pi a^3$, gdzie a jest jej promieniem. W rezultacie takiego przybliżenia otrzymujemy, że

$$\vec{A}_{s0} = k_L^2 a^3 \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2} [\hat{z} - \hat{s}(\hat{s} \cdot \hat{z})^2]. \quad (2.12)$$

Ostatecznie, poprzez podstawienie (2.12) do równania (2.6), otrzymujemy różniczkowy przekrój czynny postaci

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_R(\hat{x}, \hat{s})}{\partial \Omega} &= k_L^4 a^6 \frac{(\epsilon_p - 1)^2}{(\epsilon_p + 2)^2} [1 - (\hat{s} \cdot \hat{z})^2] = \\ &= k_L^4 a^6 \frac{(\epsilon_p - 1)^2}{(\epsilon_p + 2)^2} \sin^2 \phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda_L} \right)^4 a^6 \frac{(\epsilon_p - 1)^2}{(\epsilon_p + 2)^2} \sin^2 \phi, \end{aligned} \quad (2.13)$$

gdzie ϕ jest kątem pomiędzy wektorem polaryzacji światła padającego a wektorem falowym światła rozproszonego, tak jak to pokazano na rysunku 2.1. Na podstawie formuły (2.13) całkowity przekrój czynny na proces RS na cząstce sferycznie symetrycznej wynosi

$$\sigma_R = \int_{\mathfrak{S}} d\Omega \frac{\partial \sigma(\hat{x}, \hat{s})}{\partial \Omega} = \frac{8\pi}{3} k_L^4 a^6 \frac{(\epsilon_p - 1)^2}{(\epsilon_p + 2)^2} = \frac{128\pi^5}{3\lambda_L} a^6 \frac{(\epsilon_p - 1)^2}{(\epsilon_p + 2)^2}. \quad (2.14)$$

Powyzsza formuła, dla $a < 0.05 \lambda_L$, daje wartości zawyżone jedynie o 4%, względem ścisłych obliczeń, przeprowadzonych bez przybliżenia pola statycznego (2.10) działającego na cząstkę [36].

Odmienne podejście do wyprowadzenia przekroju czynnego na rozpraszanie Rayleigha zaproponowali Miles, Lampert i Forkey w pracy [38]. Wprowadzili oni pojęcie **polaryzowalności** \mathbf{a} cząstki sferycznie symetrycznej, która jest zdefiniowana jako współczynnik proporcjonalności pomiędzy natężeniem zewnętrznego pola elektrycznego \vec{E}_L oraz indukowanym momentem dipolowym cząstki \vec{p} , to znaczy

$$\vec{p} \equiv \mathbf{a} \vec{E}_L. \quad (2.15)$$

Amplitudy natężenia pola elektrycznego fali emitowanej przez nieskończenie mały dipol elektryczny, mierzone w odległości R od tego dipola, obliczyć można ze wzoru [39]

$$|\vec{E}_{\text{so}}(\hat{x}, \hat{s})| = \frac{\omega^2 \langle |\vec{p}| \rangle \sin \phi}{4\pi R \epsilon_0 c^2} = \frac{\omega^2 \mathbf{a} |\vec{E}_{L0}| \sin \phi}{4\pi R \epsilon_0 c^2}. \quad (2.16)$$

Następnie, na podstawie równania (2.4) oraz definicji (2.6) i (2.7) autorzy [38] otrzymali przekroje czynne, różniczkowy i całkowity, na RS postaci odpowiednio

$$\frac{\partial \sigma_R(\hat{x}, \hat{s})}{\partial \Omega} = \frac{\mathbf{a}^2 k_L^4}{16\pi^2 \epsilon_0^2} \sin^2 \phi = \frac{\pi^2 \mathbf{a}^2}{\epsilon_0^2 \lambda_L^4} \sin^2 \phi \quad (2.17)$$

i

$$\sigma_R = \int_{\mathfrak{S}} d\Omega \frac{\partial \sigma(\hat{x}, \hat{s})}{\partial \Omega} = \frac{\mathbf{a}^2 k_L^4}{6\pi \epsilon_0^2} = \frac{8\pi^3 \mathbf{a}^2}{3\epsilon_0^2 \lambda_L^4}. \quad (2.18)$$

Wzory (2.13) i (2.17) są ze sobą zgodne pod warunkiem, że zachodzi równość

$$\mathbf{a} = 4\pi \epsilon_0 a^3 \frac{\epsilon_p - 1}{\epsilon_p + 2}. \quad (2.19)$$

Można sprawdzić bezpośrednim rachunkiem, że taka jest w istocie polaryzowalność jednorodnej kuli o promieniu a wypełnionej materiałem o stałej dielektrycznej ϵ_p .

2.1.2. Rozpraszanie na molekułach

Opis rozpraszania światła na molekułach, które nie są sferycznie symetryczne wymaga uogólnienia równania (2.17). Uogólnienie takie zostało opisane w pracy [38]. Mianowicie, w przypadku dowolnej molekuły równanie (2.15) przyjmuje postać

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_{xx} & \mathbf{a}_{xy} & \mathbf{a}_{xz} \\ \mathbf{a}_{yx} & \mathbf{a}_{yy} & \mathbf{a}_{yz} \\ \mathbf{a}_{zx} & \mathbf{a}_{zy} & \mathbf{a}_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_{L,z} \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

gdzie \mathbf{a}_{ij} są składowymi **tensora polaryzowalności**. W równaniu powyższym pierwsza i druga składowa wektora \vec{E}_L są równe zeru, ponieważ, tak jak to pokazano na rysunku 2.1, wiązka laserowa jest spolaryzowana w kierunku osi \hat{z} . Ponieważ molekuły składające się na gaz są losowo zorientowane względem układu współrzędnych $\hat{x}\hat{y}\hat{z}$, to koniecznym jest przetransformowanie tensora polaryzowalności względem dowolnego operatora obrotu a następnie wykonanie

uśrednienia wyniku po całej sferze jednostkowej. Dla opisu przekroju czynnego na RS, uśrednionego po orientacji przestrzennej molekuł, wprowadza się dwa parametry niezmiennicze ze względu na obroty. Są to **średnia polaryzowalność**

$$\bar{a}^2 = \frac{1}{9}(a_{xx} + a_{yy} + a_{zz})^2 \quad (2.21)$$

oraz **asymetria polaryzowalności**

$$\gamma^2 = \frac{1}{2} \left[(a_{xx} - a_{yy})^2 + (a_{yy} - a_{zz})^2 + (a_{zz} - a_{xx})^2 + 6(a_{xy}a_{yx} + a_{yz}a_{zy} + a_{zx}a_{xz}) \right]. \quad (2.22)$$

Przykładowo, molekuły dwuatomowe cechują się symetrią cylindryczną, a co za tym idzie wzory (2.21) i (2.22) upraszczają się w ich przypadku do postaci odpowiednio

$$\bar{a}^2 = \frac{1}{9}(a_{\parallel} + 2a_{\perp})^2 \quad (2.23)$$

oraz

$$\gamma^2 = (a_{\parallel} - a_{\perp})^2, \quad (2.24)$$

gdzie a_{\parallel} oznacza polaryzowalność wzdłuż osi molekuły, zaś a_{\perp} w kierunku prostopadłym do tej osi. Światło rozproszone posiada dwie składowe polaryzacji. Pierwsza z nich zawarta jest w płaszczyźnie $\hat{x}\hat{y}$. Uśredniony po orientacji przestrzennej molekuł przekrój czynny na RS (na molekułach bez symetrii sferycznej) związany z tą składową ma postać [38]

$$\frac{\partial \sigma_{\text{dpol}}}{\partial \Omega} = \frac{\pi^2}{\epsilon_0^2 \lambda_L^4} \frac{3\gamma^2}{45}. \quad (2.25)$$

Z kolei, druga składowa jest prostopadła do pierwszej, a związany z nią przekrój czynny ma postać

$$\frac{\partial \sigma_{\text{pol}}}{\partial \Omega} = \frac{\pi^2}{\epsilon_0^2 \lambda_L^4} \left[\frac{3\gamma^2}{45} + \sin^2 \phi \frac{45\bar{a}^2 + \gamma^2}{45} \right]. \quad (2.26)$$

Światło rozproszone, spolaryzowane w płaszczyźnie $\hat{x}\hat{y}$, jest tym samym spolaryzowane prostopadle do płaszczyzny wyznaczonej przez wektory \vec{k}_s oraz \vec{E}_{L0} . Światło to będziemy nazywać **światłem zdepolaryzowanym**, a odpowiadający mu przekrój czynny przekrojem czynnym na **zdepolaryzowane** RS. Z kolei, światło spolaryzowane w płaszczyźnie wyznaczonej przez wektory \vec{k}_s oraz \vec{E}_{L0} nazywać będziemy **światłem spolaryzowanym**, a odpowiadający mu przekrój czynny, przekrojem czynnym na **spolaryzowane** RS. Asymetria molekuł powoduje, że światło rozproszone posiada nie tylko składową spolaryzowaną, ale także składową zdepolaryzowaną. Dla opisanego tego zjawiska wprowadzamy **depolaryzację** ρ zdefiniowaną jako

$$\rho \equiv \frac{\partial \sigma_{\text{dpol}}}{\partial \Omega} / \frac{\partial \sigma_{\text{pol}}}{\partial \Omega}. \quad (2.27)$$

Zsumowanie wyrażeń (2.26) oraz (2.25) daje całkowity różniczkowy przekrój czynny na proces RS na molekułach postaci

$$\frac{\partial \sigma_M}{\partial \Omega} = \frac{\pi^2}{\epsilon_0^2 \lambda_L^4} \left[\frac{45\bar{a}^2 + 7\gamma^2}{45} - \cos^2 \theta_z \frac{45\bar{a}^2 + \gamma^2}{45} \right]. \quad (2.28)$$

Ostatecznie, po wycalkowaniu (2.28) po pełnym kącie bryłowym otrzymujemy całkowity przekrój czynny na RS na molekułach

$$\sigma_M = \int_{\mathcal{E}} d\Omega \frac{\partial \sigma_M}{\partial \Omega} = \frac{8\pi^3 \alpha^2}{3\epsilon_0^2 \lambda_L^4} \frac{45\bar{\alpha}^2 + 10\gamma^2}{45} = \sigma_R \frac{45\bar{\alpha}^2 + 10\gamma^2}{45}. \quad (2.29)$$

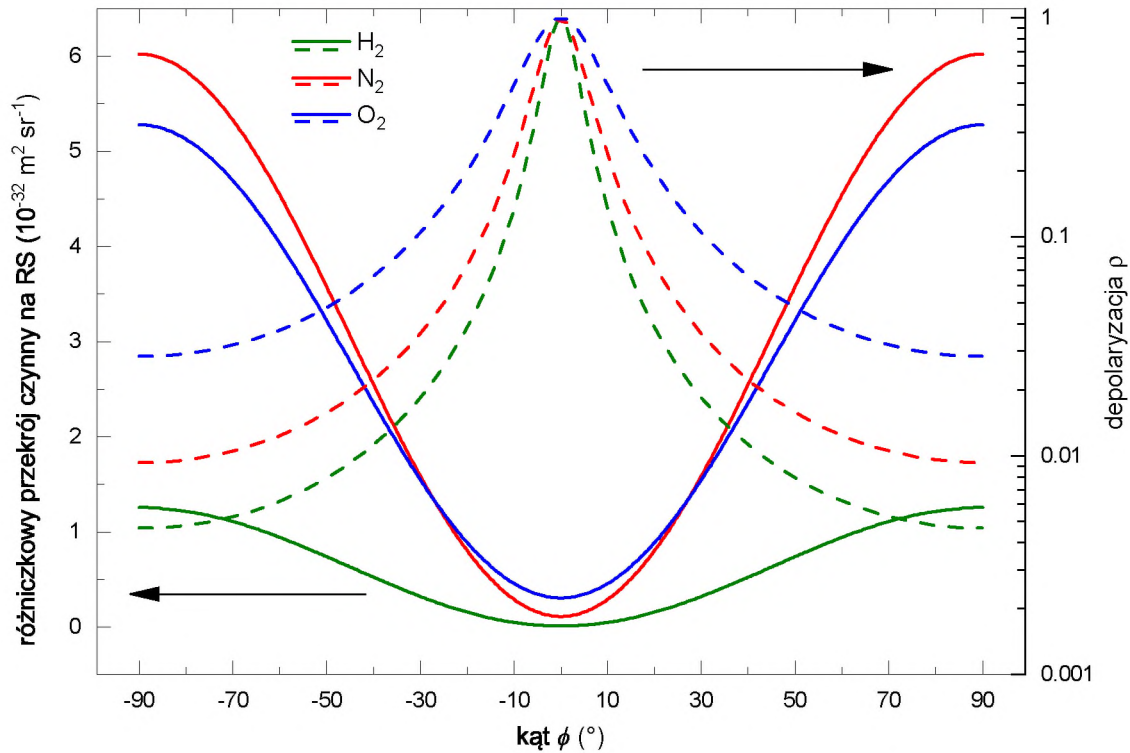
Równanie powyższe upraszcza się do (2.18) w przypadku gdy $\gamma = 0$.

W celu obliczenia wartości przekrojów czynnych na RS na molekułach należy wykorzystać literaturowe wartości ich polaryzowalności α_{\parallel} oraz α_{\perp} , które zostały podane w tabeli 2.1 dla wodoru, tlenu i azotu. W ogólności wyróżnia się polaryzowalność dynamiczną (w przypadku wzbudzenia dipola falą elektromagnetyczną o dł. λ_L) oraz polaryzowalność statyczną (dla pola statycznego, czyli dla $\lambda_L = \infty$). Dla częstotści optycznych, przy braku efektów rezonansowych, różnice pomiędzy wartościami obu polaryzowalności są nieznaczące, a zatem w przybliżonych obliczeniach można używać ich zamiennie.

Na rysunku 2.2 przedstawiono zależności całkowitego przekroju czynnego na RS oraz depolaryzacji ρ od kierunku obserwacji światła rozproszonego. Prowadzenie obserwacji prostopadłe do wektora falowego \vec{k}_L oraz do wektora polaryzacji \vec{E}_{L0} , tj. $\theta_x = 90^\circ$, $\theta_y = 0^\circ$ i $\phi = 90^\circ$, nazywać będziemy **typowymi warunkami doświadczalnymi** (TEC, ang. *typical experimental conditions*). Dla takich warunków depolaryzacja osiąga minimalną wartość i wynosi od około 0.5% dla wodoru do około 3% dla tlenu, a natężenie światła rozproszonego jest maksymalne. Precyzyjny pomiar stopnia depolaryzacji może narażać na pewne trudności doświadczalnych z uwagi na konieczność wykorzystania polaryzatora o odpowiednio dużej ekstynkcji. W przypadku prowadzenia obserwacji w kierunku wektora \vec{E}_{L0} depolaryzacja jest równa 1, co oznacza, że światło rozproszone nie jest w ogóle spolaryzowane. Otrzymanie niezerowego sygnału rozpraszania w tym kierunku obserwacji możliwe jest wyłącznie dzięki asymetrii molekuł.

2.1.3. Referencyjne przekroje czynne

W opisanych w niniejszej pracy eksperymentach konieczna była kalibracja natężenia światła rozproszonego na ośrodku plazmowym, którą wykonywano w sposób względny. W tym celu przeprowadzono pomiary natężenia światła rozproszonego na **gazie referencyjnym** o znanym różniczkowym przekroju czynnym na proces RS. Dla uproszczenia procedury pomiarowej, gazem takim był zawsze ten sam gaz w którym generowana była plazma. Należy jednak zwrócić uwagę, że w przypadku stosowania gazów molekularnych, konieczna jest weryfikacja stopnia depolaryzacji ρ w procesie rozpraszania i rejestrowanie wyłącznie części spolaryzowanej. Analiza stopnia depolaryzacji przedstawionego na rysunku 2.2 pozwala na stwierdzenie, że depolaryzacja musi być uwzględniona podczas wykonywania kalibracji natężeniowej z użyciem tlenu i azotu. Dla gazów tych, względna niepewność referencyjnych przekrojów czynnych na RS wynosi od 0.3% ($\lambda_L = 532$ nm) dla azotu do 2.2% ($\lambda_L = 532$ nm) dla tlenu. Są to wartości porównywalne z depolaryzacją ρ dla warunków TEC (dla tlenu $\rho = 2.8\%$,



Rysunek 2.2. Liniami ciągłymi oznaczono zależność różniczkowego przekroju czynnego na rozpraszanie Rayleigha na molekułach dwuatomowych (obliczonego na podstawie wzoru (2.28)) od kąta ϕ pomiędzy polaryzacją światła padającego a kierunkiem obserwacji światła rozproszonego. Liniami przerywanymi oznaczono depolaryzację obliczoną jako stosunek części zdepolaryzowanej do spolaryzowanej, tak jak została zdefiniowana w równaniu (2.27). Geometria układu została zdefiniowana tak jak to zostało pokazane na rysunku 2.1. Obliczenia wykonane zostały dla obserwacji odbywającej się w płaszczyźnie $\hat{y}\hat{z}$, a zatem dla kierunku obserwacji prostopadłego do wektora falowego wiązki padającej. W takim przypadku $\theta_y = 90^\circ - \phi$, natomiast $\theta_x = 90^\circ$. Do obliczenia wartości przekrojów czynnych użyto literaturowych wartości polaryzowalności molekuł oznaczonych w tabeli 2.1 symbolem *, zaczerpniętych z publikacji [43], [44] oraz [41], odpowiednio dla wodoru, azotu i tlenu.

Tabela 2.1. Wartości polaryzowalności równoległej α_{\parallel} oraz polaryzowalności prostopadłej α_{\perp} zaczerpnięte z literatury.

molekuła	α_{\parallel} (10^{-40} A ² s ⁴ /kg)	α_{\perp} (10^{-40} A ² s ⁴ /kg)	źródło	długość fali światła padającego λ_L
H ₂	1.141	0.796	obliczenia [40]	632.8 nm
	1.144	0.795	eksperyment [41]	632.8 nm
	1.115	0.781	obliczenia [42]	∞
	1.047*	0.810*	obliczenia [43]	∞
N ₂	2.503	1.713	eksperyment [44]	514.8 nm
	2.470	1.702	eksperyment [41]	632.8 nm
	2.426*	1.691*	eksperyment [44]	∞
	2.481	1.678	obliczenia [45]	∞
O ₂	2.578*	1.365*	eksperyment [41]	632.8 nm
	2.496	1.299	obliczenia [45]	∞

* Wartości te zostały użyte do obliczenia przekrojów czynnych na RS zaprezentowanych na rysunku 2.2.

dla azotu $\rho = 0.9\%$). W przypadku wodoru względna niepewność referencyjnego przekroju czynnego wynosi 1.5% dla dł. fali 355 nm i 1.2% dla dł. fali 532 nm, zaś depolaryzacja dla warunków TEC wynosi 0.5%. Skoro zaś depolaryzacja jest istotnie mniejsza od względnej niepewności $\partial\sigma_{\text{ref}}/\partial\Omega$, to jej uwzględnienie nie jest konieczne w trakcie opracowania danych eksperymentalnych.

W tabeli 2.2 zebrano wartości wszystkich referencyjnych przekrojów czynnych na rozpraszanie Rayleigha używanych w niniejszej pracy. We wszystkich przypadkach, poza helum, są to wartości albo doświadczalne, zaczerpnięte z publikacji [46] albo otrzymane na podstawie własnych pomiarów. Niepewności cytowanych wartości są zatem niepewnościami o charakterze doświadczalnym. W przypadku helu zdecydowałem się na użycie teoretycznej wartości statycznej polaryzowalności tego atomu oraz formuły (2.17) opisującej przekrój czynny na RS na cząstce sferycznie symetrycznej. Uzyskana niepewność pochodzi z propagacji niepewności polaryzowalności α_{He} i może być zanizona ze względu na pominięcie efektów rezonansowych.

Tabela 2.2. Wartości referencyjnych przekrojów czynnych na rozpraszanie Rayleigha.

gaz	$\partial\sigma_{\text{ref}}/\partial\Omega$ (355 nm) (m ²)	$\partial\sigma_{\text{ref}}/\partial\Omega$ (532 nm) (m ²)	źródło
He	$4.13504033(82) \times 10^{-33}$	$8.1679809(17) \times 10^{-34}$	równanie (2.17)*
Ar	$2.862(43) \times 10^{-31}\dagger$	$5.455(72) \times 10^{-32}$	eksperyment [46]
H ₂	$7.21(11) \times 10^{-32}\dagger$	$1.333(17) \times 10^{-32}$	własne pomiary [‡]
N ₂	$3.304(32) \times 10^{-31}\dagger$	$6.350(24) \times 10^{-32}$	eksperyment [46]
O ₂	$3.006(43) \times 10^{-31}\dagger$	$5.71(13) \times 10^{-32}\dagger$	eksperyment [46]

* Użyto wartości numerycznej $\alpha_{\text{He}} = 2.28151333(23) \times 10^{-41} \text{ A}^2\text{s}^4\text{kg}^{-1}$ [47]. † Podane wartości pochodzą z ekstrapolacji lub interpolacji wyników doświadczalnych. ‡ Podane wyniki pochodzą z porównania sygnałów pochodzących z RS na argonie i na wodorze. Jako referencji użyto przekroju czynnego na RS na argonie zaczerpniętego z pracy [46].

2.1.4. Funkcja gęstości spektralnej

Właściwości termodynamiczne ośrodka rozpraszającego światło laserowe mają istotny wpływ na kształt funkcji gęstości spektralnej (ang. *spectral density function*, SDF) $S(\omega)$, charakteryzującej rozkład natężenia światła rozproszonego w zależności od odstrojenia $\omega = \omega_s - \omega_L$ częstości ω_s fali rozproszonej od częstości ω_L fali padającej. W przypadku rozpraszania Rayleigha na atomach bądź molekułach szerokość spektralna SDF jest rzędu 100 MHz w temperaturze pokojowej i około 1 GHz w temperaturach rzędu 10 000 – 20 000 K, charakterystycznych dla plazmy generowanej laserowo. Oznacza to, że eksperymentalna rejestracja rozkładu spektralnego światła rozproszonego nie jest możliwa przy użyciu zwykłych spektrometrów siatkowych i konieczne jest zastosowanie technik dających większą zdolność rozdzielczą, jak techniki interferometryczne, na przykład z wykorzystaniem etalonu czy interferometru FP.

W widmie światła rozproszonego na sposób Rayleigha wyróżnia się następujące składowe [38]:

- gałęzie Stokesa i anty-Stokesa dla rotacyjnego rozpraszania Ramana (światło niekoherentne i niespolaryzowane),
- gałąź Q dla rotacyjnego rozpraszania Ramana (światło niekoherentne i niespolaryzowane) oraz
- gałąź rozpraszania Placzka (światło koherentne i spolaryzowane).

Przekroje czynne (2.25) oraz (2.26) zawierają przyczynki pochodzące od wszystkich powyższych procesów, a wkłady obliczone dla dowolnej konfiguracji geometrycznej procesu rozpraszania i dla dowolnego ustawienia analizatora polaryzacji przed fotodetekтором, zostały ujęte w pracy [38]. Jeżeli detektor nie jest czuły na polaryzację fali świetlnej to przekrój czynny na rotacyjne rozpraszanie Ramana (gałęzie Stokesa i anty – Stokesa) przybiera postać

$$\frac{\partial\sigma_S}{\partial\Omega} = \frac{3\sigma_M}{32\pi} \frac{\rho_0}{2 + \rho_0} (6 + \sin^2 \phi), \quad (2.30)$$

a przekrój czynny na rozpraszanie Ramana w gałęzi Q

$$\frac{\partial \sigma_Q}{\partial \Omega} = \frac{\sigma_M}{32\pi} \frac{\rho_0}{2 + \rho_0} (6 + \sin^2 \phi). \quad (2.31)$$

Natomiast przekrój czynny na rozpraszanie typu Placzka ma postać

$$\frac{\partial \sigma_P}{\partial \Omega} = \frac{\sigma_M}{8\pi} \frac{6 - 7\rho_0}{2 + \rho_0} \sin^2 \phi, \quad (2.32)$$

gdzie

$$\rho_0 \equiv \frac{6\gamma^2}{45\bar{a}^2 + 7\gamma^2}. \quad (2.33)$$

W oparciu o równania (2.30 – 2.33) można obliczyć stosunek przekrojów czynnych na rozpraszanie nieelastyczne (gałąź S Ramana) i elastyczne (Placzka i gałąź Q Ramana). Dla warunków TEC stosunek ten wynosi 0.017 dla wodoru, 0.033 dla azotu oraz 0.096 dla tlenu. Wiodący przyczynek do sygnału rozpraszania daje zatem rozpraszanie elastyczne, którego funkcja gęstości spektralnej zależy od ruchu cząstek w gazie. W przypadku gazu atomowego występuje wyłącznie rozpraszanie elastyczne. W świetle powyższych szacunków, dla ilościowej interpretacji wyników eksperymentów polegających na rozpraszaniu światła laserowego na gazie lub plazmie, kluczowe staje się obliczenie funkcji SDF dla elastycznej części rozpraszania Rayleigha.

W tym celu wprowadza się wektor rozpraszania \vec{k} (patrz rysunek 2.1) zdefiniowany jako

$$\vec{k} \equiv \vec{k}_s - \vec{k}_L, \quad (2.34)$$

gdzie \vec{k}_s oznacza wektor falowy światła rozproszonego. Długość wektora \vec{k} wynosi

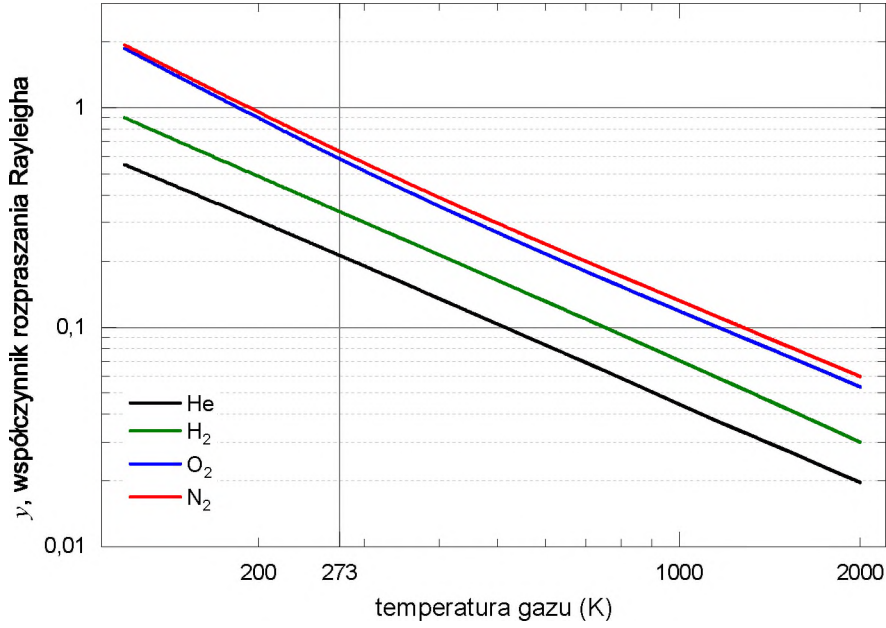
$$|\vec{k}| = \frac{4\pi}{\lambda_L} \sin\left(\frac{\theta_x}{2}\right), \quad (2.35)$$

gdzie kąt θ_x jest kątem pomiędzy wektorem \vec{k}_s a osią \hat{x} układu współrzędnych (a zatem wektorem \vec{k}_L), tak jak to zostało pokazane na rysunku 2.1. Użyteczne jest także wprowadzenie parametru rozpraszania Rayleigha y , będącego odwrotnością liczby Knudseny zdefiniowanej jako iloczyn długości $|\vec{k}|$ wektora rozpraszania i średniej drogi swobodnej ℓ cząstki w gazie

$$y \equiv \frac{1}{|\vec{k}|\ell} \approx \frac{n_p k_B T}{\sqrt{2} v_0 \eta |\vec{k}|}, \quad (2.36)$$

gdzie n_p oznacza koncentrację cząstek gazu, k_B jest stałą Boltzmanna, η jest lepkością dynamiczną gazu, zaś termiczna prędkość cząstek $v_0 = \sqrt{k_B T/m}$, gdzie m oznacza masę cząstki. Wartości parametru y w zależności od temperatury, dla różnych gazów pod ciśnieniem 1 bar, przedstawiono na rysunku 2.3. W celu obliczenia koncentracji cząstek n_p dla ustalonego ciśnienia i temperatury posłużono się równaniem stanu gazu doskonałego

$$p = n_p k_B T. \quad (2.37)$$



Rysunek 2.3. Zależności współczynnika y od temperatury obliczone z użyciem formuły (2.36) dla różnych gazów znajdujących się pod ciśnieniem 1 bar. W celu wyznaczenia koncentracji n_p założono, że gaz spełnia równanie stanu gazu doskonałego (2.37). Wartości lepkości gazów dla różnych temperatur zostały zaczerpnięte z prac [48] dla wodoru, [49] dla helu i azotu oraz [50] dla tlenu.

Dla $y \ll 1$ mamy do czynienia z rozpraszaniem w reżimie termicznym. Oznacza to, że kształt funkcji SDF, $S_R(\omega)$, odpowiada w przeważającej mierze efekt Dopplera, i funkcja ta przybiera postać funkcji Gaussa

$$S_R(\vec{k}, \omega) = \frac{2}{\Delta\omega_R} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\omega}{\Delta\omega_R} \right)^2 \right], \quad (2.38)$$

gdzie szerokość połowkowa

$$\Delta\omega_R = |\vec{k}| \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}. \quad (2.39)$$

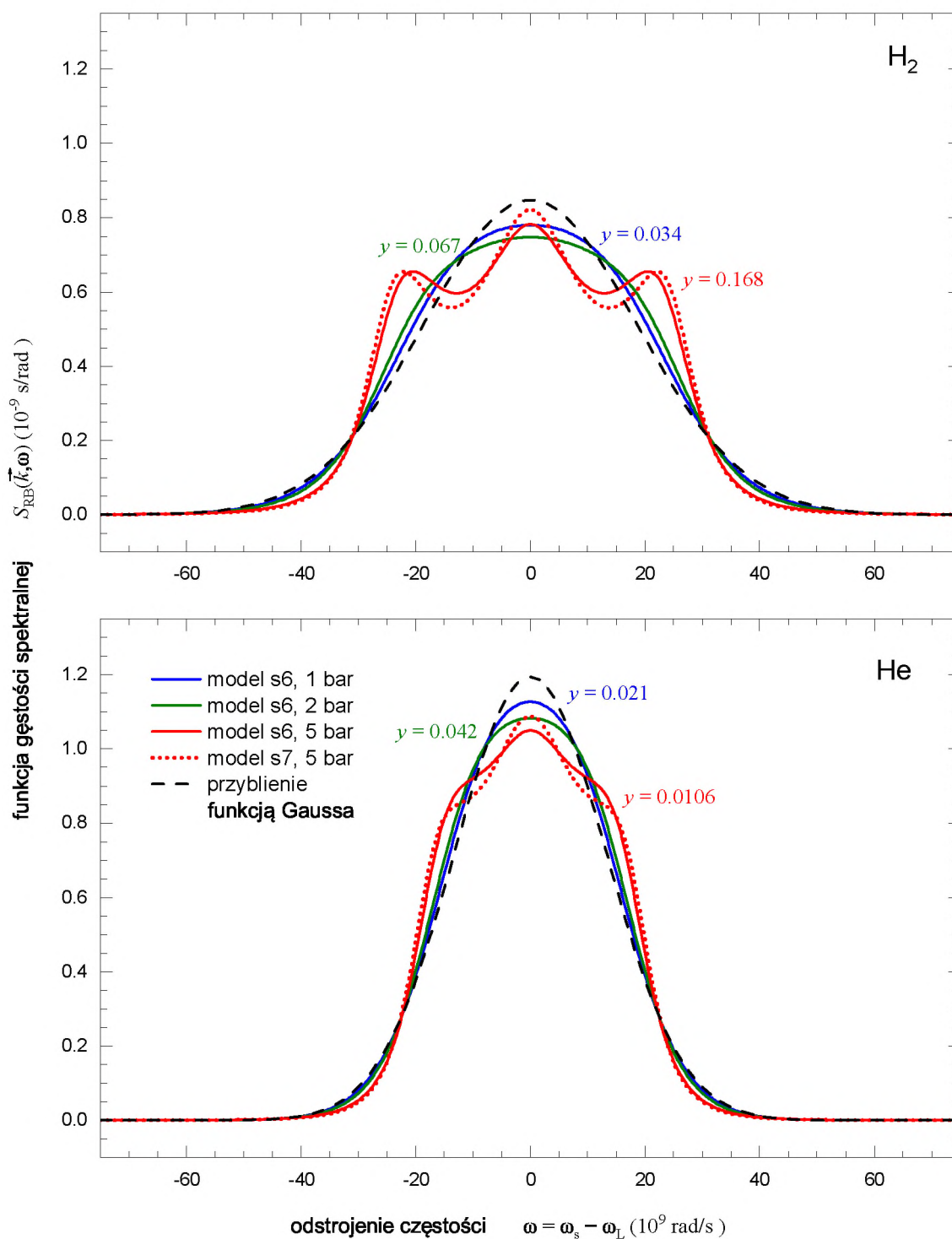
Jak wynika z rysunku 2.3 funkcja postaci (2.38) jest dobrym przybliżeniem funkcji SDF dla gazów znajdujących się pod ciśnieniem bliskim ciśnieniu atmosferycznemu i w temperaturze rzędu kilku tysięcy Kelwinów. Będzie ona zatem użyteczna do opisu rozpraszania na cząstkach znajdujących się w plazmie, ale już niekoniecznie do opisu rozpraszania na gazie referencyjnym.

Wyznaczenie funkcji SDF dla RS na gazach w warunkach $y \gg 1$ (tak zwany reżim hydrodynamiczny), albo $y \approx 1$ (reżim pośredni) następuje z większymi trudnościami. W tych przypadkach rozpraszanie nazywane jest rozpraszaniem Rayleigha – Brillouina (ang. *Rayleigh – Brillouin scattering*, RBS). Zagadnienie to było tematem pracy Tentiego i innych [51]. W pracy tej zaprezentowano tak zwany model s6, w którym kształt funkcji SDF zależy od współczynników transportu gazu, tj. od lepkości dynamicznej η , lepkości objętościowej η_b ,

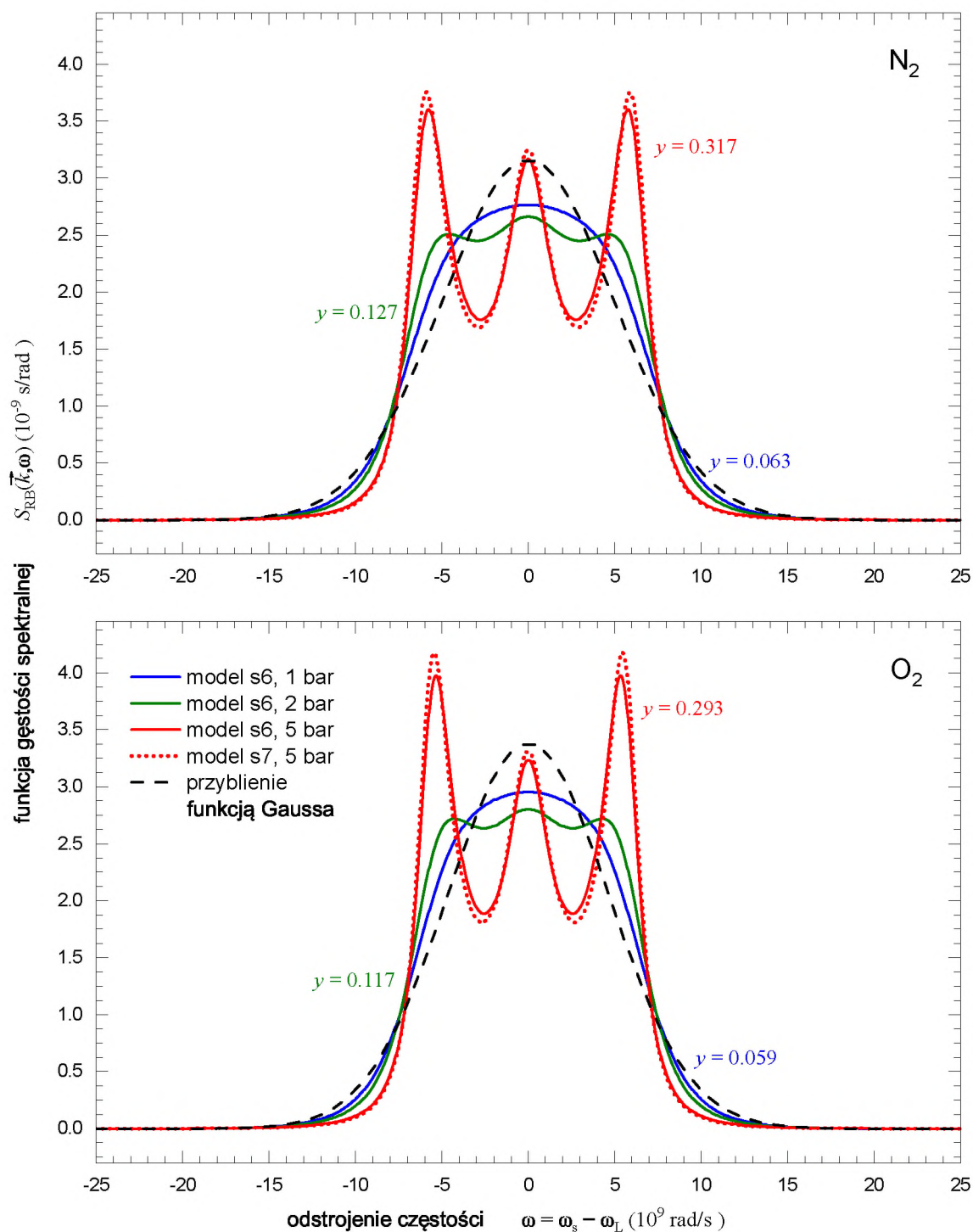
Tabela 2.3. Wartości współczynników transportu dla różnych gazów znajdujących się w temperaturze 273 K, wykorzystane do wykonania symulacji funkcji gęstości spektralnej dla rozpraszania Rayleigha – Brillouina. W ostatniej kolumnie tabeli zawarto wartości szerokości $\Delta\omega_R$ widma RS w przybliżeniu gaussowskim, obliczone z użyciem równania (2.39).

gaz	η (10^{-6} Pa s)	η_b/η	c_{int}	σ_h (10^{-3} W m $^{-1}$ K $^{-1}$)	$\Delta\omega_R(273\text{ K})$ (10^{10} Hz)
He	19.7 [54]	0	0	154.0 [54]	2.96
H ₂	8.8 [51]	31.25 [51]	1	174.2 [58]	4.17
N ₂	17.63 [52]	0.73 [52]	1	25.2 [52]	1.12
O ₂	20.21 [52]	0.4 [52]	1	25.76 [52]	1.05

ciepła właściwego c_{int} związanego z wewnętrznymi stopniami swobody przypadającymi na cząstkę oraz od współczynnika przewodnictwa cieplnego σ_h . Podobny model, zwany modelem s7, został opisany w pracy [52]. Rozwiązanie analityczne analogicznego zagadnienia koherentnego rozpraszania Rayleigha, otrzymane dla gazów jednoatomowych, zostało przedstawione w pracy [53]. Weryfikacja doświadczalna opisanych powyżej modeli została zaprezentowana, m.in., w pracy [54]. Modele s6 i s7 cechują się dużą złożonością numeryczną. W związku z tym w pracach [55, 56] podjęto się wyprowadzenia przybliżonych formuł analitycznych opisujących funkcję SDF w przypadku rozpraszania typu RBS. Dostępne są również kody w języku Fortran [52] oraz w środowisku Matlab [57], którymi można posłużyć się w celu numerycznego obliczenia numerycznych wartości tych funkcji stosując model s6 lub s7. Aby skorzystać z takiego kodu konieczne jest wprowadzenie współczynników transportu dla rozważanego gazu. Wartości tych współczynników, dla badanych w tej pracy gazów, zostały zebrane w tabeli 2.3. Wyniki obliczeń funkcji SDF dla interesujących mnie gazów są przedstawione na rysunkach 2.4 i 2.5. Jak można zauważyć, w przypadku helu dla temperatury pokojowej i ciśnień poniżej 5 bar kształt funkcji SDF jest zbliżony do funkcji Gaussa. W przypadku wodoru, przy ciśnieniu 5 bar pojawiają się dodatkowe maksima boczne w rozkładzie spektralnym, które w przypadku azotu i tlenu są widoczne już dla ciśnienia 2 bar. Szerokości spektralne widma światła rozproszonego wyznaczonego za pomocą modeli s6 i s7 są zgodne z szacunkowymi wartościami $\Delta\omega_R$ obliczonymi za pomocą równania (2.39) i zamieszczonymi w tabeli 2.3. Pomiar zaprezentowanych funkcji SDF, ze względu na ich małą szerokość spektralną, wymaga zastosowania technik spektroskopowych charakteryzujących się dużą spektralną zdolnością rozdzielczą, np. takich jak metody interferometryczne.



Rysunek 2.4. Funkcja gęstości spektralnej dla rozpraszania Rayleigha – Brillouina dla przypadku wodoru i helu wysymulowana za pomocą kodu [57]. Przyjęto, że rozpraszanie zachodzi w warunkach doświadczalnych TEC, długość fali światła rozpraszanego wynosi 532 nm, a gaz znajduje się pod ciśnieniem 1 bar, 2 bar, lub 5 bar w temperaturze 273 K. W obliczeniach wykorzystano wartości parametrów transportu zawarte w tabeli 2.3.



Rysunek 2.5. Funkcja gęstości spektralnej dla rozpraszania Rayleigha – Brillouina dla przypadku azotu i tlenu wysymulowana za pomocą kodu [57]. Przyjęto, że rozpraszanie zachodzi w warunkach TEC, długość fali światła rozpraszanego wynosi 532, nm, a gaz znajduje się pod ciśnieniem 1 bar, 2 bar, lub 5 bar w temperaturze 273 K. W obliczeniach wykorzystano wartości parametrów transportu zawarte w tabeli 2.3.

2.1.5. Rozpraszanie Rayleigha na atomach wodoru w dowolnym stanie kwantowym

Ogólna metoda obliczania różniczkowych przekrojów czynnych na rozpraszanie Rayleigha na atomach w stanie podstawowym albo w stanie wzbudzonej opisana została w artykule [59]. Ta sama metoda, zastosowana dla atomów argonu, wykorzystana została przez Murphy'ego i Farmera w pracy [60]. W pracy tej, różnica wartości przekroju czynnego na RS na atomach argonu w różnych stanach kwantowych wykorzystana została do pomiaru temperatury plazmy wytwarzanej w atmosferze tego gazu. Autorzy zauważają, że natężenie i polaryzacja sygnału rozpraszania światła na plazmie zależą od jej temperatury (przy założeniu lokalnej równowagi termodynamicznej). Zaprezentowana w niniejszej pracy **metoda dwukolorowego rozpraszania światła laserowego** (ang. *two – colour light scattering method*, 2CLS) opiera się na wykorzystaniu podobnych zależności.

W pracy [59] przedstawiono model pozwalający na obliczenie wartości przekroju czynnego na RS na atomie znajdującym się w stanie kwantowym $|nlJ\rangle$, gdzie n oznacza wartość głównej liczby kwantowej, l to wartość liczby kwantowej orbitalnego momentu pędu, natomiast J oznacza wartość liczby kwantowej całkowitego momentu pędu. Jak wynika z modelu atomu wodoru w reżimie równania Diraca, opisanym na przykład w podręczniku [61], liczba kwantowa l może przybierać wartości całkowite w zakresie od 0 do $n - 1$ zaś $J = l \pm 1/2$. Model powyższy, w przeciwieństwie do tego przedstawionego w rozdziałach 2.1.1 – 2.1.2, ma charakter elementarny. Do posługiwania się nim nie jest potrzebna znajomość polaryzowalności badanych cząstek.

Przekrój czynny na RS na atomie w stanie kwantowym $|nlJ\rangle$ można zapisać jako funkcję kąta ψ pomiędzy wektorami polaryzacji światła padającego \vec{E}_{L0} oraz polaryzacji światła rozproszonego, czyli w zależności od ustawienia analizatora polaryzacji przed fotodetekтором, i przybiera on postać

$$\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}\right)_{TJ} = \left(\frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial\Omega}\right)_{TJ} \cos^2\psi + \left(\frac{\partial\sigma_{xz}}{\partial\Omega}\right)_{TJ} \sin^2\psi, \quad (2.40)$$

gdzie

$$\left(\frac{d\sigma_{zz}}{d\Omega}\right)_{TJ} = 9(2J+1)\omega_0^4 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}\right)^2 \sum_M \left[\sum_{T',J'} \frac{f_{TJ,T'J'}}{\omega_{T'J',TJ}^2} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} \right]^2, \quad (2.41)$$

natomiast

$$\left(\frac{d\sigma_{xz}}{d\Omega}\right)_{TJ} = \frac{9}{4}(2J+1)\omega_0^4 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}\right)^2 \times \sum_M \left\{ \sum_{T'J'} \frac{f_{TJ,T'J'}}{\omega_{T'J',TJ}} \left[\frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M & 1 & M-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}}{\omega_{T'J',TJ} - \omega_L} + \frac{\begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ 1-M & 0 & M-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J' & 1 & J \\ 1-M & -1 & M \end{pmatrix}}{\omega_{T'J',TJ} + \omega_L} \right] \right\}^2. \quad (2.42)$$

W równaniach powyższych e oznacza ładunek elektronu, m_e masę elektronu, M jest magnetyczną liczbą kwantową, T' oraz J' są liczbami kwantowymi stanu wirtualnego, za pośrednictwem którego odbywa się rozpraszanie światła, $\omega_{T'J',TJ}$ jest częstością przejścia $|TJ\rangle \rightarrow |T'J'\rangle$, $f_{TJ,T'J'}$ to siła oscylatora linii tego przejścia, zaś ω_L jest częstością rozpraszanej światła. 6-elementowe symbole w równaniach (2.41) oraz (2.42) to symbole 3- J , proporcjonalne do odpowiednich współczynników Clebsha – Gordona, stabilizowane na przykład w pracy [62], a także dostępne jako funkcja `SixJSymbol` w środowisku Wolfram Mathematica. Siły oscylatorów linii $f_{TJ,T'J'}$ obliczyć można używając wzorów zawartych w podręczniku [63]. Równania (2.41) i (2.42) są poprawne w **zakresie częstości dalekich od częstości rezonansowych**, to znaczy jeżeli dla wszystkich możliwych przejść w atomie

$$|\omega_L - \omega_{T'J',TJ}| \gg \gamma_{T'J',TJ}, \quad (2.43)$$

gdzie $\gamma_{T'J',TJ}$ są szerokościami linii widmowych odpowiadających przejściom $|TJ\rangle \rightarrow |T'J'\rangle$. W przeciwnym wypadku, w celu obliczenia wartości przekroju czynnego na RS, należy posłużyć się modelem kształtu linii widmowej uwzględniającym efekty inne niż naturalna szerokość linii (zadana przez szerokość profilu Lorentza). W szczególności, w przypadku badanych plazm, konieczne jest uwzględnienie poszerzenia Starka linii widmowych.

Posługując się prostą geometrią, przekrój czynny na RS związany ze składową polaryzacji światła rozproszonego równoległą do płaszczyzny wyznaczonej przez wektory \vec{E}_{L0} oraz \vec{k}_s można zapisać jako

$$\frac{\partial\sigma_{\text{pol}}}{\partial\Omega} = \frac{\partial\sigma_{zz}}{\partial\Omega} \sin^2 \phi + \frac{\partial\sigma_{xz}}{\partial\Omega} \cos^2 \phi. \quad (2.44)$$

Z kolei, przekrój czynny na RS związany ze składową polaryzacji prostopadłą do tej płaszczyzny ma postać

$$\frac{\partial\sigma_{\text{dpol}}}{\partial\Omega} = \frac{\partial\sigma_{xz}}{\partial\Omega}. \quad (2.45)$$

Okazuje się zatem, że przekroje powyższe nie zależą od wektora falowego światła padającego, tak samo jak to zachodzi dla rozpraszania na cząstce sferycznie symetrycznej opisanego w rozdziale 2.1.1 i dla rozpraszania na molekułach o symetrii cylindrycznej opisanego

w rozdziale 2.1.2. Zsumowanie wyrażeń (2.44) oraz (2.45) pozwala na zapisanie całkowitego różniczkowego przekroju czynnego na RS na atomie w stanie $|nlJ\rangle$ jako

$$\frac{\partial \sigma_A}{\partial \Omega} = \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial \Omega} \sin^2 \phi + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial \Omega} (1 + \cos^2 \phi). \quad (2.46)$$

Jak widać, wielkość powyższa zależy jedynie od kąta ϕ pomiędzy wektorem polaryzacji światła padającego \vec{E}_{L0} a kierunkiem obserwacji.

Dzięki prostemu układowi fizycznemu jakim jest atom wodoru, możliwe jest obliczenie wartości przekrojów czynnych na RS zdefiniowanych za pomocą równań (2.44) oraz (2.45) bez odwoływania się do zaawansowanych metod numerycznych. Potrzebne do tego częstości odpowiednich przejść w ramach struktury poziomów energetycznych atomu wodoru wynoszą

$$\omega_{T'J',TJ} = \frac{1}{\hbar(\mathcal{E}_{n'l'J'} - \mathcal{E}_{nlJ})}, \quad (2.47)$$

gdzie \mathcal{E}_{nlJ} jest energią danego stanu kwantowego, którą otrzymujemy z przybliżonego wzoru relatywistycznego

$$\mathcal{E}_{nlJ} = m_e \left[1 + \frac{Z^2 e^4}{(n - J - 1/2 - \sqrt{(J + 1/2)^2 - Z^2 e^4})^2} \right]^{1/2}, \quad (2.48)$$

zaczepniętego np. z podręcznika [61].

Wyniki obliczeń wartości przekrojów czynnych $\partial \sigma_{\text{pol}} / \partial \Omega$ oraz $\partial \sigma_{\text{dpol}} / \partial \Omega$ dla warunków TEC przedstawione zostały na rysunku 2.6. Jak można zauważyć przekrój czynny na spolaryzowane RS na atomie wodoru w stanie podstawowym jest około dwa rzędy wielkości mniejszy od przekroju czynnego na spolaryzowane RS na tym atomie ale w stanie wzbudzonym. Największe wartości wielkość ta osiąga dla $n = 2$, co ma związek z wpływem efektów rezonansowych związanych z liniami serii Balmera. Przekroje czynne na zdepolaryzowane RS są zazwyczaj o rząd wielkości mniejsze od przekrojów czynnych na spolaryzowane RS dla tego samego stanu kwantowego.

Każdy spośród stanów $|nlJ\rangle$ charakteryzuje się degeneracją związaną z liczbą kwantową m_J rzutu całkowitego momentu pędu na oś \hat{z} , która wynosi

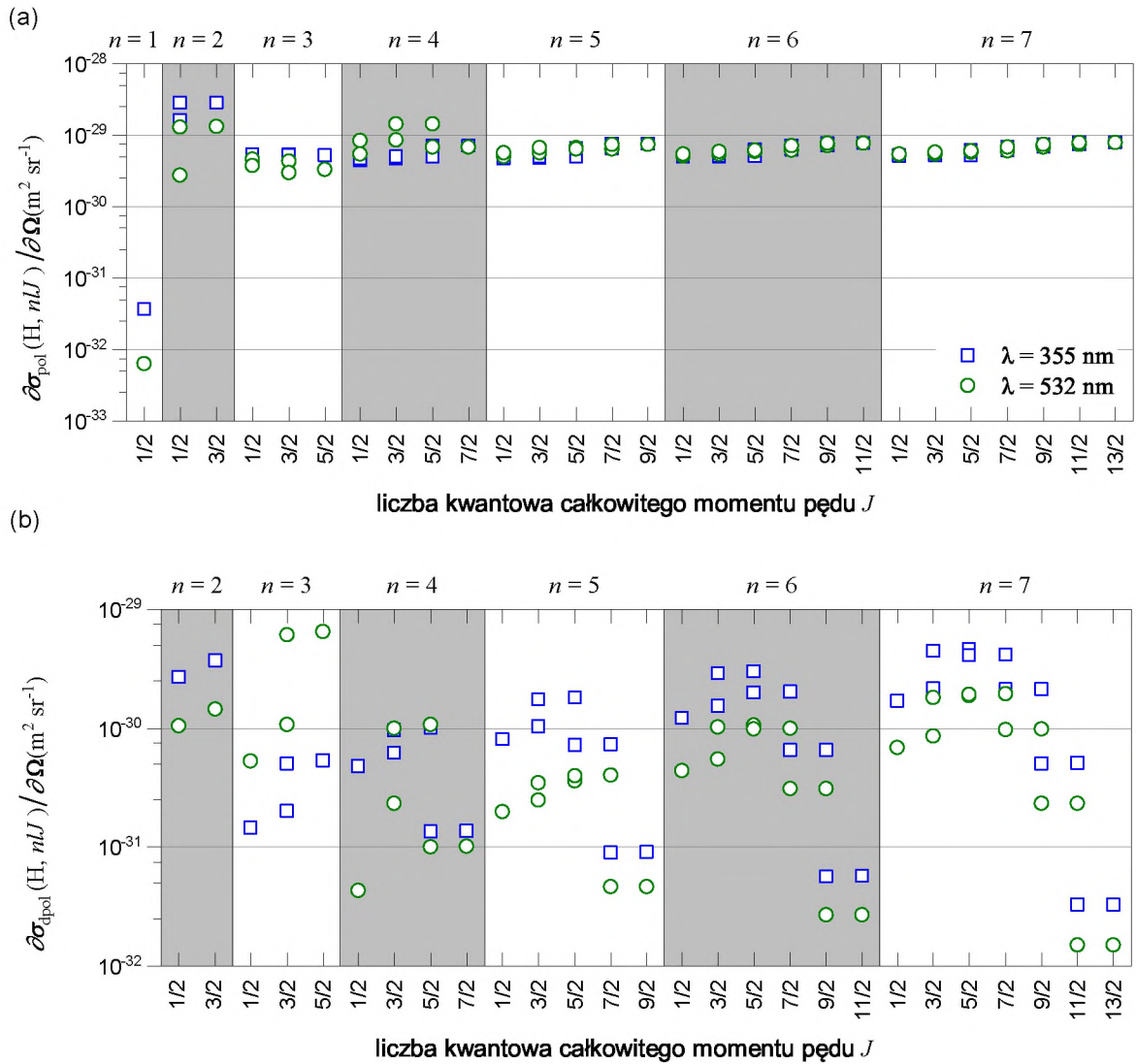
$$g(J) = 2J + 1. \quad (2.49)$$

Ponieważ w plazmie pozostającej w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTE) stosunek obsadzeń stanów kwantowych w atomach zależy wyłącznie od ich energii i degeneracji, zaś różnice energii pomiędzy stanami o tej samej głównej liczbie kwantowej n są znikome, użyteczne jest wprowadzenie średniego różniczkowego przekroju czynnego dla danej powłoki atomowej o postaci, odpowiednio dla części spolaryzowanej

$$\left(\frac{\partial \sigma_{\text{pol}}}{\partial \Omega} \right)_n = \sum_{lJ} (2J + 1) \left(\frac{\partial \sigma_{\text{pol}}}{\partial \Omega} \right)_{nlJ} \quad (2.50)$$

i zdepolaryzowanej

$$\left(\frac{\partial \sigma_{\text{dpol}}}{\partial \Omega} \right)_n = \sum_{lJ} (2J + 1) \left(\frac{\partial \sigma_{\text{dpol}}}{\partial \Omega} \right)_{nlJ}. \quad (2.51)$$



Rysunek 2.6. Obliczone za pomocą wzorów (2.44) i (2.45) różniczkowe przekroje czynne na odpowiednio spolaryzowane (a) i zdepolaryzowane (b) rozpraszanie Rayleigha (w warunkach TEC) na atomach wodoru w stanie scharakteryzowanym poprzez główną liczbę kwantową n oraz liczbę całkowitego momentu pędu J . Występowanie dwóch różnych wartości dla tego samego stanu wynika z dwukrotnej degeneracji stanu atomu $|nJ\rangle$ względem liczby kwantowej orbitalnego momentu pędu l . Degeneracja nie występuje dla stanu, dla którego $J = n - 1/2$. Dodatkowo, dla wszystkich stanów będących orbitalami s, a zatem stanów typu $|n 0 1/2\rangle$ przekrój czynny na RS w części zdepolaryzowanej równy jest zero. Stąd degeneracja stanów o $J = 1/2$ nie jest widoczna w części (b) wykresu.

Wartości takich, uśrednionych po momencie pędu elektronu, przekrojów czynnych na RS na atomowym wodorze przedstawione zostały na rysunku 2.7. Podobnie jak w przypadku rysunku 2.6 wyraźnie widać, że przekrój czynny na spolaryzowane RS przyjmuje największą wartość dla $n = 2$. Dla dł. fali 532 nm przekrój czynny na zdepolaryzowane RS przyjmuje wyjątkowo dużą wartość dla $n = 3$, co może być pomocne przy próbie doświadczalnego wyznaczenia koncentracji atomów w tym stanie. Wyniki uzyskane za pomocą wzorów (2.50) i (2.51) i przedstawione na rysunku 2.7 zostały porównane z wynikami obliczeń przedstawionych w pracach [64, 65, 66] oraz z wynikami uzyskanymi poprzez zastosowanie wzoru (2.17). Wyniki obliczeń przedstawionych w pracy [64] zostały potwierdzone przez Grunefelda i innych w publikacji teoretycznej [67] w szerokim zakresie długości fali. Porównanie to, choć ukazujące zgodność każdej spośród obliczonych wielkości z dokładnością do czynnika rzędu 2, pokazuje trudności jakich nastęrcza rzetelne oszacowanie przekrojów czynnych na RS na atomach w stanach wzbudzonych. Oszacowanie takie jest jednak nieodzowne w celu zastosowania metody dwukolorowego rozpraszania światła laserowego (2CLS), gdyż niepewności wartości przekrojów czynnych przekładają się w tej metodzie na niepewności mierzonych parametrów termodynamicznych plazmy. Zastosowanie wzorów (2.50 – 2.51) pozwala na prześledzenie zależności różniczkowego przekroju czynnego na RS na atomie w danym stanie kwantowym od długości fali światła rozpraszanego. Zależność taka, dla atomu wodoru, przedstawiona została na rysunku 2.8 razem z klasyczną zależnością tego przekroju czynnego od λ_L , opisaną równaniem (2.17).

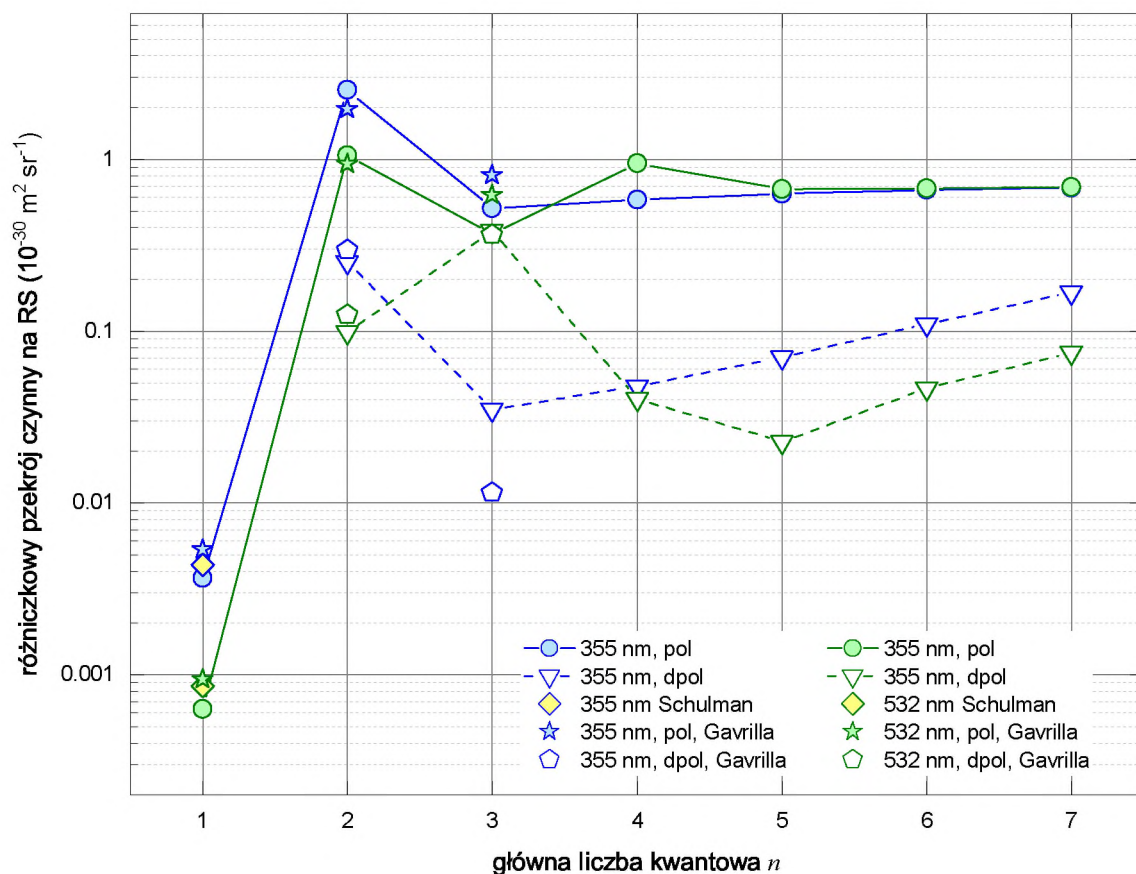
Jeżeli plazma znajduje się w stanie LTE, to obsadzeniem stanów energetycznych rządzi rozkład Boltzmanna. Także w przypadku niektórych plazm nierównowagowych możliwe jest określenie tak zwanej temperatury wzbudzeniowej T^* (dla stanów wzbudzonych), która jest parametrem takiego rozkładu. Dla oszacowania natężenia światła rozproszonego w procesie RS na tego typu plazmie zasadnym jest wprowadzenie dwóch efektywnych przekrojów czynnych na RS zależnych od temperatury wzbudzeniowej

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_H}{\partial \Omega}(T^*) = \sum_{n=1}^{n_{\max}} \sum_J \frac{2J+1}{Z(T^*)} \exp\left(-\frac{E(n, J)}{k_B T^*}\right) \frac{\partial \sigma_{H, nJ}}{\partial \Omega}, \quad (2.52)$$

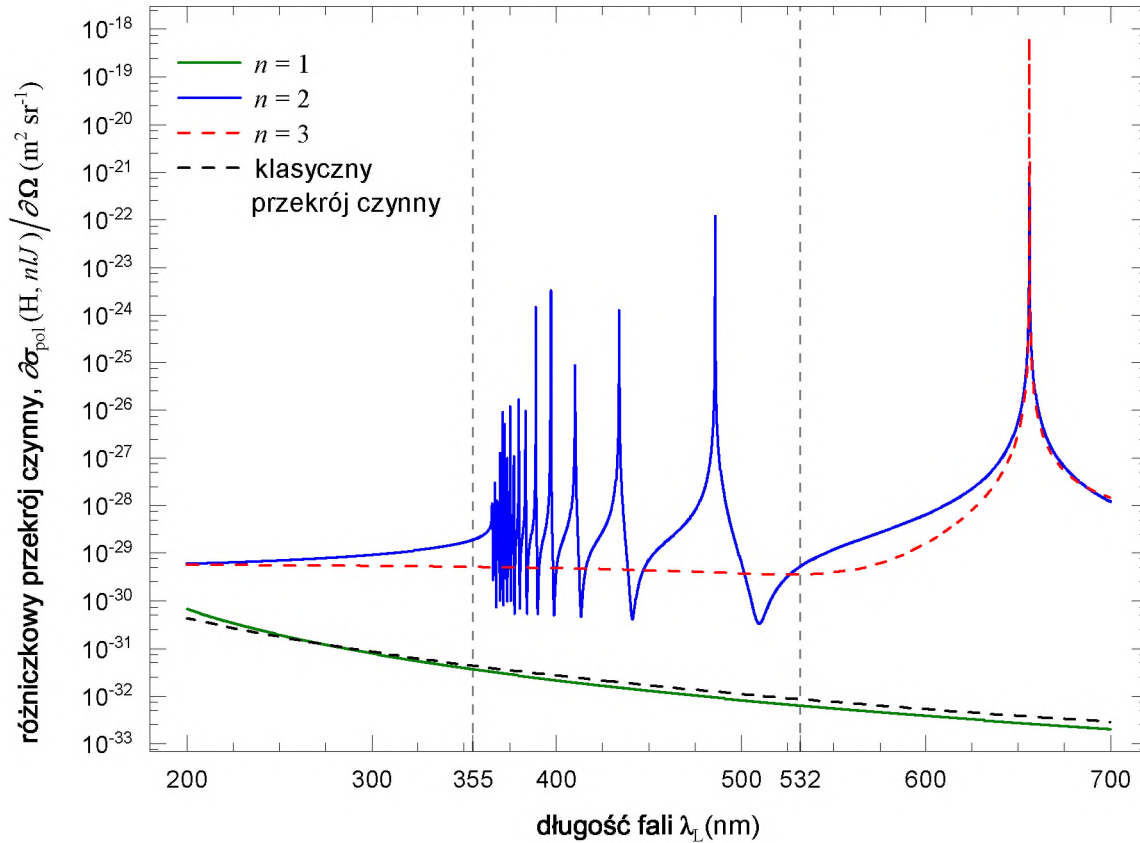
$$\frac{\partial \sigma_H^*}{\partial \Omega}(T^*) = \sum_{n=2}^{n_{\max}} \sum_J \frac{2J+1}{Z(T^*)} \exp\left(-\frac{E(n, J)}{k_B T^*}\right) \frac{\partial \sigma_{H, nJ}}{\partial \Omega}. \quad (2.53)$$

Pierwszy z nich odnosi się do całkowitego sygnału rozpraszania typu RS, a drugi wyłącznie do tej części która pochodzi z rozpraszania na atomach wzbudzonych. We wzorach powyższych parametr n_{\max} oznacza najwyższą wartość głównej liczby kwantowej n możliwą do osiągnięcia w ośrodku plazmowym w związku z obniżeniem energii jonizacji przez ten ośrodek. Mechanizmem odpowiadającym za to obniżenie jest poszerzenie oraz przesunięcie stanów atomowych charakteryzujących się wysokimi wartościami głównej liczby kwantowej n . Przybliżona formuła opisująca to obniżenie została przedstawiona w podręczniku Griema [34] i ma postać

$$\Delta \mathcal{E} \approx \frac{Z e^2}{4\pi \epsilon_0 \rho_D} \quad (2.54)$$



Rysunek 2.7. Obliczone za pomocą wzorów (2.50 – 2.51) przekroje czynne na rozpraszanie Rayleigha na atomie wodoru w stanach scharakteryzowanych przez główną liczbę kwantową n . Wartości uzyskane dla $n = 1$ porównane zostały z klasycznym wynikiem uzyskanym przez zastosowanie wzoru (2.17) i wartości polaryzowalności atomu wodoru $\alpha_{\text{H}} = 7.418 \text{ \AA}^2 \text{ s}^4 \text{ kg}^{-1}$ zaczerpniętą z pracy [68]. Wartości uzyskane dla atomu wodoru w stanie podstawowym i w stanach wzbudzonych porównano z wartościami zaczerpniętymi z prac teoretycznych [64], [65] oraz [66] odpowiednio dla $n = 1$, $n = 2$ oraz $n = 3$.



Rysunek 2.8. Zależność przekroju czynnego na rozpraszanie Rayleigha na atomach wodoru w stanach kwantowych scharakteryzowanych główną liczbą kwantową n . Wartości przekroju czynnego obliczone zostały za pomocą równań (2.50 – 2.51). Czarną linią przerywaną zaznaczono wartości klasycznego przekroju czynnego na RS na atomie wodoru obliczone za pomocą wzoru (2.17) z wartością polaryzowalności $\alpha_{\text{H}} = 7.418 \text{ A}^2\text{s}^4\text{kg}^{-1}$ zaczerpniętą z pracy [68]. Przekrój czynnego na RS na atomie wodoru w stanie kwantowym o $n = 2$ wykazuje rezonanse odpowiadające liniom serii Balmera. Długości fali 355 nm oraz 532 nm znajdują się z dala od tych rezonansów co pozwala na pominięcie efektów związanych z wpływem poszerzenia linii widmowych na przekrój czynny.

gdzie

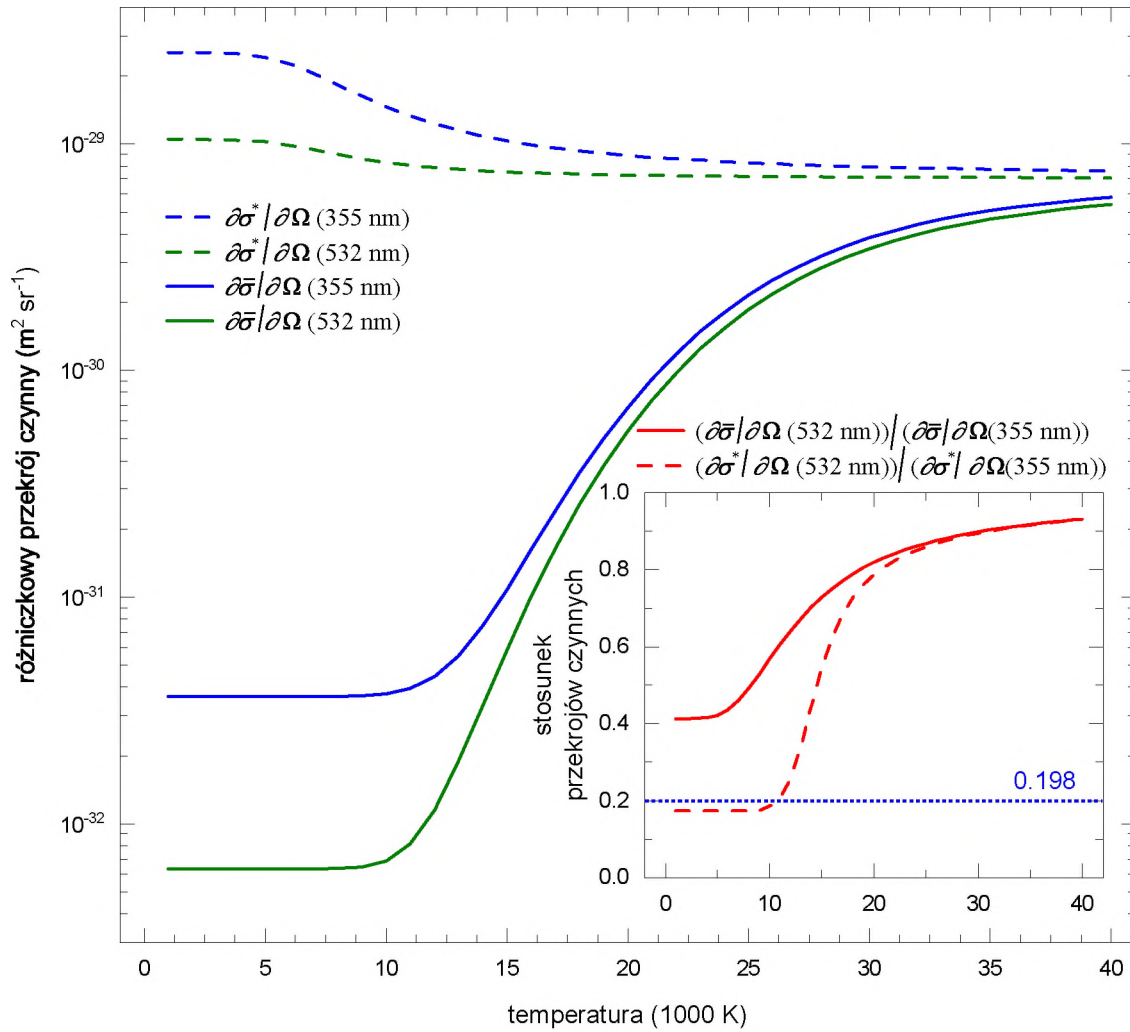
$$\rho_D = \left[\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 (n_e + \sum_Z Z^2 n_Z)} \right] \quad (2.55)$$

oznacza długość Debye'a. Wielkość Z w równaniu (2.55) oznacza ładunek jonu wyrażony jako wielokrotność ładunku elementarnego, n_Z to koncentracja jonów odpowiedniego rodzaju, a n_e koncentracja swobodnych elektronów w plazmie. Najwyższa wartość głównej liczby kwantowej, dopuszczalna w związku z obniżeniem energii jonizacji (2.54), wynosi

$$n_{\max} \approx \left(\frac{\rho_D}{2a_0} \right)^{1/2}, \quad (2.56)$$

gdzie a_0 jest promieniem atomu Bohra. Obniżenie energii jonizacji ma miejsce zawsze wtedy kiedy atomy znajdują się w ośrodku o zadanej temperaturze i koncentracji cząstek naładowanych. Ma to kluczowe znaczenie praktyczne dla możliwości prowadzenia obliczeń z wykorzystaniem wzorów (2.52) oraz (2.53). W przypadku, kiedy $n_{\max} \rightarrow \infty$ obie sumy stają się rozbieżne (ze względu na rosnącą degenerację stanów o wyższych wartościach liczby kwantowej J). W przypadku obliczeń dotyczących plazmy wodorowej, wykonanych na potrzeby tej pracy, ustalono, że $n_{\max} = 7$. Przesłanką były tutaj widma emisyjne plazmy wodorowej i brak w nich linii emisyjnych serii Balmera pochodzących z przejść ze stanów o $n > 7$ do stanów o $n = 2$. Na rysunku 2.9 zaprezentowano zależności temperaturowe efektywnych przekrojów czynnych na RS na plazmie wodorowej dla długości fali światła rozpraszanego 355 nm oraz 532 nm. W zdecydowanej większości prac zakłada się, że $(\partial\bar{\sigma}_H)/(\partial\Omega) \sim 1/\lambda_L^4$, zgodnie z równaniem (2.17). W takim przypadku stosunek przekrojów czynnych na RS na plazmie dla drugiej i trzeciej harmonicznej lasera Nd:YAG, użytych w tej pracy jako wiązki próbkujące, powinien wynosić 0.198. Jak to wynika z rysunku 2.9, stosunek ten jest w przybliżeniu zachowany dla tego zakresu temperatur gdzie wiodący przyczynek do sygnału rozpraszania pochodzi z rozpraszania na atomach w stanie podstawowym. Dla $T^* > 10\,000$ K przyczynek od rozpraszania na atomach wzbudzonych stale rośnie i powyżej 40 000 K staje się przyczynkiem wiodącym.

Poprawne obliczenie przekrojów czynnych na proces RS dla różnych długości fali światła padającego (rozpraszanego) było niezbędne do opracowania danych pomiarowych, które zostało opisane w rozdziale 3.1.4. Przedstawione powyżej wartości tych wielkości są, w mojej ocenie, wartościami najbardziej wiarygodnymi, spośród dostępnych w literaturze. Ponieważ niepewności przekrojów czynnych na RS stanowią główny przyczynek do końcowych niepewności parametrów termodynamicznych plazmy uzyskiwanych za pomocą przedstawionych w tej pracy metod LS, wskazana jest dalsza ich weryfikacja, zarówno teoretyczna jak i eksperymentalna.



Rysunek 2.9. Zależność efektywnego przekroju czynnego na rozpraszanie Rayleigha na plazmie wodorowej od temperatury wzbudzeniowej T^* . Przekroje czynne obliczono posługując się wzorami (2.52) oraz (2.53). Na zagnieżdżonym rysunku zaprezentowano stosunek przekroju czynnego na RS dla światła o długości fali 532 nm do przekroju czynnego na RS dla światła o długości fali 355 nm.

2.2. Rozpraszanie Thomsona

Rozpraszanie Thomsona (TS) jest zjawiskiem polegającym na rozpraszaniu fali elektromagnetycznej przez cząstki naładowane elektrycznie. Ponieważ masa elektronu jest znacznie mniejsza niż masa jonu, elektron jest bardziej przyspieszany przez pole elektryczne wiązki laserowej światła padającego, a co za tym idzie rozpraszanie na elektronach daje wiodący przyczynek do sygnału TS. Wzbudzony w ten sposób periodyczny ruch elektronów indukuje promieniowanie dipolowe, które obserwowane jest jako światło rozproszone. Analiza widm TS jest powszechnie stosowaną metodą pomiaru parametrów termodynamicznych plazmy – koncentracji elektronów n_e i ich temperatury T_e , co zostało wyczerpująco opisane na przykład w podręczniku [35]. W przypadku rozpraszania Thomsona przekrój czynny jest łatwy do obliczenia, trudności zaś następcza wyznaczenie funkcji gęstości spektralnej $S_T(\vec{k}, \omega)$ widma rozpraszania. Jej znajomość jest niezbędna do przeprowadzenia diagnostyki badanych plazm w oparciu o zmierzone widma TS. Z tego powodu poniżej zamieszczam krótkie omówienie tej funkcji.

2.2.1. Rozpraszanie na elektronach w plazmie

Metoda diagnostyki plazmy za pomocą rozpraszania Thomsona opiera się na obserwacji, że przesunięcia długości fali światła rozproszonego względem długości fali światła padającego niosą ze sobą informację o ruchu elektronów znajdujących się w plazmie. Ośrodek rozpraszający powinien być niemalże przezroczysty dla światła padającego, tak aby światło rozproszone pochodziło głównie z jednokrotnego rozpraszania fotonu na elektronie. Powyższe stwierdzenie sprowadza się do warunku, że częstość fali światła laserowego ω_L jest dużo większa od częstości plazmowej

$$\omega_p \equiv \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}. \quad (2.57)$$

Wyczerpujący opis rozpraszania Thomsona wraz z wyprowadzeniem postaci funkcji gęstości spektralnej $S_T(\vec{k}, \omega)$ przedstawili Evans i Katzenstein w pracy [69]. Za tą pracą przedstawię założenia leżące u podstaw tego wyprowadzenia, jego zasadnicze kroki i ostateczny rezultat.

Model rozpraszania Thomsona przedstawiony w pracy [69] opiera się na następujących założeniach:

- (i) Zbiór elektronów jest oświetlony przez monochromatyczną falę płaską o amplitudzie natężenia pola elektrycznego \vec{E}_{L0} oraz wektorze falowym \vec{k}_L . Każdy elektron posiada pewną prędkość początkową (\vec{v}_j dla elektronu o indeksie j) i znajduje się pod wpływem mikropól pochodzących od innych naładowanych cząstek w plazmie oraz pola elektrycznego \vec{E}_L fali padającej.

- (ii) Wpływ początkowej prędkości elektronu i jego oddziaływania z mikropólami może być ograniczony do przyczynków pierwszego rzędu przy obliczaniu promieniowania rozproszonego dla częstości optycznych (przybliżenie Borna).
- (iii) Ruch wszystkich elektronów jest przez cały czas nierelatywistyczny, można zatem pominąć wpływ siły Lorentza wywieranej przez pole magnetyczne fali świetlnej na ich przyspieszenie.
- (iv) Amplituda oscylacji elektronów jest bardzo mała w porównaniu z długością emitowanej przez nie fali, co można równoważnie zapisać jako warunek, że $eE_{L0} \ll 2\pi m_e \omega_L c$.

W oparciu o powyższe założenia można wyprowadzić wzory na różniczkowy przekrój czynny ($\partial\sigma_T/\partial\Omega$) na TS oraz na funkcję gęstości spektralnej $S_T(\vec{k}, \omega)$. Wszystkie rachunki przedstawione poniżej przeprowadzono korzystając z geometrii zdefiniowanej uprzednio dla rozpraszania Rayleigha i zaprezentowanej na rysunku 2.1.

Nateżenie pola elektrycznego monochromatycznej fali płaskiej oddziałującej na znajdujący się w plazmie elektron o indeksie j , charakteryzującej się amplitudą \vec{E}_{L0} , wektorem falowym \vec{k}_L oraz częstością kołową ω_L ma postać

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2} \vec{E}_{L0} e^{i(\vec{k}_L \cdot \vec{r}_j(t) - \omega_L t)} + \text{c.c.}, \quad (2.58)$$

gdzie wektor \vec{r}_j oznacza położenie elektronu o indeksie j . Przyspieszenie elektronu w polu elektrycznym opisanym przez równanie (2.58) można zapisać jako

$$\frac{d^2 \vec{r}_j(t)}{dt^2} = -\frac{e}{m_e} \frac{1}{2} \vec{E}_{L0} e^{i(\vec{k}_L \cdot \vec{r}_j(t) - \omega_L t)} + \text{c.c.}, \quad (2.59)$$

co pozwala na wyznaczenie amplitudy fali rozproszonej przy użyciu potencjałów Lienarda – Wiecherta o postaci

$$\vec{A}(\vec{R}, t) = \frac{-(e/c)(\partial \vec{r}_j / \partial t^*)}{\left| \vec{R} - \vec{r}(t^*) \right| - (1/c)(\partial \vec{r}_j / \partial t^*) \cdot (\vec{R} - \vec{R}(t^*))} \quad (2.60)$$

oraz

$$\phi(\vec{R}, t) = \frac{-e}{\left| \vec{R} - \vec{r}(t^*) \right| - (1/c)(\partial \vec{r}_j / \partial t^*) \cdot (\vec{R} - \vec{R}(t^*))}, \quad (2.61)$$

gdzie wektor \vec{R} oznacza położenie detektora rejestrującego promieniowanie rozproszone. Potencjały powyższe pozwalają na obliczenie nateżenia pola elektrycznego $\vec{E}_s(\vec{R}, t)$ oraz indukcji magnetycznej $\vec{B}_s(\vec{R}, t)$ fali rozproszonej w punkcie \vec{R} , za pomocą wzorów

$$\vec{B}(\vec{R}, t) = \frac{\partial}{\partial \vec{R}} \times \vec{A} \quad (2.62)$$

oraz

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = -\frac{\partial}{\partial \vec{R}} \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (2.63)$$

W równaniach (2.60 – 2.61) zmienna t^* oznacza retardowaną funkcję czasu w położeniu \vec{R} zdefiniowaną za pomocą równości

$$t^* \equiv t - \frac{\left| \vec{R} - \vec{r}(t^*) \right|}{c}. \quad (2.64)$$

Zakładamy dalej, że dla każdego j zachodzi $|\vec{r}_j| \ll |\vec{R}|$, czyli że detektor znajduje się w dużo większej odległości od plazmy niż rozciągłość obszaru oddziaływania plazmy z promieniowaniem, a następnie rozwijamy retardowaną funkcję czasu t^* oraz potencjał (2.60) w szeregi Taylora o postaci odpowiednio

$$t^* = t - \frac{|\vec{R}|}{c} + \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}(t^*)}{|\vec{R}c} + \dots \approx t - \frac{|\vec{R}|}{c} + \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}(t - |\vec{R}|/c)}{|\vec{R}|c} + \dots \quad (2.65)$$

oraz

$$\vec{A} = -\frac{e(\partial r_j / \partial t^*)}{Rc} + \dots \quad (2.66)$$

Analogicznie do równania (2.6), całkowity różniczkowy przekrój czynny na TS definiujemy jako

$$\frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega} \equiv \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{1}{N|\vec{S}_L|} \frac{dP_s}{d\Omega} = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{R^2 |\vec{S}_s|}{N|\vec{S}_L|}, \quad (2.67)$$

gdzie N oznacza całkowitą liczbę centrów rozpraszania, $\langle \vec{S}_L \rangle$ jest uśrednionym po czasie wektorem Poyntinga światła padającego, zaś $\langle \vec{S}_s \rangle$ jest uśrednionym po czasie wektorem Poyntinga światła rozproszonego i może być zapisane jako

$$\langle \vec{S}_s \rangle = c^3 \epsilon_0 \langle |\vec{B}_s|^2 \rangle \hat{s}. \quad (2.68)$$

Występująca w powyższym równaniu indukcja pola magnetycznego \vec{B}_s może być wyliczona z potencjału wektorowego (2.60). Równoważnie, wektor Poyntinga \vec{S}_s można zapisać jako funkcję natężenia pola elektrycznego \vec{E}_s obliczonego na podstawie potencjału skalarnego (2.61).

W eksperymentach z rozpraszaniem Thomsona interesująca jest nie tylko całkowita moc promieniowania docierającego do detektora, ale także jego rozkład spektralny $I(\vec{k}, \omega)$. Zgodnie z twierdzeniem Wienera – Khinchiny [70] rozkład ten dany jest przez transformatę Fouriera funkcji autokorelacji zmiennego pola, którego kwadrat znajduje się w definicji wektora Poyntinga. W omawianym przypadku

$$I(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i\omega\tau} c^3 \epsilon_0 \left\langle \vec{B}_s(\vec{R}, t) \cdot \vec{B}_s(\vec{R}, t + \tau) \right\rangle \quad (2.69)$$

i ostatecznie, różniczkowy przekrój czynny na TS zależny od częstości przybiera postać

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega} = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{R^2 I(\vec{k}, \omega)}{N|\vec{S}_L|}. \quad (2.70)$$

Po podstawieniu do równania (2.70) indukcji pola magnetycznego obliczonej za pomocą potencjału (2.60) oraz po przeprowadzeniu rachunków ograniczonych do wyrazów rozwinięć w szeregi Taylora (tak jak w równaniach (2.65 – 2.66)) otrzymujemy

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega} = \sigma_T S_T(\vec{k}, \omega), \quad (2.71)$$

gdzie różniczkowy przekrój czynny na TS przyjmuje postać

$$\sigma_T = \left(\frac{e^2 \sin \phi}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2, \quad (2.72)$$

zaś funkcja SDF

$$S_T(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i(\omega - \omega_L)\tau} \left\langle \tilde{n}(\vec{k}, t) \tilde{n}^*(\vec{k}, t + \tau) \right\rangle. \quad (2.73)$$

W powyższym wzorze funkcja $\tilde{n}(\vec{k}, \omega)$ jest transformatą Fouriera funkcji gęstości elektronów $n(\vec{r}_j, t)$ i wyraża się wzorem

$$\tilde{n}(\vec{k}, \omega) = \sum_{j=1}^N \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_j(t)), \quad (2.74)$$

podczas gdy

$$n(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N \delta(\vec{r} - \vec{r}_j(t)). \quad (2.75)$$

Oznacza to, że funkcja gęstości spektralnej $S_T(\vec{k}, \omega)$ jest **transformatą Fouriera funkcji autokorelacji gęstości elektronów w kierunku wektora rozpraszania**.

Obliczenie postaci funkcji autokorelacji zawartej we wzorze (2.73) wymaga zbudowania modelu opartego o kinetyczną teorię plazmy i rozwiązania równania Vlasova – Klimontovicha [24, 35]. Powyższe rozważania wykraczają poza ramy niniejszej pracy. Z tego względu zacytujmy jedynie końcowy wynik, który można znaleźć w publikacji [69] lub w podręczniku [35]. Wynik ten został uzyskany w obu przypadkach z zastosowaniem różnych metod matematycznych, jednak rezultaty przedstawione w obu opracowaniach są ze sobą zgodne. Wyniki te uzyskane zostały przy założeniu, że plazma jest wystarczająco gorąca, aby zderzenia pomiędzy cząstkami miały znacząco mniejszy wpływ na ich ruch niż oddziaływanie z uśrednionym polem elektrycznym wewnątrz plazmy, czyli przy założeniu **plazmy bezkolizyjnej** (ang. *collisionless plasma*). W takim wypadku funkcja gęstości spektralnej $S_T(\vec{k}, \omega)$ przybiera postać

$$S_T(\vec{k}, \omega) = \left| \frac{1 - \chi_i(\vec{k}, \omega)}{1 + \chi_e(\vec{k}, \omega) + \chi_i(\vec{k}, \omega_s)} \right|^2 \frac{f_{e,\vec{k}}(\omega/|\vec{k}|)}{|\vec{k}|} + Z \left| \frac{\chi_e(\vec{k}, \omega)}{1 + \chi_e(\vec{k}, \omega) + \chi_i(\vec{k}, \omega)} \right|^2 \frac{f_{i,\vec{k}}(\omega/|\vec{k}|)}{|\vec{k}|}, \quad (2.76)$$

gdzie $f_{e,\vec{k}}$ oraz $f_{i,\vec{k}}$ oznaczają znormalizowane funkcje rozkładu prędkości elektronów oraz jonów **w kierunku wektora rozpraszania** \vec{k} . Występujące w równaniu (2.76) $\chi_e(\vec{k}, \omega)$ i $\chi_i(\vec{k}, \omega)$ zdefiniowane są jako

$$\chi_e(\vec{k}, \omega) \equiv \frac{e^2 n_e}{|\vec{k}|^2 \epsilon_0 m_e} \int d\vec{v} \frac{\vec{k} \cdot \partial F_e / \partial \vec{v}}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} - i\varepsilon}, \quad (2.77)$$

$$\chi_i(\vec{k}, \omega) \equiv \frac{Z^2 e^2 n_e}{|\vec{k}|^2 \epsilon_0 m_i} \int d\vec{v} \frac{\vec{k} \cdot \partial F_i / \partial \vec{v}}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v} - i\varepsilon}, \quad (2.78)$$

gdzie ε oznacza infinitesimalnie małą liczbę rzeczywistą, funkcje $F_{e,i}(\vec{v})$ są trójwymiarowymi rozkładami prędkości odpowiednio elektronów i jonów, natomiast m_i jest masą jonu. Wielkości (2.77 – 2.78) są interpretowane jako elektronowa i jonowa część stałej dielektrycznej plazmy

$$\epsilon(\vec{k}, \omega) = 1 + \chi_e(\vec{k}, \omega) + \chi_i(\vec{k}, \omega). \quad (2.79)$$

Z równania (2.76) widać, że pomiar widma światła rozproszonego na elektronach może być użyteczny w celu odtworzenia rozkładu ich prędkości $F_e(\vec{v})$ w plazmie. Na rysunkach 2.10 – 2.12 przedstawiono przykładowe przebiegi funkcji $S_T(\vec{k}, \omega)$ dla różnych rozkładów prędkości elektronów i jonów. Jako odniesienie przyjęto rozkład prędkości Maxwella postaci

$$F_M(\vec{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_{e,i}^3} \exp \left[- \left(\frac{|\vec{v}|}{v_{e,i}} \right)^2 \right], \quad v_{e,i} = \sqrt{\frac{2k_B T_{e,i}}{m_{e,i}}}, \quad (2.80)$$

gdzie T_e i T_i oznaczają odpowiednio temperatury elektronową i cząstek ciężkich, czyli tzw. temperaturę jonową. Rozkładowi powyższemu odpowiada rozkład jednowymiarowy

$$f_M(v) = \frac{1}{\pi^{1/2} v_{e,i}} \exp \left[- \left(\frac{v}{v_{e,i}} \right)^2 \right]. \quad (2.81)$$

Na rysunku 2.10 funkcję gęstości spektralnej, obliczoną za pomocą wzoru (2.76) dla rozkładu Maxwella, porównano z SDF obliczoną dla rozkładu Druyvesteyna [71, 72] o postaci

$$F_D(\vec{v}) = \frac{\Gamma^4(1/4)}{4\pi^2 (3\sqrt{2}\pi)^{3/2} v_e^3} \exp \left[- \frac{\Gamma^4(1/4)}{72\pi^2} \left(\frac{|\vec{v}|^2}{v_e^2} \right)^2 \right], \quad (2.82)$$

gdzie Γ oznacza funkcję Eulera. Rozkład ten przydatny jest w opisie plazm o niskim stopniu jonizacji [73]. Na rysunku 2.11 przedstawiono SDF obliczoną dla rozkładu Vasyliunasa [74] o postaci

$$F_V(\vec{v}) = \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \frac{2\sqrt{2}}{(2\pi)^{3/2} (\kappa - 3/2)^{3/2} v_e^3} \left(1 + \frac{|\vec{v}|^2}{(\kappa - 3/2)v_e^2} \right)^{-(1+\kappa)}, \quad (2.83)$$

będącego empirycznym uogólnieniem rozkładu Maxwella. Formuła (2.83) zmierza do (2.80), jeżeli parametr κ dąży do nieskończoności. Z kolei, rysunek 2.12 przedstawia funkcję SDF obliczoną dla rozkładu Maxwella uzupełnionego o dodatkowy dryf elektronów względem jonów [69]

$$F_{\vec{v}_0}(\vec{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_e^3} \exp \left[- \left(\frac{(|\vec{v}| - \hat{k} \cdot \vec{v}_0)}{v_e} \right)^2 \right]. \quad (2.84)$$

W symulacjach przyjęto, że dryf odbywa się w kierunku wektora rozpraszania, a zatem, że $\hat{k} \parallel \vec{v}_0$. Jak łatwo zauważyć przyjęty rozkład prędkości cząstek w plazmie ma istotny wpływ na kształt funkcji gęstości spektralnej. W dalszej części pracy ograniczę się do przypadku, w którym zarówno elektrony jak i jony podlegają rozkładowi Maxwella, ale sparametryzowanemu dwiema różnymi temperaturami – elektronową T_e oraz jonową T_i .

Warunek $T_e = T_i$ charakteryzuje plazmę w stanie LTE, a jego weryfikacja w przypadku badanych plazm była jednym z celów tej pracy.

Jeżeli prędkości zarówno elektronów jak i jonów w plazmie podlegają rozkładowi Maxwella to SDF dla TS można zapisać w zwartej, prostej formie. Mianowicie, założmy, że jednowymiarowe rozkłady prędkości elektronów i jonów mają postać (2.81). Wówczas wynikową postać SDF wygodnie jest przedstawić w bezwymiarowych zmiennych

$$x_{e,i} = \frac{\omega}{|\vec{k}|v_{\ominus,i}} \quad (2.85)$$

jako

$$S_T(\vec{k}, \omega) = \left| \frac{1 + Z\alpha^2(T_e/T_i)W(x_i)}{1 + \alpha^2W(x_e) + \alpha^2Z(T_e/T_i)W(x_i)} \right|^2 \frac{\exp(-x_e^2)}{\sqrt{\pi}|\vec{k}|v_e} + Z \left| \frac{-\alpha^2W(x_e)}{1 + \alpha^2W(x_e) + \alpha^2Z(T_e/T_i)W(x_i)} \right|^2 \frac{\exp(-x_i^2)}{\sqrt{\pi}|\vec{k}|v_i}, \quad (2.86)$$

W powyższym równaniu α jest tak zwanym **parametrem rozpraszania**

$$\alpha \equiv \frac{1}{|\vec{k}|\rho_D} = \frac{\lambda_L}{4\pi\rho_D \sin(\theta_x/2)} = \frac{\lambda_L}{4\pi \sin(\theta_x/2)} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{k_B T_e \epsilon_0}}. \quad (2.87)$$

Występująca w równaniu (2.86) funkcja W to **funkcja dyspersji plazmy**

$$W(x) \equiv 1 - 2xe^{-x^2} \int_0^x \exp(p^2) dp - i\pi^{1/2} x \exp(-x^2). \quad (2.88)$$

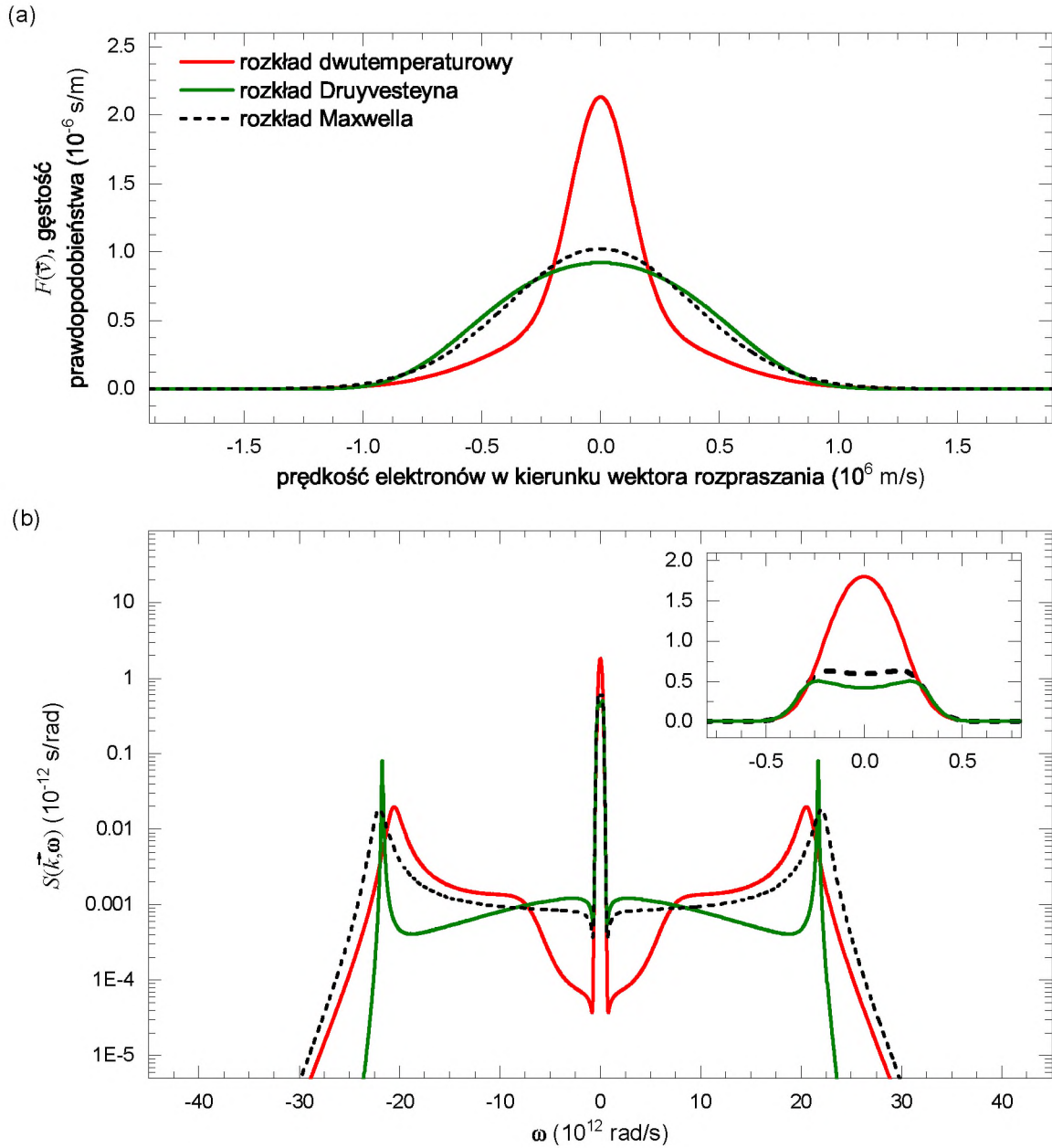
Wykresy funkcji $S_T(\vec{k}, \omega)$ dla przykładowych wartości parametrów termodynamicznych plazmy (n_e , T_e , T_i), w szerokim zakresie parametru rozpraszania α , przedstawione zostały na rysunku 2.13. Jeżeli $\alpha \gg 1$ to rozpraszanie Thomsona określa się **rozpraszaniem kolektywnym**. W takim przypadku widmo światła rozproszonego składa się z trzech dobrze odseparowanych przyczynków. Jeżeli $\alpha \ll 1$, to TS określa się jako **rozpraszanie niekolektywne** i wówczas widmo światła rozproszonego ma jedną składową, której kształt bezpośrednio odzwierciedla rozkład prędkości elektronów w plazmie.

SDF opisana równaniem (2.86) może być użyta jako funkcja dopasowywana do danych doświadczalnych. W celu wykonania szybkich oszacowań wartości parametrów plazmy użyteczna jest przybliżona postać tej funkcji, w tak zwanym **przybliżeniu Salpetera** [69]

$$S_T(\vec{k}, \omega) = \left| \frac{1}{1 + \alpha^2W(x_e)} \right|^2 \frac{\exp(-x_e^2)}{\sqrt{\pi}|\vec{k}|v_e} + Z \left(\frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \right)^2 \left| \frac{1}{1 + \beta^2W(x_e)} \right|^2 \frac{\exp(-x_i^2)}{\sqrt{\pi}|\vec{k}|v_i}, \quad (2.89)$$

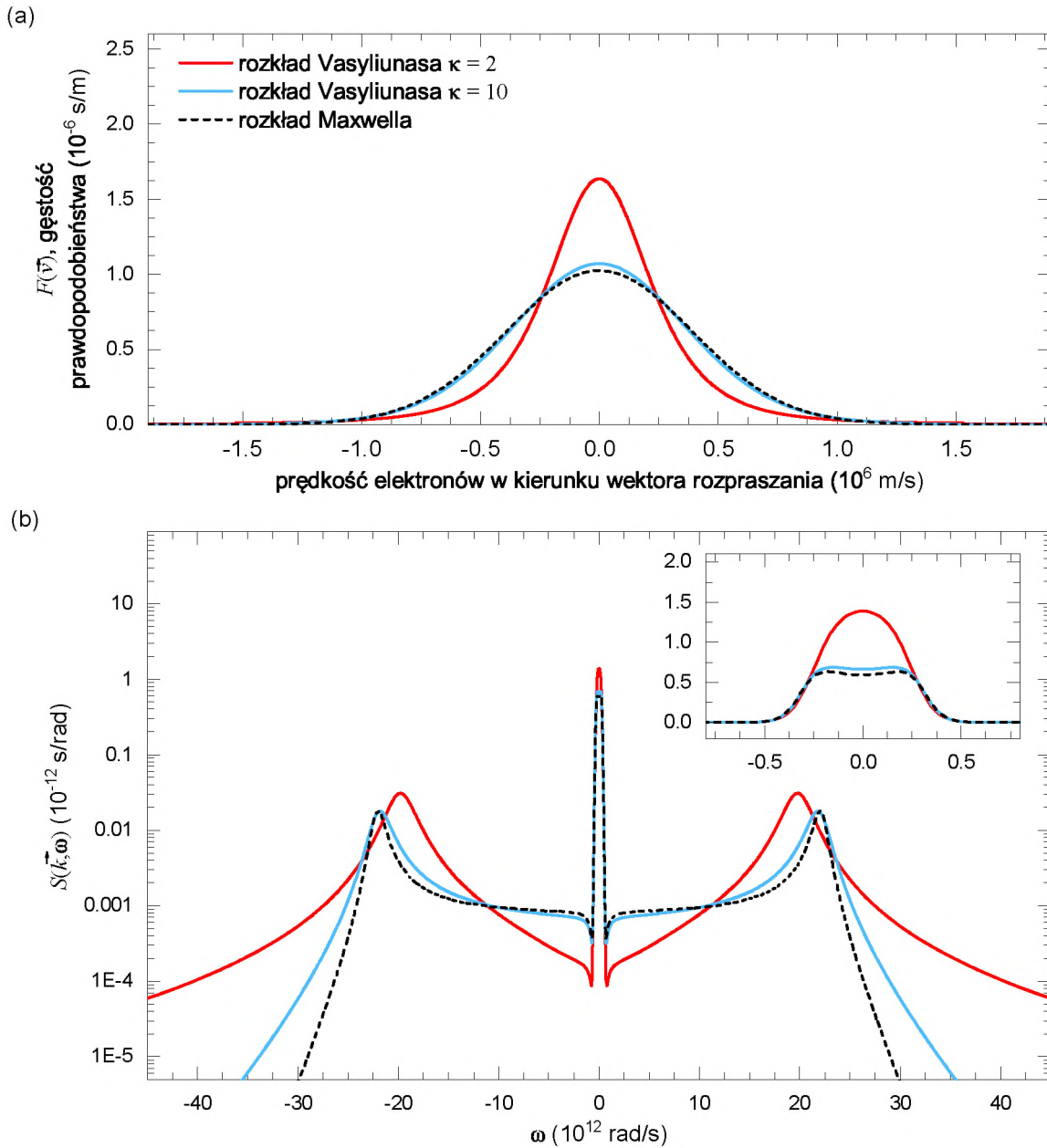
gdzie

$$\beta = Z \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \frac{T_e}{T_i}. \quad (2.90)$$



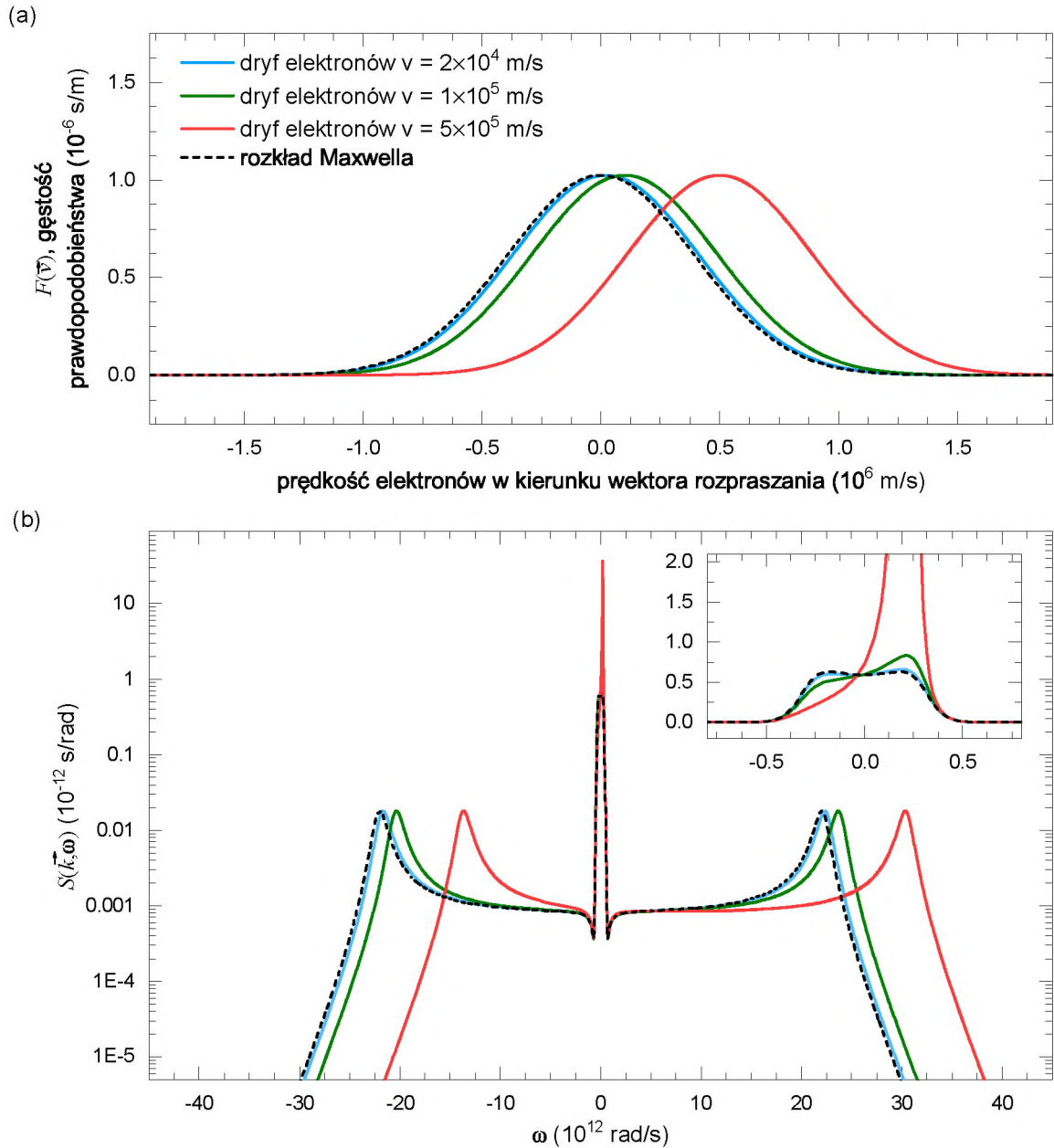
Rysunek 2.10. (a) Rozkłady prędkości elektronów wykorzystane do wysymulowania SDF dla rozpraszania Thomsona: jednowymiarowy rozkład Maxwella (2.81), jednowymiarowy dwutemperaturowy rozkład Maxwella, w którym połowa spośród elektronów stanowi zbiór o temperaturze T_e , natomiast druga połowa – zbiór o temperaturze $T_e/10$, rozkład jednowymiarowy odpowiadający trójwymiarowemu rozkładowi Druyvesteyna (2.82). (b) SDF odpowiadające powyższym rozkładom prędkości elektronów.

We wszystkich przypadkach przyjęto, że plazma wytworzona została w wodorze, natomiast jony podlegają rozkładowi Maxwella o temperaturze jonowej $T_i = 10\,000$ K. Temperatura elektronowa $T_e = 10,000$ K, natomiast koncentracja elektronów $n_e = 1.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.



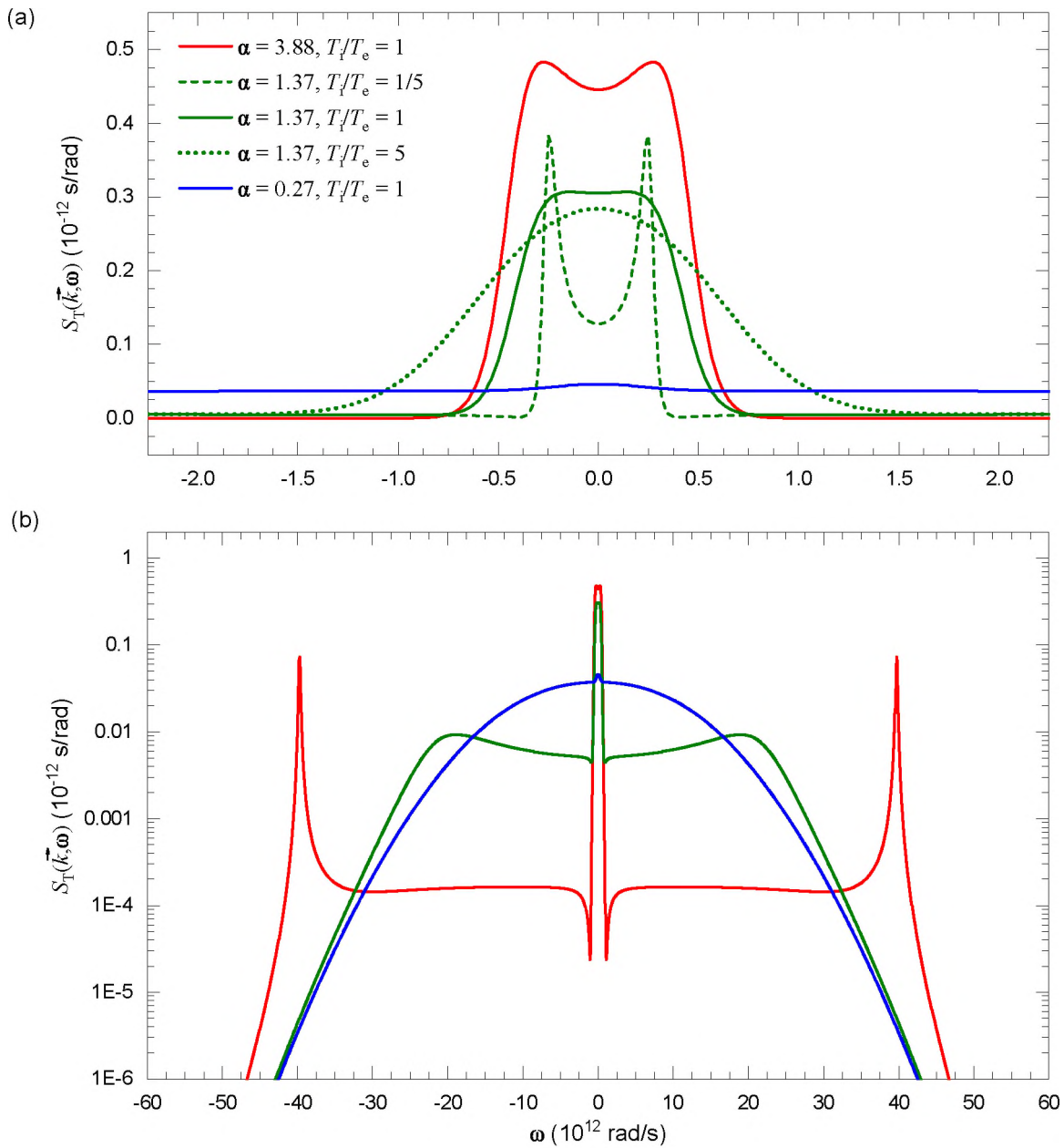
Rysunek 2.11. (a) Rozkłady prędkości elektronów wykorzystane do wysymulowania SDF dla rozpraszania Thomsona: jednowymiarowy rozkład Maxwella (2.81), jednowymiarowy odpowiadający rozkładowi Vasyliunasa (2.83) (b) SDF odpowiadające powyższym rozkładom prędkości elektronów.

We wszystkich przypadkach przyjęto, że plazma wytworzona została w wodrze, natomiast jony podlegają rozkładowi Maxwella o temperaturze jonowej $T_i = 10\,000$ K. Temperatura elektronowa $T_e = 10\,000$ K, natomiast koncentracja elektronów $n_e = 1.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

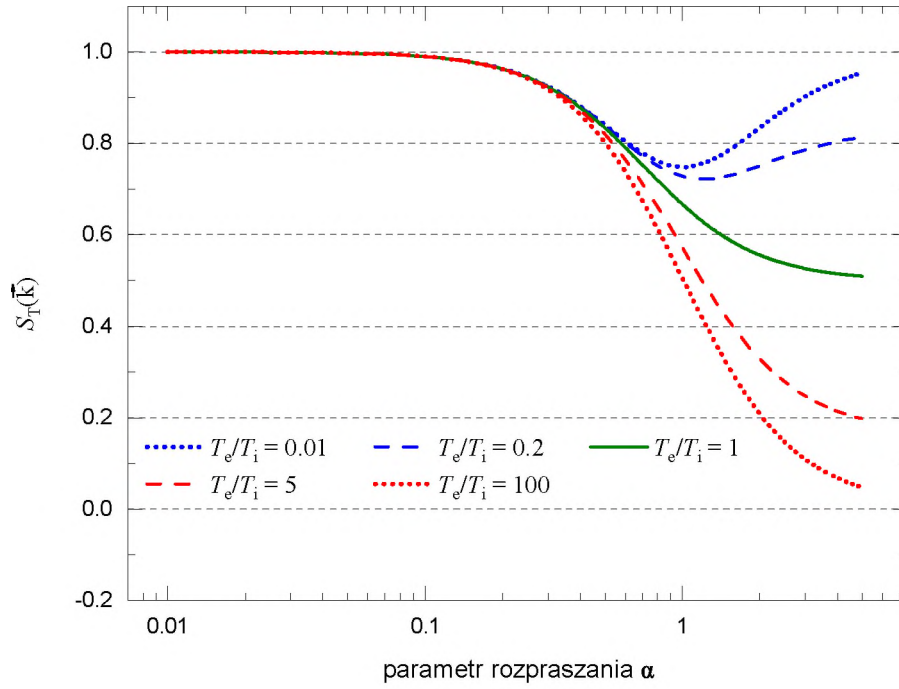


Rysunek 2.12. (a) Rozkłady prędkości elektronów wykorzystane do wysymulowania SDF dla rozpraszania Thomsona: jednowymiarowy rozkład Maxwella (2.81) rozkład jednowymiarowy odpowiadający rozkładowi Maxwella z dodatkowym dryfem elektronów względem jonów (2.84). (b) SDF odpowiadające powyższym rozkładowi prędkości elektronów.

We wszystkich przypadkach przyjęto, że plazma wytworzona została w wodorze, natomiast jony podlegają rozkładowi Maxwella o temperaturze jonowej $T_i = 10\,000$ K. Temperatura elektronowa $T_e = 10\,000$ K, natomiast koncentracja elektronów $n_e = 1.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.



Rysunek 2.13. SDF dla rozpraszania Thomsona, obliczona dla plazmy wytworzonej w wodrze, charakteryzującej się różnymi wartościami parametrów termodynamicznych. We wszystkich przypadkach przyjęto, że $T_e = 20\,000\text{ K}$. Linia czerwona przedstawia funkcję $S(\vec{k}, \omega)$ obliczoną dla $n_e = 4 \times 10^{23}\text{ m}^{-3}$. Liniami zielonymi przedstawiono SDF dla $n_e = 0.5 \times 10^{23}\text{ m}^{-3}$ dla plazmy charakteryzującej się różnymi wartościami stosunku T_e/T_i . Linia niebieska przedstawiono SDF obliczoną dla $n_e = 0.02 \times 10^{23}\text{ m}^{-3}$.



Rysunek 2.14. Zależność całkowitej spektralnej funkcji gęstości S_T od parametru rozpraszania α dla różnych stosunków temperatury elektronowej T_e do temperatury jonowej T_i . Wykres wykonany został z wykorzystaniem przybliżenia Salpetera i wzoru (2.91).

Równanie (2.89) można wycałkować analitycznie i uzyskać w ten sposób **całkowaną wartość SDF** dla rozpraszania Thomsona

$$\begin{aligned}
 S_T(\vec{k}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega S_T(\vec{k}, \omega) = S_e(\vec{k}) + S_i(\vec{k}) = \\
 &= \frac{1}{1 + \alpha^2} + \frac{Z\alpha^4}{(1 + \alpha^2)(1 + \alpha^2(1 + ZT_e/T_i))}. \quad (2.91)
 \end{aligned}$$

W metodzie dwukolorowego rozpraszania Thomsona (2CLS), której idea opisana została w rozdziale 2.2.3, wykorzystywana jest zależność całkowitej wartości SDF (2.91) od parametrów termodynamicznych plazmy. W szczególności, wielkość ta jest czuła na temperaturę jonową T_i , co pokazano na rysunku 2.14. Rysunek ten przedstawia zależność całkowitej wartości SDF od parametru rozpraszania α dla różnych wartości stosunku T_e/T_i . W rzeczywistej sytuacji fizycznej sygnał TS nakłada się na sygnał RS i konieczne jest ich rozdzielenie. Metoda 2CLS jest jednym z możliwych podejść umożliwiającym rozwiązanie tego problemu.

2.2.2. Rzeczywiste, eksperymentalne widma światła rozproszonego

Widmo rozpraszania Thomsona rejestrowane w rzeczywistym eksperymencie różni się od tego opisanego za pomocą równania (2.71). Różnice te związane są z szeregiem czynników, które podzielić można na dwie grupy. Do pierwszej należą czynniki związane z charakterem samej plazmy i jej oddziaływaniem z próbującą wiązką laserową i są to:

- niejednorodności przestrzenne plazmy,
- przejściowy charakter plazmy związany z jej ekspansją, chłodzeniem i rekombinacją,
- rozrzut parametrów plazmy od impulsu do impulsu lasera generującego,
- podgrzewanie elektronów w plazmie na zasadzie odwrotnego promieniowania hamowania w polu wiązki próbującej,
- jonizacja poprzez oddziaływanie z wiązką próbującą.

Do drugiej grupy należy zaś zaliczyć czynniki związane z obrazowaniem plazmy i analizą spektralną rejestrowanego światła i są to:

- niezerowy kąt bryłowy, z którego zbierane jest światło emitowane przez plazmę oraz
- funkcja aparaturowa spektrometru używanego do analizy widma światła rozproszonego.

Widmo rozpraszania typu TS na plazmie charakteryzującej się gradientem parametrów termodynamicznych lub ich zmiennością w czasie opisane zostało przez Kozłowskiego i innych w pracy [75]. Autorzy tej publikacji wykazali, że przybliżoną postać SDF dla TS na niejednorodnej plazmie można uzyskać poprzez zastąpienie w równaniu (2.76) stałej dielektrycznej plazmy $\epsilon(\vec{k}, \omega)$ wyrażeniem zawierającym poprawki pierwszego rzędu związane z jej niejednorodnością i przybiera ona postać

$$\tilde{\epsilon}(\vec{k}, \omega) \approx 1 + \chi^{\text{eq}}(\vec{k}, \omega) - i \frac{\partial}{\partial k} \frac{\partial}{\partial r} \chi^{\text{eq}}(\vec{k}, \omega) + i \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial}{\partial t} \chi^{\text{eq}}(\vec{k}, \omega), \quad (2.92)$$

gdzie równowagowa przenikalność dielektryczna

$$\chi^{\text{eq}}(\vec{k}, \omega) \equiv \chi_e(\vec{k}, \omega) + \chi_i(\vec{k}, \omega). \quad (2.93)$$

Równanie (2.92) można zapisać w sposób przybliżony przy pomocy parametrów Λ , oznaczającego skalę przestrzenną typowej niejednorodności plazmy, oraz τ , oznaczającego skalę czasową takiej niejednorodności. Ma ono wtedy postać

$$\tilde{\epsilon}(\vec{k}, \omega) \approx 1 + \chi^{\text{eq}}(\vec{k}, \omega) - i \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial}{\partial k} \chi^{\text{eq}}(\vec{k}, \omega) + i \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial \omega} \chi^{\text{eq}}(\vec{k}, \omega), \quad (2.94)$$

gdzie wspomiane parametry skali zdefiniowane są poprzez przybliżone równości o postaci

$$\frac{1}{\Lambda} \chi_{e,i} \approx \hat{k} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{x}} \chi_{e,i}, \quad \frac{1}{\tau} \chi_{e,i} \approx \frac{\partial}{\partial t} \chi_{e,i}. \quad (2.95)$$

Wartości parametrów Λ oraz τ oszacować można stosując ciągi przybliżonych równości

$$\frac{1}{\Lambda} \approx \hat{k} \cdot \frac{\partial \chi_{e,i}}{\partial \vec{x}} \approx \hat{k} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial \vec{x}} \frac{\partial \chi_{e,i}}{\partial n_e} \approx \hat{k} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial \vec{x}} \frac{\partial \alpha^2}{\partial n_e} = \hat{k} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial \vec{x}} \frac{e^2 \lambda_L^2}{|\vec{k}| k_B T_e \epsilon_0} \quad (2.96)$$

oraz

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{\partial \chi_{e,i}}{\partial t} \approx \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{\partial \chi_{e,i}}{\partial n_e} \approx \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{\partial \alpha^2}{\partial n_e} = \frac{\partial n_e}{\partial t} \frac{e^2 \lambda_L^2}{|\vec{k}| k_B T_e \epsilon_0}. \quad (2.97)$$

Kolejne przybliżenia w powyższych formułach oparte są na następujących obserwacjach. Pierwsze przybliżenie wynika z faktu, że podatności χ_e oraz χ_i są w przybliżeniu równe jedności. Drugie wynika z obserwacji, że koncentracja elektronów n_e charakteryzuje się dużo większymi gradientami i dużo szybszą zmiennością w stosunku do innych parametrów termodynamicznych plazmy. Trzecie wynika z faktu, że podatności χ_e oraz χ_i są, dla rozkładu Maxwella, równe parametrowi rozpraszania α z dokładnością do czynnika multiplikatywnego rzędu jedności. Czwarte i zarazem ostatnie przybliżenie wynika z podstawienia postaci parametru α z równania (2.87).

W odpowiedzi na publikację [75], dwa lata później, opublikowana została praca Belyi'ego [76], w której autor proponuje inne, bardziej jego zdaniem właściwe, przybliżenie SDF w postaci

$$\begin{aligned} \tilde{S}_T(\vec{k}, \omega) \approx & \frac{|\vec{k}|^2 \rho_D^2}{\pi \omega} \left| \frac{1 + \tilde{\chi}_i(\vec{k}, \omega)}{1 + \tilde{\chi}_e(\vec{k}, \omega) + \tilde{\chi}_i(\vec{k}, \omega)} \right|^2 \Im \tilde{\chi}_e(\vec{k}, \omega) + \\ & + \frac{T_i}{T_e} \frac{|\vec{k}|^2 \rho_D^2}{\pi \omega} \left| \frac{\tilde{\chi}_e(\vec{k}, \omega)}{1 + \tilde{\chi}_e(\vec{k}, \omega) + \tilde{\chi}_i(\vec{k}, \omega)} \right|^2 \Im \tilde{\chi}_i(\vec{k}, \omega), \end{aligned} \quad (2.98)$$

gdzie

$$\tilde{\chi}_{e,i}(\vec{k}, \omega) = \left(1 + i\varphi \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial}{\partial \varphi t} - i\varphi \frac{1}{|\vec{k}|} \frac{\partial}{\partial \varphi x_i} k_j \frac{\partial}{\partial k_i} k_j \right) \chi_{e,i}, \quad (2.99)$$

gdzie z kolei φ jest pewnym małym parametrem. Porównanie wyników otrzymanych na podstawie wzorów (2.92) i (2.98) dla przykładowych gradientów i zmienności czasowej plazmy przedstawiono na rysunku 2.15. Oba przybliżenia dają wyniki podobne jakościowo w części elektronowej widma TS. Wyniki te różnią się jednak znacząco ilościowo, co wynika z trudności w oszacowaniu wartości parametrów Λ i τ w oparciu o przybliżone równości (2.96 – 2.97). Okazuje się, że występowanie niejednorodności przestrzennych w plazmie generuje pewną asymetrię dwóch gałęzi części elektronowej widma rozpraszania. Pomiar tej asymetrii może być wykorzystany do oszacowania skali tejże niejednorodności [75]. Na rysunku 2.16 zaprezentowano zmiany maksymalnej amplitudy S_r części elektronowej widma TS przesuniętej ku czerwieni oraz maksymalnej amplitudy S_v części elektronowej przesuniętej ku fioletowi. Okazuje się, że niejednorodności czasowe zawsze powodują spadek amplitud S_r i S_v , zaś niejednorodności przestrzenne mogą prowadzić zarówno do spadku jak i wzrostu tych amplitud.

Na podstawie danych doświadczalnych otrzymanych z diagnostyki plazmy generowanej laserowo w różnych gazach **maksymalne** wartości pochodnych występujących w oszacowaniach (2.96 – 2.97) wynoszą

$$\hat{k} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial \vec{x}} \approx 10^{22} \text{ m}^{-3} / 100 \text{ } \mu\text{m} = 10^{26} \text{ m}^{-4} \quad (2.100)$$

oraz

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} \approx 10^{22} \text{ m}^{-3} / 10 \text{ nm} = 10^{30} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (2.101)$$

a stąd

$$\Lambda \approx 130 \text{ } \mu\text{m}, \quad \tau \approx 13 \text{ ns}.$$

W warunkach TEC ($\phi = 90^\circ$, $\theta_x = 90^\circ$, $\theta_y = 0^\circ$) dla $\lambda_L = 532 \text{ nm}$, $n_e = 1.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $T_e = 10\,000 \text{ K}$, zmiana amplitudy SDF w porównaniu z przypadkiem plazmy jednorodnej i stacjonarnej jest nie większa niż 1%. Oznacza to, że efekty wynikające z niejednorodności plazmy opisane w pracach [75] oraz [76] można pominąć. Nie oznacza to jednak, że niejednorodności nie mogą wpłynąć na obserwowane widma. Wpływ ten jest jednak ograniczony do mieszania się sygnałów rozproszonych pochodzących z różnych obszarów plazmy i momentów czasu – jednak bez efektów interferencyjnych.

Mając na uwadze powyższe wnioski skonstruowałem model, który uwzględnia zarówno przejściowy charakter jak i niejednorodności plazmy, a także rozrzut jej parametrów od impulsu (lasera generującego) do impulsu. Natężenie światła rozproszonego I_s można wyrazić jako całkę

$$I_s = \sum_l \int_{\mathfrak{B}} d\vec{x} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[n_e I_p(\vec{x}, t) \sigma_T S_T(\vec{k}, \omega) \right], \quad (2.102)$$

gdzie I_p jest natężeniem wiązki próbkującej, \mathfrak{B} jest obszarem, z którego zbierany jest sygnał (patrz rysunek 2.17), t_1 i t_2 oznaczają początek i koniec impulsu w czasie, zaś indeks l numeruje kolejne impulsy lasera próbkującego. Zakładając, że natężenie $I_p(\vec{x}, t)$ jest funkcją Gaussa w obu zmiennych oraz, że koncentracja elektronów n_e ma rozkład jednorodny w obszarze \mathfrak{B} i w czasie od t_1 do t_2 , to sumę i całkę (2.102) można przybliżyć przez splot

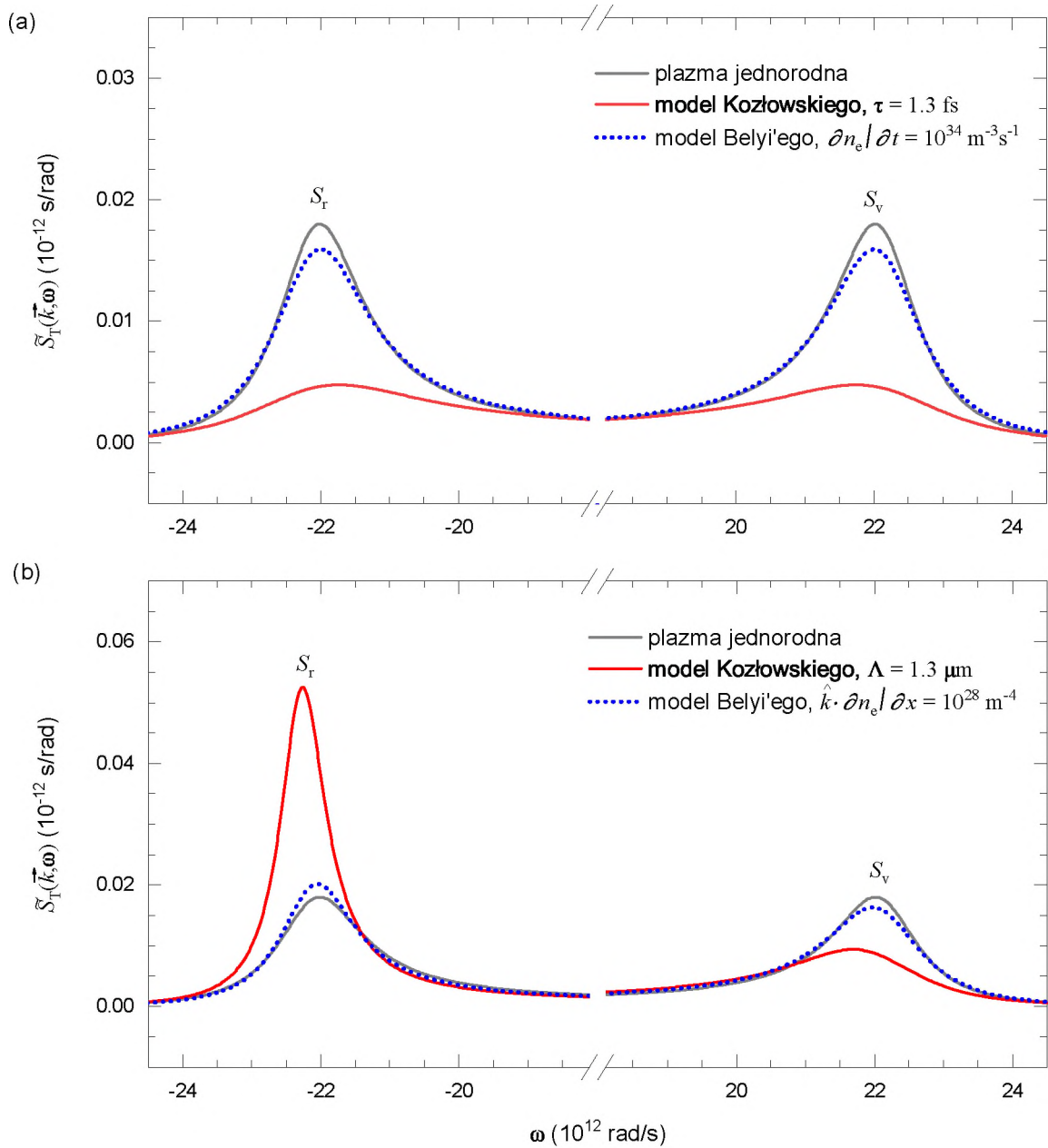
$$I_s \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dn'_e \sigma_T S_T(\vec{k}, \omega) n'_e \rho_e(\bar{n}_e, n'_e) \quad (2.103)$$

z rozkładem Gaussa koncentracji elektronów n'_e o postaci

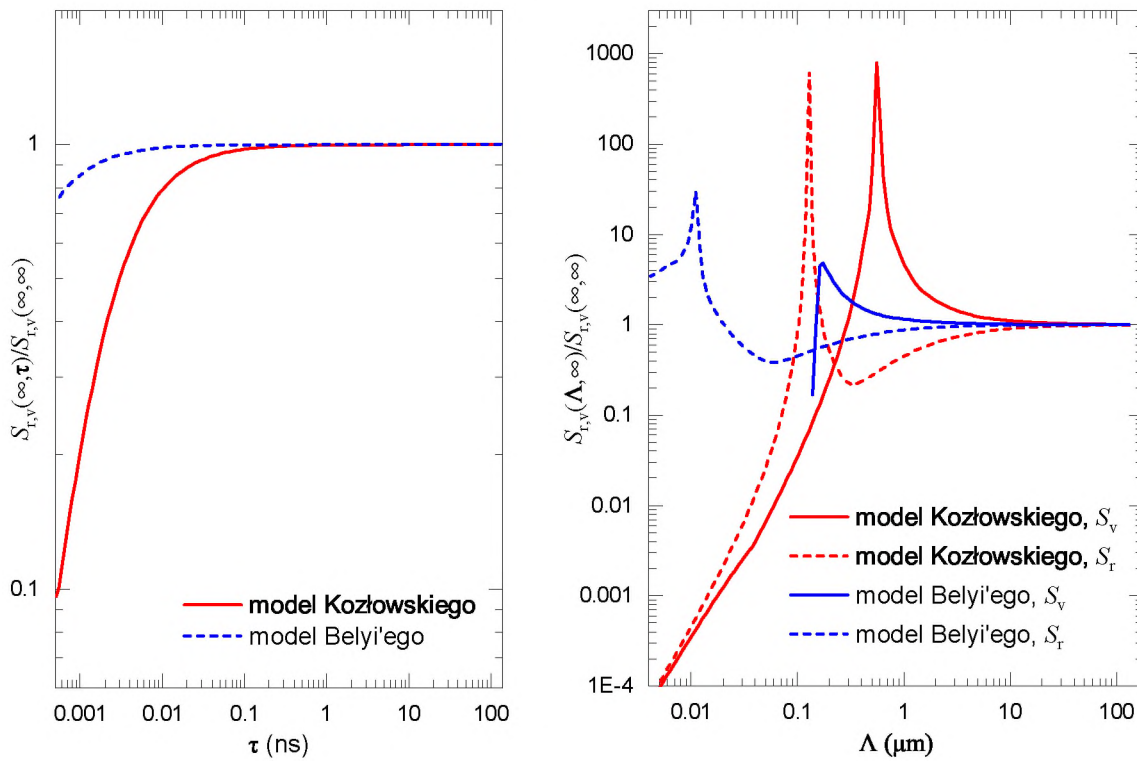
$$\rho_e(\bar{n}_e, n'_e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_e} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\bar{n}_e - n'_e}{\sigma_e} \right)^2 \right]. \quad (2.104)$$

\bar{n}_e jest tutaj wartością średnią koncentracji elektronów. Brak idealnej powtarzalności generowanej plazmy jest wynikiem niestabilności energii lasera generującego, niestabilności struktury modowej tego lasera [77], jak i stochastycznego charakteru samego procesu przebiecia laserowego. Dodatkowo, niestabilności te mogą być zwiększone skutkiem zanieczyszczenia gazu w którym następuje przebiecie. Z tego względu szczególną wagę podczas prowadzenia badań eksperymentalnych przywiązywano do czystości komory i badanego gazu. Ponieważ koncentracja elektronów charakteryzuje się większą dynamiką niż ich temperatura, to tylko n_e opisana została jako zmienna podlegająca pewnemu rozkładowi statystycznemu, a T_e i T_i przyjęto jako parametry stałe.

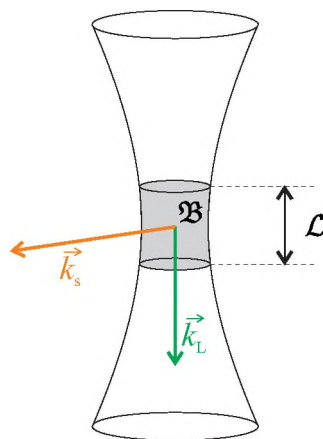
Kolejnym czynnikiem kształtującym rzeczywiste widmo rozpraszania Thomsona jest podgrzewanie elektronów i zwiększenie ich koncentracji poprzez oddziaływanie z próbkującym



Rysunek 2.15. Część elektronowa funkcji gęstości spektralnej dla rozpraszania Thomsona $\hat{S}_T(\vec{k}, \omega)$ wysymulowana za pomocą modelu Kozłowskiego (2.92) oraz Belyi'ego (2.98). Na wykresie pominięto centralną część widma rozpraszania, ponieważ w jej obszarze widma wykazują anomalne zachowanie, co jest cechą jedynie zastosowanych przybliżeń nie zaś samego procesu rozpraszania. W symulacji przyjęto, że $T_e = 10\,000\text{ K}$, $n_e = 1.0 \times 10^{23}\text{ m}^{-3}$, natomiast $\lambda_L = 532\text{ nm}$, co odpowiada drugiej harmonicznej lasera Nd:YAG.



Rysunek 2.16. Zależność amplitud części elektronowych widma TS, przesuniętych ku czerwieni S_r i ku fioletowi S_v , od przestrzennej i czasowej skali niejednorodności plazmy. Widoczne w przestrzennej części wykresu krzywe o charakterze rezonansowym zostały także zauważone przez Kozłowskiego [75]. Przyjęto, że $T_e = 10\,000\text{ K}$, $n_e = 1.0 \times 10^{23}\text{ m}^{-3}$, natomiast $\lambda_L = 532\text{ nm}$.



Rysunek 2.17. Obszar wiązki próbkującej \mathfrak{B} , z którego pochodzi światło rozproszone rejestrowane w eksperymencie. \mathcal{L} oznacza długość fragmentu wiązki, z którego pochodzi rejestrowane światło.

Tabela 2.4. Wartości parametrów funkcji aparaturowej spektrometru *Acton SP2750* firmy Princeton Instruments zarejestrowanej przy użyciu siatki dyfrakcyjnej 1200 rys/mm przy szczelinie spektrometru otwartej na 50 μm dla długości fali 355 nm oraz 532 nm.

długość fali λ_L (nm)	μ	w_L (nm)	w_G (nm)
355 nm	0.3420	0.1399	0.05122
532 nm	0.3284	0.1624	0.05361

impulsem laserowym. Efekt ten nie został uwzględniony w modelu, ponieważ podczas przeprowadzania eksperymentu zawsze zmniejszono energię impulsu lasera próbującego tak, aby mierzona koncentracja elektronów i ich temperatura nie zależały od tej energii (patrz rozdział 3.1.5).

W prezentowanym modelu uwzględnione zostały dwa czynniki związane z układem detekcji światła rozproszonego. Pierwszym z nich jest wpływ niezerowego kąta bryłowego, z którego pochodzi obserwowane światło. Zostało to uwzględnione przez wycałkowanie funkcji opisującej natężenie światła rozproszonego I_s po cząstkowym kącie bryłowym \mathfrak{W}

$$\int_{\mathfrak{W}} d\Omega I_s(\xi, \psi) \equiv \int_0^{\xi_{\max}} d\xi \int_0^{2\pi} d\psi \sin(\psi) I_s(\xi, \psi). \quad (2.105)$$

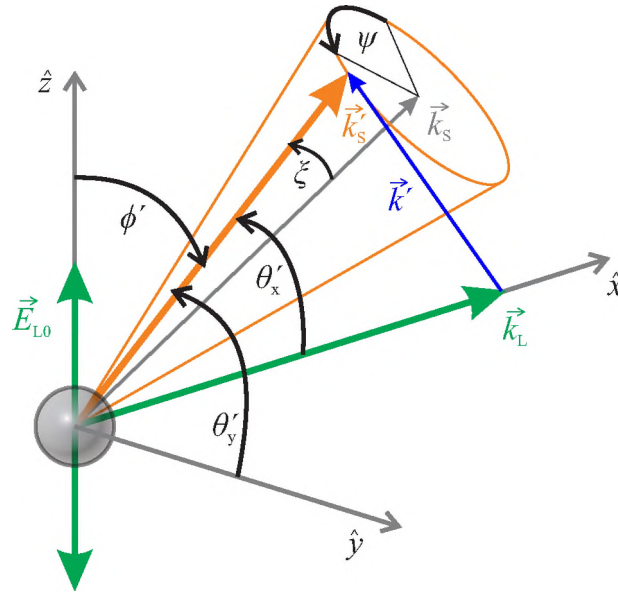
Geometria powyższego całkowania przedstawiona została na rysunku 2.18. Wpływ funkcji aparaturowej na obserwowane widmo uwzględniony został poprzez zastosowanie splotu z funkcją pseudo – Voigta o postaci

$$f_{AP}(\lambda, \lambda') = \mu \frac{2}{\pi} \frac{w_L}{4(\lambda' - \lambda)} + (1 - \mu) \frac{\sqrt{4 \ln(2)/\pi}}{w_G} \exp \left[-\frac{4 \ln(2)}{w_G^2} (\lambda' - \lambda)^2 \right], \quad (2.106)$$

gdzie w_L oznacza szerokość połówkową rozkładu Lorentza, w_G oznacza szerokość połówkową rozkładu Gaussa, natomiast μ jest pewną wagą zawierającą się w przedziale $(0, 1)$. Wartości parametrów funkcji aparaturowej (2.106) zostały dobrane doświadczalnie dla długości fal 355 nm i 532 nm odpowiadających trzeciej i drugiej harmonicznej lasera Nd:YAG i są przedstawione w tabeli 2.4. Ostatecznie, wzór na natężenie rejestrowanego w eksperymencie światła rozproszonego na elektronach w plazmie, wyrażony w dziedzinie długości fali światła rozproszonego λ_s , przybiera postać

$$I(\bar{n}_e, T_e, T_i, \sigma_e; \lambda_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda'_s \frac{2\pi c}{\lambda_s'^2} \int_0^{\xi_{\max}} d\xi \int_0^{2\pi} d\psi \sin \psi \int_{-\infty}^{+\infty} dn'_e \frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega}(\phi'(\xi, \psi)) S_T \left(\vec{k}(\xi, \psi), \frac{2\pi c(\lambda_L - \lambda'_s)}{\lambda_L \lambda'_s} \right) n'_e \rho_e(\bar{n}_e, n'_e) f_{AP}(\lambda_s, \lambda'_s). \quad (2.107)$$

Korzystając z powyższego wzoru można wysymulować widma rozpraszania typu TS, podobne do tych, jakie zostały zmierzone w toku prac doświadczalnych przeprowadzonych w ramach przygotowywania niniejszej pracy. Na rysunku 2.19 przedstawiono wysymulowane widma TS dla plazmy wodorowej charakteryzującej się koncentracją elektronów $n_e = 1.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ oraz temperaturą elektronową $T_e = T_i = 10\,000 \text{ K}$, dla warunków TEC. Z wykresów tych



Rysunek 2.18. Geometria całkowania sygnału rozpraszania światła laserowego na plazmie po kącie bryłowym (zob. równania (2.105) oraz (2.107)). Całkowanie wykonywane jest po kątach ξ oraz ψ co odpowiada całkowaniu po kącie bryłowym Ω .

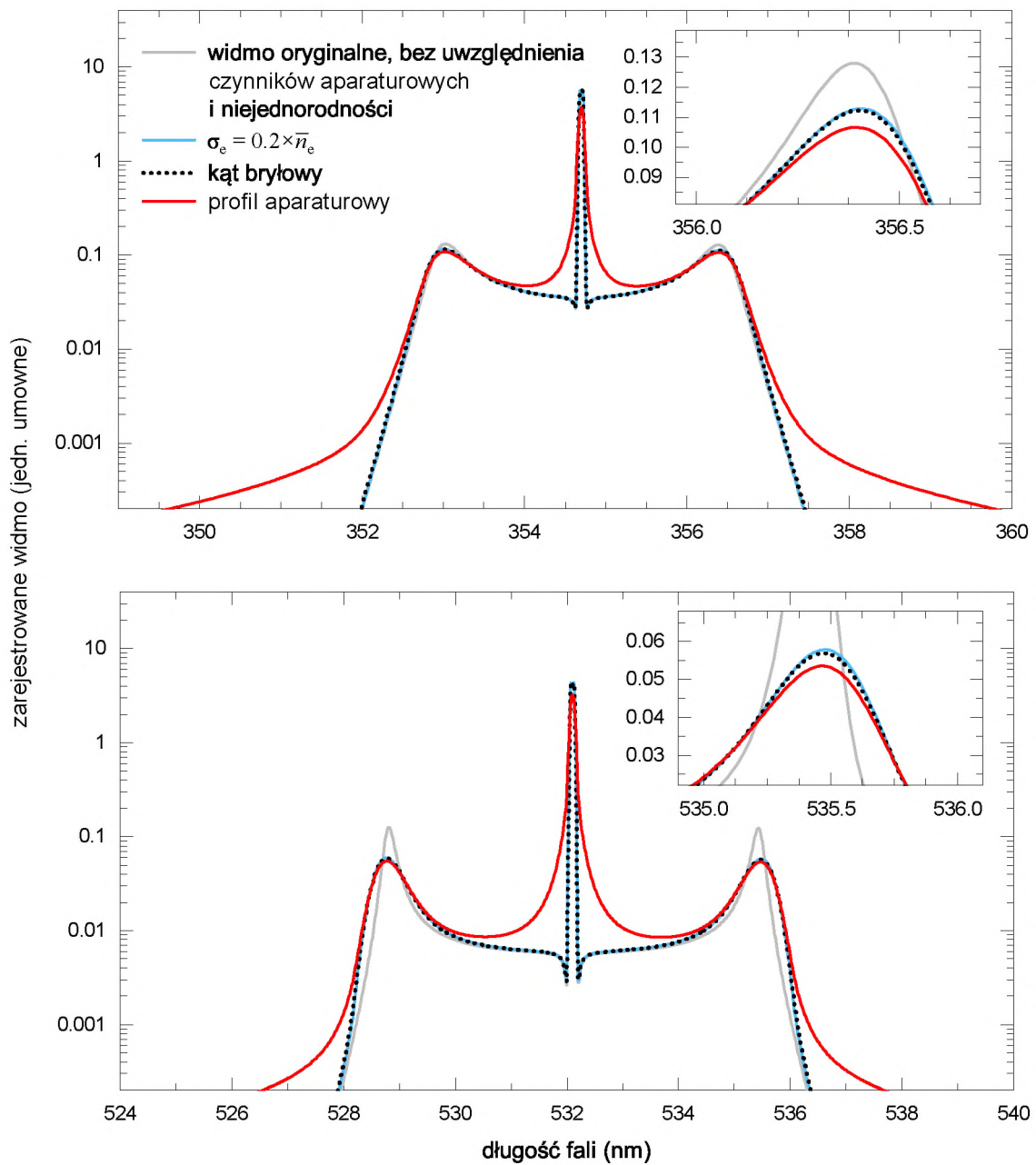
wynika, że efekt pochodzący od całkowania po kącie bryłowym jest pomijalnie mały, zaś pozostałe efekty muszą być wzięte pod uwagę podczas analizowania danych pomiarowych. W konsekwencji, w celu analizy rozkładu spektralnego rozpraszanej światła, stworzyłem dedykowane oprogramowanie, pozwalające na uwzględnienie niejednorodności plazmy oraz profilu aparaturowego spektrometru.

2.2.3. Dwukolorowe rozpraszanie światła laserowego (2CLS)

Przyjmijmy, że dysponujemy plazmą, w której występują swobodne elektrony, molekuly w stanach podstawowym i wzbudzonych oraz atomy w stanach podstawowym wzbudzonych. Natężenie światła pochodzącego z rozpraszania Rayleigha na molekułach i atomach, i emitowanego w kąt bryłowy Ω można w najogólniejszy sposób zapisać jako

$$\left(\frac{\partial I_R}{\partial \Omega}\right) = I_L \mathcal{L} \sum_{i,j} n_{i,j} \left(\frac{\partial \sigma_{i,j}(\lambda)}{\partial \Omega}\right), \quad (2.108)$$

gdzie I_L oznacza natężenie rozpraszanej wiązki laserowej, \mathcal{L} to długość fragmentu wiązki, z którego pochodzi rozpraszany sygnał (zob. rysunek 2.17), $n_{i,j}$ to koncentracja cząstek (molekuł lub atomów) typu i znajdujących się w stanie energetycznym j , zaś $\partial \sigma_{i,j}/\partial \Omega$ oznacza różniczkowy przekrój czynny na proces RS na odpowiednich cząstkach. Z kolei, natężenie



Rysunek 2.19. Rzeczywiste widma światła rozproszonego wysymulowane dla długości fali światła padającego 355 nm oraz 532 nm, dla TEC oraz dla $n_e = 1.0 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $T_e = T_i = 10\,000 \text{ K}$. Liniami szarymi przedstawiono widma TS wysymulowane w oparciu o równania (2.71, 2.86). Liniami niebieskimi przedstawiono widmo TS na plazmie, w której n_e podlega rozkładowi Gaussa (2.104). Czarnymi liniami przerywanymi oznaczono widmo rozpraszania zmodyfikowane poprzez niejednorodności plazmy oraz **dotatkowo** poprzez całkowanie po kącie bryłowym, który wynosił $\xi_{\max} = 7.24^\circ$, co odpowiada zbieraniu światła przez soczewkę o średnicy 2" (5.08 cm) ustawionej w odległości 20 cm od plazmy. Wreszcie, liniami czerwonymi oznaczono widmo wysymulowane **z uwzględnieniem wszystkich trzech** czynników (niejednorodności, kąta bryłowego i funkcji aparaturowej).

światła pochodzącego z rozpraszania Thomsona na elektronach swobodnych można opisać równaniem

$$\left(\frac{\partial I_T}{\partial \Omega}\right) = I_L \mathcal{L} n_e \left(\frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega}\right) S_T(\alpha, T_e/T_i), \quad (2.109)$$

gdzie różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona $\partial \sigma_T / \partial \Omega$ wyrażony jest za pomocą formuły (2.71), natomiast funkcja gęstości spektralnej $S_T(\alpha, T_e/T_i)$ wyrażona jest za pomocą formuły (2.86). Całkowite natężenie światła rozproszonego w kąt bryłowy Ω opisane jest sumą wyrażen (2.108, 2.109)

$$\begin{aligned} I_\Omega &= \left(\frac{\partial I}{\partial \Omega}\right) = \left(\frac{\partial I_T}{\partial \Omega}\right) + \left(\frac{\partial I_R}{\partial \Omega}\right) = \\ &= I_L \cdot \mathcal{L} \left\{ n_e \left(\frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega}\right) S(\alpha, T_e/T_i) + \sum_{i,j} n_{i,j} \left(\frac{\partial \sigma_{i,j}(\lambda)}{\partial \Omega}\right) \right\}. \end{aligned} \quad (2.110)$$

Równanie powyższe można podzielić obustronnie przez natężenie referencyjnego sygnału rozpraszania w taki sam kąt bryłowy

$$I_{\text{ref},\Omega} = n_{\text{ref}} \left(\frac{\partial \sigma_{\text{ref}}(\lambda)}{\partial \Omega}\right). \quad (2.111)$$

W efekcie otrzymujemy **równanie dla względnego natężenia światła rozproszonego**

$$\begin{aligned} R(\lambda) &= \frac{I_\Omega}{I_{\text{ref},\Omega}} = \left(\frac{1}{n_{\text{ref}}}\right) \left(\frac{\partial \sigma_{\text{ref}}(\lambda_L)}{\partial \Omega}\right)^{-1} \times \\ &\quad \times \left\{ n_e \left(\frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega}\right) S(\alpha, T_e/T_i) + \sum_{i,j} n_{i,j} \left(\frac{\partial \sigma_{i,j}(\lambda_L)}{\partial \Omega}\right) \right\} \end{aligned} \quad (2.112)$$

Jeżeli dokonamy pomiaru natężenia światła rozproszonego (wraz z pomiarami referencyjnymi) dla dwóch różnych długości fali λ_L , to uzyskamy układ dwóch równań postaci (2.112). Zasadniczą ideą metody dwukolorowego rozpraszania laserowego jest rozwiązanie takiego układu równań ze względu na dwie zmienne opisujące warunki panujące w plazmie. Zmiennymi takimi mogą być temperatura elektronowa T_e , temperatura jonowa T_i , koncentracja elektronów n_e , koncentracja jakiegoś innego rodzaju cząstek w określonym stanie $n_{i,j}$, średni ładunek Z , albo parametr określający rozkład takich koncentracji taki jak temperatura wzbudzeniowa T^* .

Jednak, w celu rozwiązania układu równań (2.112) konieczna jest znajomość szeregu różniczkowych przekrojów czynnych na rozpraszanie Rayleigha na różnych stanach atomowych lub molekularnych. Wartości tych przekrojów czynnych mogą zostać odszukane w literaturze, albo obliczone w oparciu o metody mechaniki kwantowej, tak jak to pokazano w rozdziale 2.1.5. Niepewności rozwiązania układu równań postaci (2.112) pochodzą z propagacji niepewności tych przekrojów czynnych, które są słabo poznane. Skutkuje to znaczącymi trudnościami w ostatecznej ocenie prognozy detekcji metody 2CLS dla różnego typu cząstek.

Jak wynika z powyższych rozważań, zarówno całkowity przekrój czynny, jak i funkcja SDF dla procesu TS są czułe na parametry termodynamiczne plazmy, w tym na temperaturę jonową T_i . W szczególności, możliwe jest wyznaczenie na ich podstawie funkcji $F(\vec{v})$ rozkładu prędkości elektronów w plazmie. W interpretacji wyników rzeczywistego eksperymentu z rozpraszaniem Thomsona występują dwie zasadnicze trudności. Po pierwsze centralna, tzw. jonowa część widma TS, nakłada się na sygnał RS i konieczne jest ich rozdzielenie. Po drugie, kształt obserwowanej SFD może znacząco odbiegać od modelowej postaci (2.76). Wielość czynników wpływających na zniekształcenie obserwowanej SFD skłoniła mnie do wprowadzenia fenomenologicznego modelu (2.107).

Rozdział 3

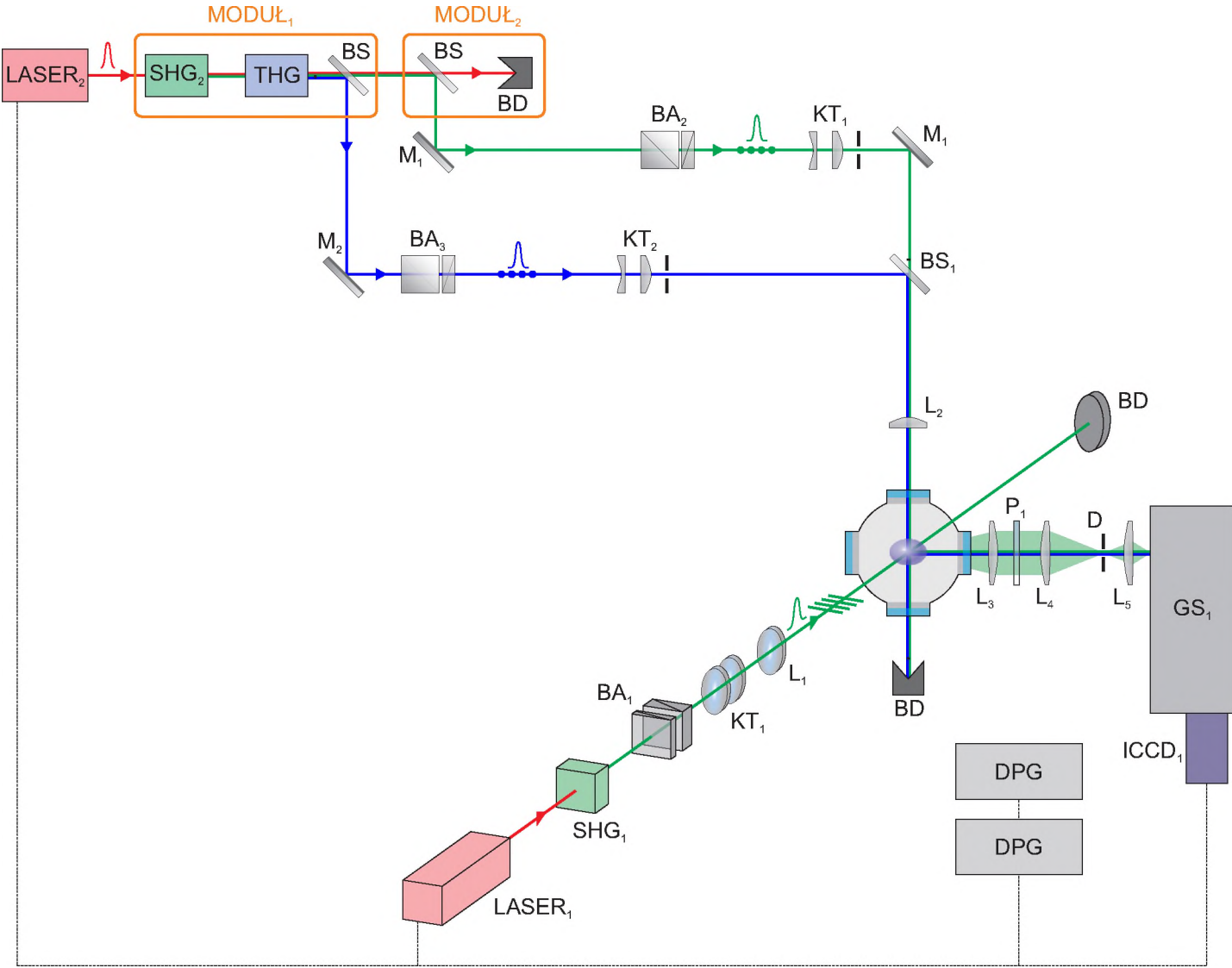
Eksperyment

W celu przeprowadzenia pełnej diagnostyki plazmy generowanej poprzez przebiecie laserowe w gazie wykonałem dwa typy eksperymentów. Pierwszy z nich polegał na pomiarze widm światła rozproszonego na plazmie dla dwóch długości fali wiązki próbkującej (355 nm i 532 nm), z użyciem spektrometru siatkowego jako analizatora widma. Widma te, i ich względne całkowite natężenia, posłużyły następnie do wyznaczenia parametrów termodynamicznych badanych plazm metodą 2CLS. W drugim typie eksperymentów, poza widmami światła rozproszonego rejestrowanego jak wcześniej za pomocą spektrometru siatkowego, mierzono także centralną część widma, dla $\lambda_L = 532$ nm, ze znacznie zwiększoną (co najmniej 12-krotnie) spektralną zdolnością rozdzielczą. W tym celu zbudowano układ złożony z etalonu FP i spektrometru siatkowego jako predispersera, a podlegające detekcji światło rozproszone zostało uprzednio wzmocnione za pomocą optycznego wzmacniacza parametrycznego pompowanego trzecią harmoniczną lasera Nd:YAG. W rozdziale tym przedstawię wyniki uzyskane obiema metodami dla przypadków plazmy generowanej w wodorze i w azocie.

3.1. Diagnostyka plazmy metodą 2CLS

3.1.1. Układ eksperymentalny

Schemat układu doświadczalnego do diagnostyki plazmy metodą dwukolorowego rozpraszania światła laserowego (2CLS) przedstawiony jest na rysunku 3.1. Układ ten został zestawiony w celu wyznaczenia nie tylko koncentracji elektronów i ich temperatury ale także **temperatury jonowej** oraz **koncentracji cząstek neutralnych** w plazmie generowanej poprzez przebiecie laserowe w gazowym wodorze. Układ ten bazuje na układzie służącym do diagnostyki plazmy metodą rozpraszania Thomsona działającym w Laboratorium Diagnostyki Plazmy Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie w poprzednich latach [78, 79]. Istotna, wprowadzona przeze mnie modyfikacja polegała na uzupełnieniu układu lasera próbkującego o generator trzeciej harmoniczną (THG, ang. *third harmonic generator*) na długości fali 355 nm, wykorzystujący dostępną drugą harmoniczną (SH, ang. *second harmonic*) lasera Nd:YAG i jego wiązkę podstawową.



Rysunek 3.1. Układ doświadczalny do diagnostyki plazmy generowanej laserowo metodą dwukolorowego rozpraszania światła laserowego. Objasnienie oznaczeń zastosowanych na schemacie znajduje się w tekście.

Sama plazma generowana jest poprzez przebicie w wodorze wiązką lasera Nd:YAG (LASER₁, *Brilliant* z generatorem 2ω firmy Quantel). Maksymalna energia impulsu wiązki SH wynosi około 150 mJ. Czas trwania impulsu (w sensie szerokości połówkowej, FWHM, ang. *full width at half maximum*) wynosi 9 ns, zaś częstość repetycji 10 Hz. Wiązka generująca plazmę osłabiana była do pożądanej mocy za pomocą osłabiacza BA₁ składającego się z polaryzatora Rochona oraz płytki półfalowej. Następnie wiązka ta została dwukrotnie poszerzona za pomocą teleskopu KT₁ (soczewka *LC1582-A* o dł. ogniskowej -75 mm i soczewka *LA1433-A* o dł. ogniskowej 150 mm firmy ThorLabs) i skupiona za pomocą soczewki asferycznej L₁ (soczewka *AL255G-A* o dł. ogniskowej 50 mm firmy ThorLabs). Przebicie następuje w komorze wypełnionej badanym gazem pod ciśnieniem w zakresie 300 mbar – 2000 mbar, który to gaz wypełniał zamkniętą komorę, albo też podlegał przepływowi sterowanemu za pomocą masowego kontrolera przepływu (*4800 Series* firmy Brooks Instrument). Przepływ gazu rzędu 10 litrów na godzinę był konieczny w przypadku prowadzenia pomiarów z plazmą generowaną w azocie. W takim przypadku, w komorze wytwarzane są makrocząstki nieznanego pochodzenia, a przepływ gazu służy bieżącemu usuwaniu tych zanieczyszczeń. Wspomniane makrocząstki mogą być generowane np. poprzez eksplozje kulombowskie materiału dielektrycznego zanieczyszczającego metalowe ściany komory próżniowej. Hipoteza ta wymaga jednak weryfikacji.

Wiązka próbkująca wytwarzana jest przez drugi laser Nd:YAG (LASER₂, *NL 132-SH* firmy Ekspla). Jest to laser jednodomowy z aktywną stabilizacją wnęki rezonansowej, emitujący promieniowanie o długością fali 1064.4209 nm i szerokości spektralnej mniejszej niż 0.0006 nm. Na torze wiązki próbkującej umieszczone były generatory drugiej (SHG₂) i trzeciej harmonicznej (THG) znajdujące się w module laserowym (MODUŁ₁, *PG 142B* firmy Ekspla). Czas trwania impulsu drugiej harmonicznej wynosił około 6 ns, zaś czas trwania impulsu trzeciej harmonicznej około 4 ns. Harmoniczne te były separowane za pomocą zwierciadła dichroicznego znajdującego się w kolejnym module laserowym (MODUŁ₂, moduł *S* pochodzący z lasera *NL 301G* firmy Ekspla). Wiązka drugiej harmonicznej ($\lambda_2 = 532$ nm) była osłabiana za pomocą osłabiacza BA₂ składającego się z polaryzatora Rochona oraz płytki półfalowej, a następnie kształtowana za pomocą teleskopu KT₂ złożonego z soczewki rozpraszającej (*LD1464-A* o dł. ogniskowej -50 mm), soczewki skupiającej (*LA1608-YAG* o dł. ogniskowej 75 mm) oraz przysłony o średnicy 10.5 mm. Wiązka trzeciej harmonicznej (TH, ang. *third harmonic*, $\lambda_3 = 355$ nm) była z kolei osłabiana za pomocą osłabiacza BA₃ składającego się z polaryzatora Glana (*GLB10-UV*, firmu ThorLabs) oraz płytki półfalowej a następnie kształtowana za pomocą teleskopu KT₃ składającego się z soczewek rozpraszającej (*LD4293-UV*, o dł. ogniskowej -50 mm), i skupiającej (*LA4725-UV* o dł. ogniskowej 75 mm firmy ThorLabs) oraz przysłony o średnicy 8 mm. Wiązki drugiej i trzeciej harmonicznej były nakładane na siebie za pomocą zwierciadła dichroicznego BS₁ (*042-3505* firmy Eksma Optics) i skupiane w obszarze plazmy za pomocą soczewki achromatycznej L₂ (*LA4184-A-ML* o dł. ogniskowej 50 mm firmy ThorLabs). Wiązka próbkująca była skierowana wewnątrz komory prostopadle do wiązki lasera generującego plazmę. Także polaryzacja wiązki próbkującej była

prostopadła do osi wiązki generującej, a zatem konfiguracja zastosowana w eksperymencie odpowiadała warunkom TEC.

W celu scharakteryzowania wiązki próbkującej w jej ognisku, wykonałem pomiary jej kształtu za pomocą kamery *BC106-VIS* firmy ThorLabs. Przyjąłem, że obie wiązki próbkujące mają postać wiązek Gaussa o przekroju elipsoidalnym, a zatem, że przestrzenny rozkład gęstości energii (fluencji) impulsu laserowego ma postać

$$\mathcal{F}(y, z) = \frac{\mathcal{E}_L}{\sqrt{\pi}w_1w_2} \exp \left[-2 \left(\frac{(y - y_0)^2}{w_{yy}^2} + 2 \frac{(y - y_0)(z - z_0)}{w_{yz}^2} + \frac{(z - z_0)^2}{w_{zz}^2} \right) \right], \quad (3.1)$$

gdzie \mathcal{E}_L jest energią impulsu próbkującego, natomiast szerokości wiązki na poziomie $1/e^2$ maksymalnej fluencji w poszczególnych kierunkach zdefiniowane są jako

$$w_{yy} = \left(\frac{\cos^2 \vartheta}{w_1^2} + \frac{\sin^2 \vartheta}{w_2^2} \right)^{-1/2}, \quad (3.2)$$

$$w_{yz} = \left(-\frac{\sin \vartheta}{w_1^2} + \frac{\sin \vartheta}{w_2^2} \right)^{-1/2} \quad (3.3)$$

oraz

$$w_{zz} = \left(\frac{\sin^2 \vartheta}{w_1^2} + \frac{\cos^2 \vartheta}{w_2^2} \right)^{-1/2}. \quad (3.4)$$

W powyższych równaniach w_1 oznacza połowę długości wielkiej półosi elipsy zaś w_2 oznacza połowę długości małej półosi elipsy, zaś ϑ jest kątem o jaki półoś wielka odchylona jest od osi \hat{y} , czyli od osi, w kierunku której odbywa się obserwacja światła rozproszonego w eksperymencie (por. rysunek 2.1 i rysunek 3.2). W takim przypadku średnią fluencję wiązki \mathcal{F}_0 będę określał za pomocą wzoru

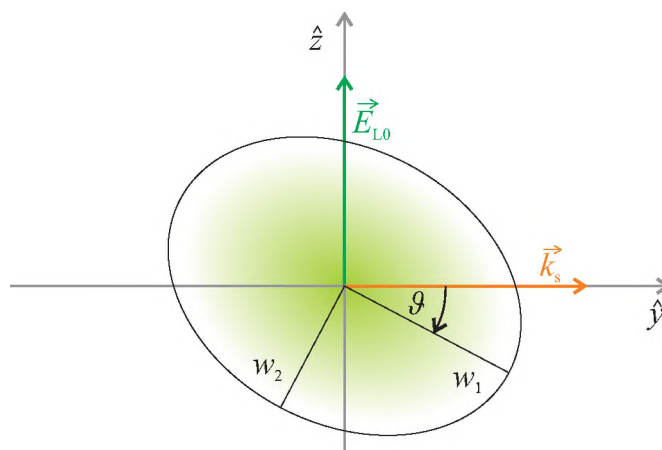
$$\mathcal{F}_0 \equiv \frac{\mathcal{E}_L}{\pi w_0^2}, \quad (3.5)$$

gdzie połowa średniej szerokości wiązki w jej przewężeniu w_0 zdefiniowana jest jako

$$w_0^2 \equiv w_1 w_2. \quad (3.6)$$

Uśredniona po impulsach połowa szerokości wiązek próbkujących o dł. fali 355 nm i 532 nm równa jest odpowiednio 25.8(1.0) μm i 26.6(2.9) μm . Wiązka drugiej harmonicznej lasera Nd:YAG prowadzona była za pomocą zwierciadeł dielektrycznych M_1 (*NB1-K13* firmy ThorLabs), natomiast wiązka trzeciej harmonicznej – za pomocą zwierciadeł dielektrycznych M_2 (*042-0350* firmy Eksma Optics).

Zarówno światło emitowane przez plazmę jak i światło rozproszone na plazmie były zbierane za pomocą układu obrazującego, składającego się z zestawu soczewek achromatycznych *V-VIS Coated, Near UV Achromatic Lens* firmy Edmund Optics L_3 o dł. ogniskowej 200 mm, L_4 o dł. ogniskowej 150 mm, L_5 o dł. ogniskowej 200 mm. Pomiędzy zwierciadłami L_3 oraz L_4 , w miejscu gdzie wiązka światła jest równoległa, umieszczony został wielkopowierzchniowy polaryzator siatkowy P_1 (*WP50L-UB* firmy ThorLabs) charakteryzujący się współczynnikiem



Rysunek 3.2. Przekrój przez wiązkę próbkującą opisaną za pomocą równania (3.1).

ekstynkcji (podanym przez producenta) około 2800 dla dł. fali 355 nm oraz około 9800 dla dł. fali 532 nm. Zastosowanie tego polaryzatora pozwala na rozdzielenie spolaryzowanego oraz zdepolaryzowanego światła rozproszonego na plazmie. Efektywny współczynnik ekstynkcji układu obrazującego z polaryzatorem, uwzględniający rzeczywiste kąty bryłowe z jakich zbierane jest światło oraz obecność światła zbląkanego, ocenilem doświadczalnie wykorzystując do tego celu sygnał rozpraszania Rayleigha na czystym helu, dla dwóch ortogonalnych ustawień polaryzatora. Hel został wybrany, ponieważ jego atom (w stanie podstawowym) jest cząstką sferycznie symetryczną, a zatem rozproszone na nim światło jest całkowicie spolaryzowane. Współczynnik ekstynkcji polaryzatora wynosi około 500 dla dł. fali 355 nm oraz 1000 dla dł. fali 532 nm. Pomiędzy soczewkami L_4 oraz L_5 wytwarzany jest obraz plazmy w skali 3:4. W miejscu powstawania obrazu znajduje się przysłona irysowa D , służąca do przycięcia obrazu w celu wyeliminowania silnego światła pochodzącego z rozpraszania wiązki próbkującej na fali uderzeniowej otaczającej plazmę. Ostatecznie, na szczelinie spektrometru siatkowego GS_1 (*Acton SP2750* firmy Princeton Instruments) wytwarzany był obraz plazmy w skali 6:5. Światło pochodzące z plazmy było rejestrowane za pomocą kamery CCD ze wzmacniaczem obrazu ICCD₁ (*PI-MAX 4* firmy Princeton Instruments) umieszczonej w płaszczyźnie obrazowej spektrometru. Spektralna zdolność rozdzielcza zestawu składającego się z kamery i spektrometru, na podstawie danych producenta, oszacowałem na $\mathcal{R} = 3.6 \times 10^4$, co daje spektralną Rozdzielczość $\delta\lambda = 0.015$ nm i $\delta\lambda = 0.010$ nm odpowiednio dla dł. fali 532 nm i 355 nm. Czas rejestracji pojedynczego impulsu lasera próbkującego wynosił 8 ns.

Kamera ICCD₁ oraz oba lasery są ze sobą zsynchronizowane za pomocą generatorów impulsów opóźnionych DPG₁ oraz DPG₂ (*DG645* firmy Stanford Research Systems). Diagnostyka plazmy w przedstawionym układzie eksperymentalnym może być wykonana dla różnych opóźnień Δt pomiędzy impulsami lasera generującego plazmę i lasera próbkującego. Pozwala to na prześledzenie procesu ewolucji plazmy w zakresie opóźnień od kilku ns do jej

końca, który następuje, w zależności od rodzaju badanego gazu i stosowanych ciśnień, po czasie rzędu od kilku do kilkuset μs .

Sygnały optyczne rejestrowane za pomocą układu doświadczalnego opisanego w niniejszym rozdziale są zapisywane w postaci macierzy \mathbf{I} złożonej z elementów I_{ij} odpowiadających pikselom matrycy CCD. Indeksy i oraz j przyjmują wartości od 1 do 1024. Indeks i numeruje wiersze macierzy i jest powiązany z położeniami wzdłuż wiązki próbkującej (w kierunku prostopadłym do osi wiązki generującej)

$$s_i = (i - i_0) \times 15.6 \mu\text{m}. \quad (3.7)$$

Indeks j numeruje zaś kolumny macierzy i jest powiązany z długością fali λ_j rejestrowanego światła, którą odczytać można z krzywej kalibracyjnej spektrometru GS₁. W dalszej części tej pracy będę używał notacji gdzie \mathbf{I}^{R} oznacza widmo rozpraszania typu RS, \mathbf{I}^{T} oznacza widmo TS, natomiast \mathbf{I}^{E} jest widmem emisyjnym plazmy, a \mathbf{I}^{FF} pochodzi z pomiaru widma jednorodnego przestrzennie źródła światła białego i określane jest angielskim terminem *flat - field*.

3.1.2. Symulacje sygnałów rozpraszania światła laserowego na plazmie

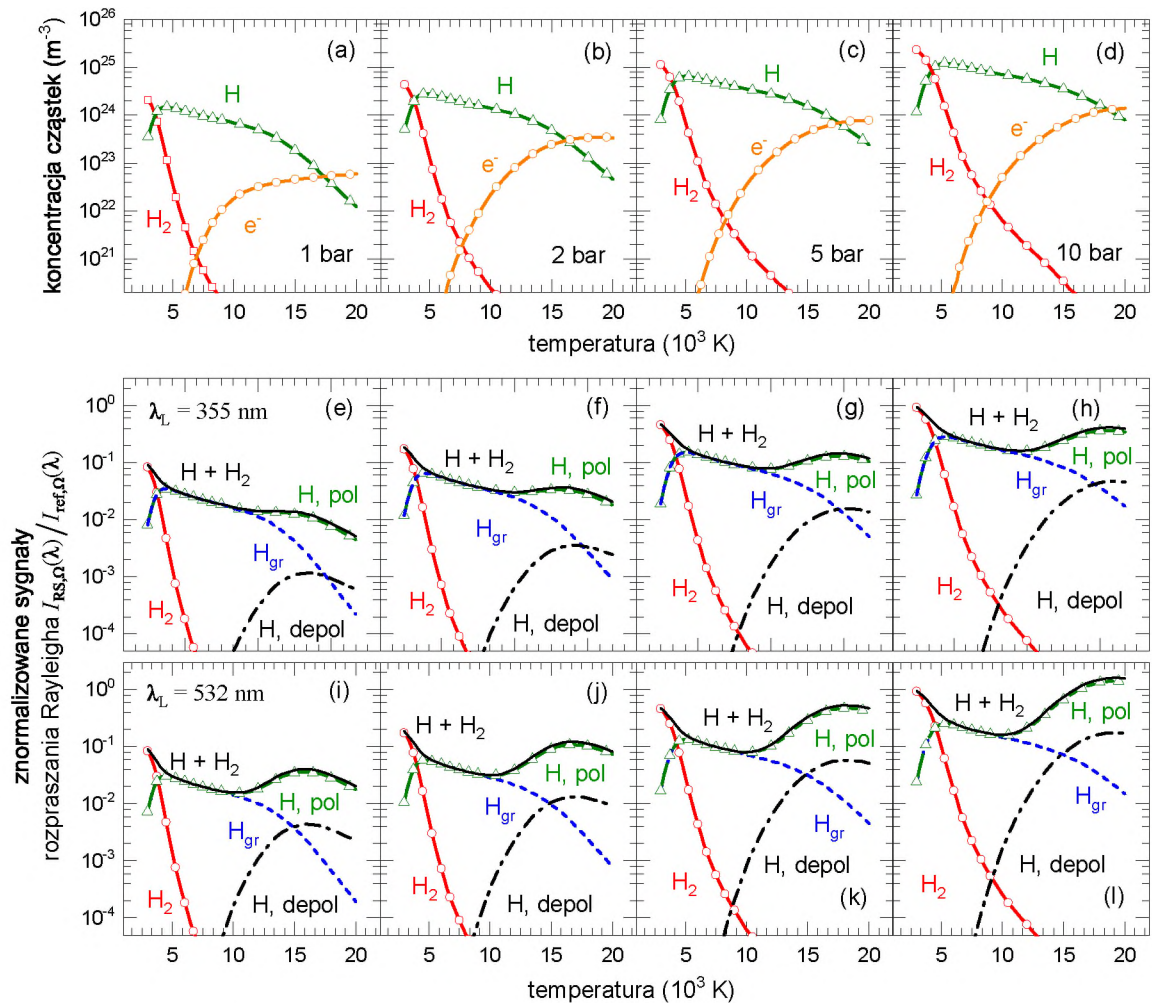
W celu rozwiązania równania dla względnego natężenia światła rozproszonego (2.112) konieczne jest ograniczenie liczby zmiennych tego równania poprzez dokonanie pewnych założeń co do stanu równowagi termodynamicznej plazmy. W tym celu wykonałem symulacje składu plazmy wodorowej znajdującej się w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTE) i charakteryzującej się wartościami T_e i n_e podobnymi jak obserwowane w eksperymencie. Symulacje te zostały przeprowadzone przy użyciu programu NASA CEA [80]. Program ten zwraca całkowite koncentracje molekuł n_{H_2} i atomów n_{H} oraz koncentrację elektronów n_e obliczone dla zadanej temperatury T i ciśnienia panującego w plazmie. Uzyskane koncentracje składników plazmy przedstawiono w części (a-d) rysunku 3.3. Jak można zauważyć, dla niskich temperatur, rzędu kilku tysięcy Kelwinów, głównym składnikiem plazmy są molekuly H_2 . Wzrost temperatury powoduje zrównanie się koncentracji molekuł i atomów. Dla temperatur sięgających kilkunastu tysięcy Kelwinów, w związku ze wzrastającym stopniem jonizacji ośrodka, głównym składnikiem plazmy stają się swobodne elektrony i swobodne protony.

Równanie światła rozproszonego (2.112) dla plazmy wodorowej znajdującej się w stanie LTE można zapisać jako

$$R(\lambda) = \frac{I_{\text{RS},\Omega}(\lambda)}{I_{\text{ref},\Omega}(\lambda)} + \frac{I_{\text{TS},\Omega}(\lambda)}{I_{\text{ref},\Omega}(\lambda)}, \quad (3.8)$$

gdzie

$$\frac{I_{\text{RS},\Omega}(\lambda)}{I_{\text{ref},\Omega}(\lambda)} = \left(\frac{1}{n_{\text{ref}}} \frac{\partial \sigma_{\text{ref}}(\lambda)}{\partial \Omega} \right)^{-1} \times \left\{ n_{\text{H}_2} \left(\frac{\partial \bar{\sigma}_{\text{H}_2}(T, \lambda)}{\partial \Omega} \right) + n_{\text{H}_{\text{gr}}} \left(\frac{\partial \sigma_{\text{H}_{\text{gr}}}(\lambda)}{\partial \Omega} \right) + n_{\text{H}^*} \left(\frac{\partial \sigma^*(T, \lambda)}{\partial \Omega} \right) \right\} \quad (3.9)$$



Rysunek 3.3. (a-d) Skład plazmy wodorowej znajdującej się w stanie LTE pod zadaniem ciśnieniem i w określonej temperaturze. (e-l) Znormalizowane całkowite sygnały rozpraszania Rayleigha pochodzące z rozpraszania na molekułach wodoru (H_2), atomach wodoru w stanie podstawowym (H_{gr}), atomach wodoru w stanach wzbudzonych w rozdzielaniu na składową spolaryzowaną (H, pol), i zdepolaryzowaną (H, depol) oraz całkowite ($\text{H} + \text{H}_2$). Sygnały te zostały wysymulowane dla typowych warunków doświadczalnych (TEC) dla obu długości fali wiązki próbkującej użytych w eksperymencie.

jest **znormalizowanym sygnałem rozpraszania Rayleigha**, natomiast

$$\frac{I_{\text{TS},\Omega}(\lambda)}{I_{\text{ref},\Omega}(\lambda)} = \left(\frac{1}{n_{\text{ref}}} \frac{\partial \sigma_{\text{ref}}(\lambda)}{\partial \Omega} \right)^{-1} n_e \left(\frac{\partial \sigma_{\text{T}}}{\partial \Omega} \right) S_{\text{T}}(\alpha) \quad (3.10)$$

jest **znormalizowanym sygnałem rozpraszania Thomsona**. W równaniach powyższych $n_{\text{H}_{\text{gr}}}$ jest koncentracją atomów wodoru w stanie podstawowym, n_{H}^* jest koncentracją atomów wodoru w stanach wzbudzonych, $(\partial \sigma_{\text{T}}/\partial \Omega)$ jest różniczkowym przekrojem czynnym na proces TS określonym równaniem (2.72), $S(\alpha)$ oznacza całkowitą funkcję gęstości spektralnej określoną za pomocą wzoru (2.91), $(\partial \sigma_{\text{H}_{\text{gr}}}(T, \lambda)/\partial \Omega)$ to różniczkowy przekrój czynny na RS na atomach wodoru w stanie podstawowym, $(\partial \sigma_{\text{H}}^*(T, \lambda)/\partial \Omega)$ oznacza efektywny różniczkowy przekrój czynny na RS na scharakteryzowanej za pomocą temperatury T mieszaninie atomów wodoru w stanach wzbudzonych, który zdefiniowany został za pomocą równania (2.53). Funkcja $(\partial \bar{\sigma}_{\text{H}_2}(T, \lambda)/\partial \Omega)$ oznacza efektywny różniczkowy przekrój czynny zdefiniowany dla molekuł wodoru w stanie podstawowym i w stanach wzbudzonych

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{\text{H}_2}(T, \lambda)}{\partial \Omega} = \sum_i \frac{P(\mathfrak{J}_i, T)}{U_P(T)} \left(\frac{\partial \sigma_{\text{H}_2}(\mathfrak{J}_i, \lambda)}{\partial \Omega} \right), \quad (3.11)$$

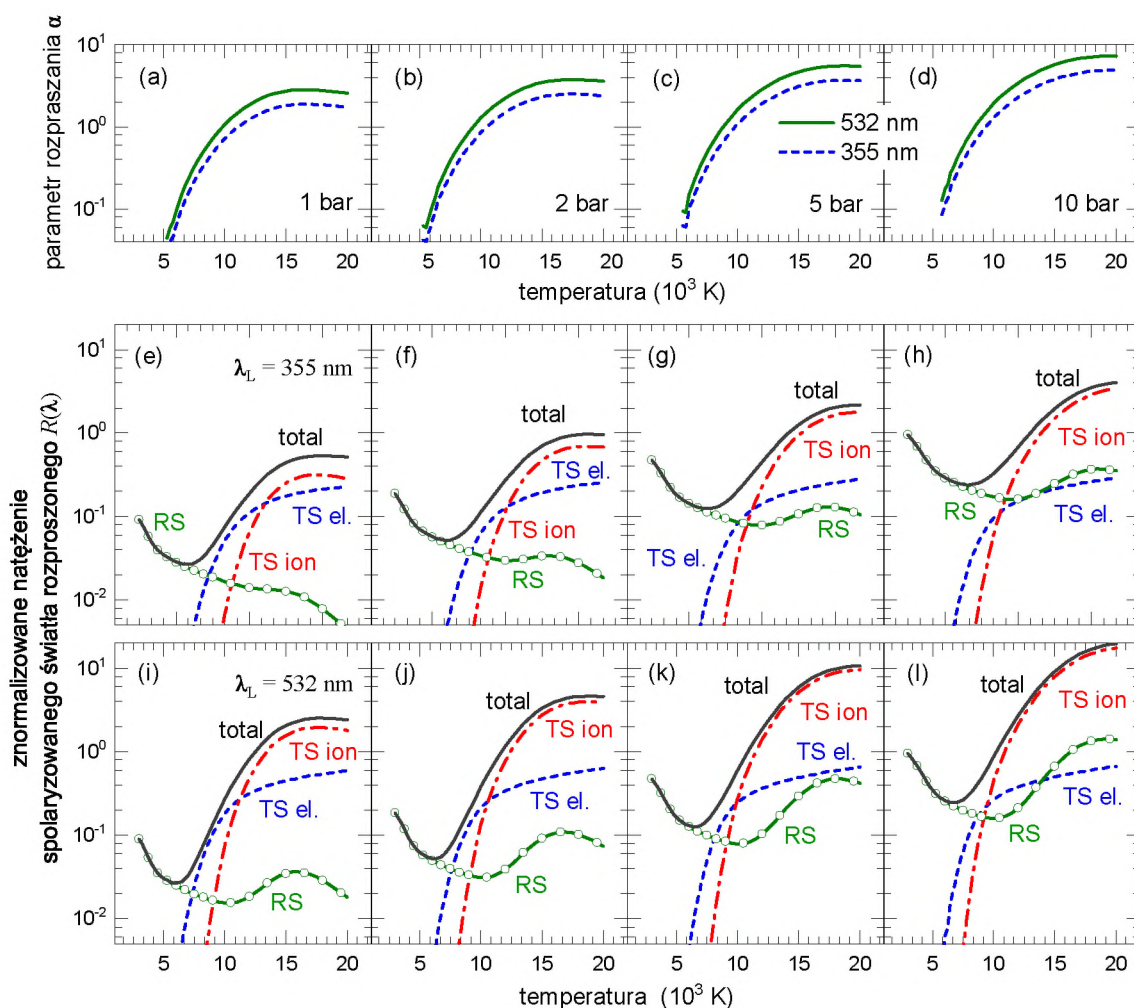
gdzie \mathfrak{J}_i jest zbiorem wszystkich liczb kwantowych opisujących dany stan molekuly, $P(\mathfrak{J}_i)$ oznacza prawdopodobieństwo obsadzenia stanu charakteryzowanego przez ten zbiór, zaś U_P jest funkcją podziału. Za pracami [81] i [82] uznałem, że wpływ stanów wzbudzonych molekuł na efektywny różniczkowy przekrój czynny można pominąć i przyjąć, że

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{\text{H}_2}(T, \lambda)}{\partial \Omega} \approx \frac{\partial \sigma_{\text{H}_2}(\lambda)}{\partial \Omega}, \quad (3.12)$$

gdzie wartość $(\partial \sigma_{\text{H}_2}(\lambda)/\partial \Omega)$ podana jest w tabeli 2.2 razem z wartościami referencyjnych przekrojów czynnych $(\partial \sigma_{\text{ref}}(\lambda)/\partial \Omega)$. W części (e-l) rysunku 3.3 przedstawiono znormalizowane sygnały rozpraszania Rayleigha (3.9) na plazmie wodorowej o składzie jak w części (a-d) tego rysunku. Jak widać, przyczynek pochodzący od rozpraszania na molekułach daje dominujący wkład do całkowitego sygnału RS dla temperatur mniejszych niż 5 000 K. Dla temperatur od około 5 000 K do około 10 000 K w sygnale RS dominuje przyczynek pochodzący od rozpraszania na atomach wodoru w stanie podstawowym (światło spolaryzowane), a dla temperatur wyższych pojawia się istotny przyczynek pochodzący od rozpraszania na atomach wodoru w stanach wzbudzonych (światło spolaryzowane i zdepolaryzowane). Pomiar stopnia depolaryzacji światła rozproszonego może posłużyć do wyznaczenia temperatury plazmy [60].

Znajomość koncentracji elektronów i ich temperatury pozwala na obliczenie wartości współczynnika rozpraszania α (równanie (2.87)). W części (a-d) rysunku 3.4 przedstawiono wartości α dla obu długości fali wiązki próbkującej, dla plazmy wodorowej, której skład przedstawiono na rysunku 3.3. Wraz ze wzrostem temperatury plazmy, początkowo α szybko rośnie co wynika z jonizacji coraz większego odsetka atomów, a tym samym ze wzrostu koncentracji elektronów. Dla wyższych temperatur wzrost ten jest coraz wolniejszy, ze względu na osiągnięcie stopnia jonizacji bliskiego 100% i brak możliwości wygenerowania nowych

elektronów swobodnych. Na rysunkach 3.4 (e-l) przedstawiono znormalizowane sygnały rozpraszania $R(\lambda)$ w części spolaryzowanej obliczone przy użyciu równania (3.8) dla plazmy wodorowej o składzie jak na rysunku 3.3 (a-d) oraz poszczególne składowe tych sygnałów. Jak łatwo zauważyć, poniżej 5 000 K dominujący wkład do całkowitego sygnału rozpraszania pochodzi od procesu RS, a proces TS dominuje powyżej 9 000 K, przy czym wraz ze wzrostem temperatury rośnie udział części jonowej w widmie TS.



Rysunek 3.4. (a-d) Parametr rozpraszania α dla plazmy wodorowej w stanie LTE w zadanej temperaturze i pod określonym ciśnieniu obliczony przy użyciu równania (2.87) dla warunków TEC. (e-l) Znormalizowane natężenie światła rozproszonego $R(\lambda)$ na cząstkach neutralnych (RS), elektronach (TS el. – część elektronowa TS, TS ion – część jonowa TS) i całkowite (total) wysymulowane za pomocą równania (3.8) dla tej samej plazmy i w warunkach TEC.

3.1.3. Dane eksperymentalne

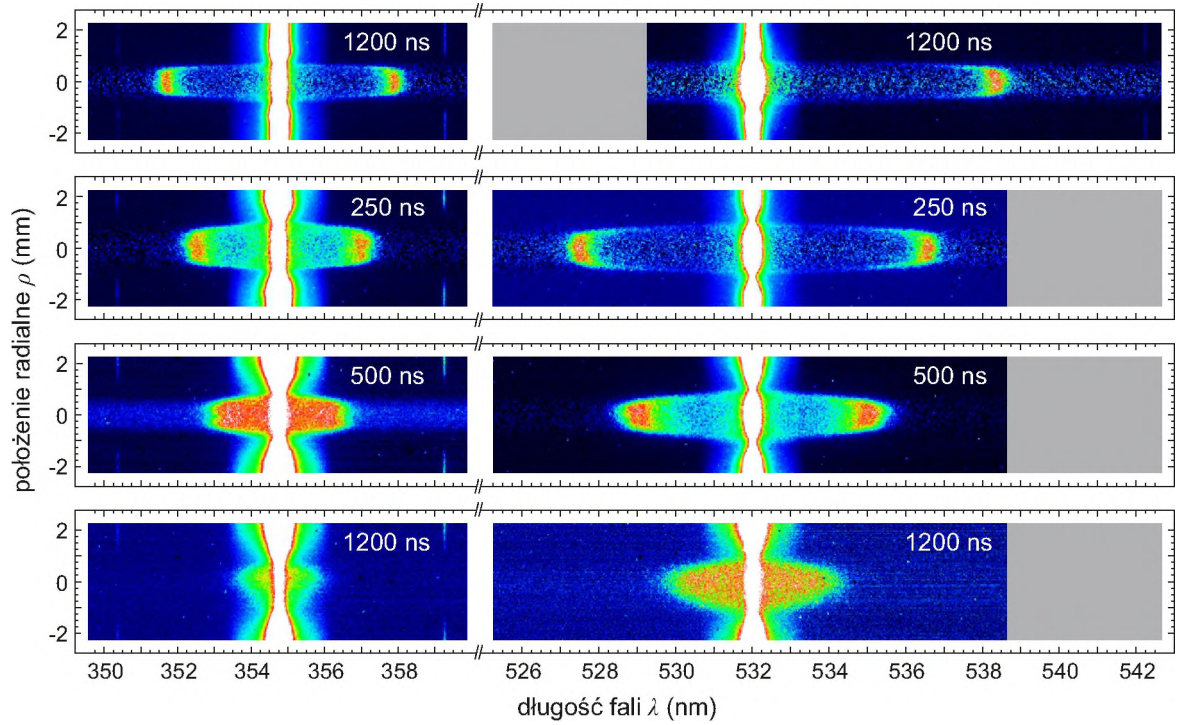
Przy pomocy układu eksperymentalnego przedstawionego w podrozdziale 3.1.1 wykonano pomiary widm światła rozproszonego na plazmie generowanej poprzez przebiecie laserowe w gazowym wodorze. Energia impulsu wiązki generującej plazmę (532 nm) wynosiła 120 mJ. Energie impulsów wiązek próbkujących wynosiły 3 mJ oraz 1 mJ odpowiednio dla wiązki 355 nm oraz 532 nm. Plazma wytwarzana była w zamkniętej komorze (bez przepływu gazu) wypełnionej wodorem pod ciśnieniem $p = 1300$ mbar. Diagnostyka plazmy została wykonana dla czterech opóźnień pomiędzy impulsem generującym plazmę i impulsem próbkującym wynoszących 120 ns, 250 ns, 500 ns oraz 1200 ns. Dla każdego opóźnienia wykonano pomiary widm światła rozproszonego na plazmie przy użyciu spektrometru siatkowego GS₁ z zamontowaną kamerą ICCD₁. Zmierzono widma światła laserowego rozproszonego na plazmie \mathbf{I}^T , światła emitowanego przez plazmę \mathbf{I}^E , światła rozproszonego na gazie referencyjnym \mathbf{I}^R oraz sygnały pochodzące od światła zbląkanego \mathbf{I}^{SL} . Dodatkowo, wykonano także pomiary widma \mathbf{I}^{FF} lampy kalibracyjnej *DH-2000* firmy Ocean Optics. Lampa ta wyposażona jest w dwie żarówki: deuterową, która została wykorzystana do pomiarów dla długości fali 355 nm oraz halogenową, której użyto do pomiarów dla długości fali 532 nm. Światło pochodzące z lampy kalibracyjnej zostało wprowadzone do światłowodu wielomodowego *QP600-2-SR-BX* firmy Ocean Optics a następnie jednorodnie rozprowadzone po powierzchni matrycy ICCD₁ poprzez pionowy przesuw końcówki tego światłowodu w obszarze, w którym generowana jest plazma. Pomiar widma \mathbf{I}^{FF} miał na celu wyznaczenie czułości poszczególnych pikseli matrycy kamery ICCD₁, a także wyznaczenie właściwości spektralnych i geometrycznych układu obrazującego. Wszystkie wyniki pomiarów światła rozproszonego na plazmie zostały uśrednione po 30 000 – 60 000 impulsów lasera. Tak duża liczba średniowanych impulsów wynikała z bardzo małej energii impulsu próbkującego dobranej tak, aby zminimalizować ewentualny wpływ impulsu próbkującego na stan plazmy.

3.1.4. Opracowanie danych pomiarowych

W pierwszym etapie opracowania danych doświadczalnych elementy macierzy znormalizowanych wartości natężenia światła rozproszonego na plazmie $\mathbf{R}(\lambda_L)$ obliczane są ze wzoru

$$R_{ij}(\lambda_L) = \frac{\left(I_{ij}^T(\lambda_L) - I_{ij}^E(\lambda_L) \right) / \langle \mathcal{E}_{\lambda_L}^T \rangle - \left(I_{ij}^{SL}(\lambda_L) - I_{ij}^{DC}(\lambda_L) \right) / \langle \mathcal{E}_{\lambda_L}^{SL} \rangle}{I^{FF}(\lambda_L)} \mathcal{J}(\lambda_j) \times \left[\sum_{j=j_{\min}}^{j_{\max}} \frac{\left(I_{ij}^R(\lambda_L) - I_{ij}^{DC}(\lambda_L) \right) / \langle \mathcal{E}_{\lambda_L}^R \rangle - \left(I_{ij}^{SL}(\lambda_L) - I_{ij}^{DC}(\lambda_L) \right) / \langle \mathcal{E}_{\lambda_L}^{SL} \rangle}{I^{FF}(\lambda_L)} \mathcal{J}(\lambda_j) \right]^{-1}, \quad (3.13)$$

gdzie I_{ij} oznacza natężenie światła zmierzone przez piksel (i, j) kamery ICCD, natomiast $\langle \mathcal{E}_{\lambda_L}^{T,R,SL} \rangle$ jest uśrednioną po czasie energią impulsu próbkującego zmierzona w czasie integracji widma $\mathbf{I}^{T,R,SL}$. $\mathcal{J}(\lambda_j)$ oznacza emisyjność lampy kalibracyjnej dla długości fali λ_j odpowiadającej j -tej kolumnie matrycy kamery ICCD dla zadanego ustawienia spektrometru.



Rysunek 3.5. Obrazy widm $R(\lambda_L)$ rozpraszania światła laserowego na plazmie generowanej poprzez przebiecie laserowe w gazowym wodorze. Widma zostały zarejestrowane dla czterech różnych opóźnień impulsu lasera próbkującego względem impulsu lasera generującego plazmę: 120 ns, 250 ns, 500 ns oraz 1200 ns.

Natężenie światła rozproszonego na plazmie zostało znormalizowane do całkowitego natężenia sygnału referencyjnego dla każdego wiersza i z osobna. Obrazy widm światła rozproszonego uzyskane w powyższy sposób zostały przedstawione na rysunku 3.5.

W oparciu o symulacje opisane w podrozdziale 3.1.2 założyłem, że w warunkach badanej plazmy wodorowej można pominąć wkład od rozpraszania na molekułach H_2 do całkowitego sygnału rozpraszania. Przyjąłem także, że uzasadnione jest zastosowanie przybliżenia Salpetera (2.91) przy obliczaniu całkowitego sygnału rozpraszania Thomsona. Ostatecznie, uproszczona wersja równania światła rozproszonego (2.112), która posłużyła mi do wyznaczenia parametrów termodynamicznych badanej plazmy wodorowej przybrała postać

$$R(\lambda_L) = \left(\frac{1}{n_{\text{ref}}} \frac{\partial \sigma_{H_2}(\lambda)}{\partial \Omega} \right)^{-1} \left[n_{H_{\text{gr}}} \frac{\partial \sigma_{H_{\text{gr}}}}{\partial \Omega} + n_H^* \frac{\partial \sigma_H^*(T^*)}{\partial \Omega} + n_e \frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega} \times \left(S_e(\bar{n}_e, T_e) + S_i(\bar{n}_e, T_e, T_i) \right) \right]. \quad (3.14)$$

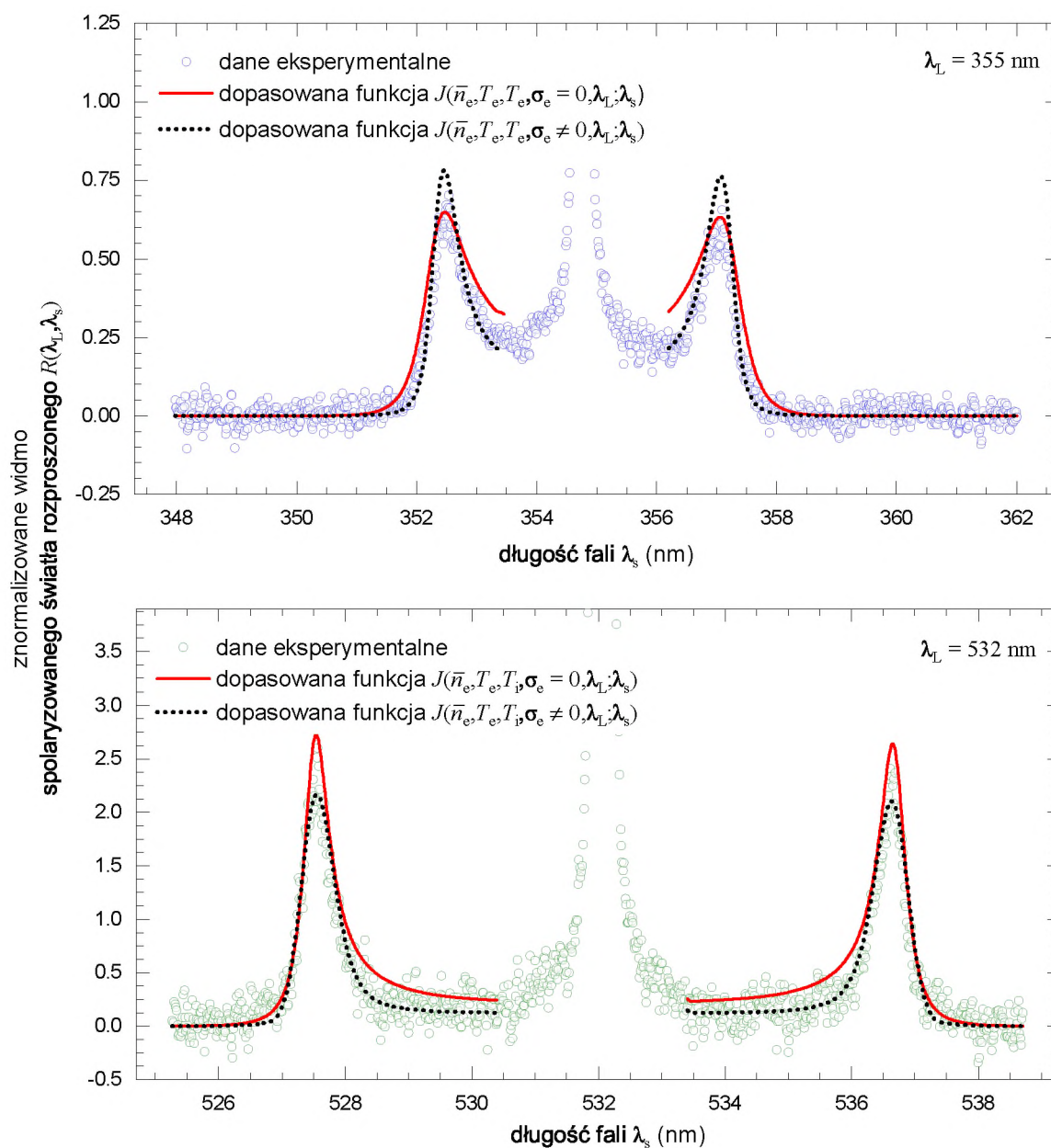
W powyższym równaniu każdy z czterech wyrazów sumy zależy od długości fali λ_L w inny sposób. Okazuje się, że wartość pierwszego wyrazu jest w przybliżeniu niezależna od długości fali ponieważ przekroje czynne $(\partial \sigma_{H_{\text{gr}}}/\partial \Omega)$ i $(\partial \sigma_{H_2})/\partial \Omega$ skalują się jak $1/\lambda_L^4$. Prze-

krój czynny ($\partial\sigma^*/\partial\Omega$) jest zależny od temperatury wzbudzeniowej T^* i dla niskich wartości ($T^* < 10\,000\text{ K}$) cechuje się zmiennością taką jak $1/\lambda_L^4$, jednak dla wysokich temperatur staje się w przybliżeniu niezależny od długości fali. Wreszcie, przekrój czynny na TS jest stałą fizyczną, a funkcje gęstości spektralnej S_e i S_i zależą od długości fali λ_L w złożony sposób. W przeprowadzonym eksperymencie, znormalizowane do natężenia referencyjnego, natężenie spolaryzowanego sygnału rozproszeniowego $\mathbf{R}(\lambda_L)$ zostało wyznaczone dla dwóch długości fali wiązki próbkującej: 355 nm oraz 532 nm. Pozwala to na rozwiązanie układu równań (3.14) ze względu na **dwie zmienne**. Jednak, w przypadku badanej plazmy wodorowej układ ten zawiera 5 niewiadomych (n_H^{gr} , n_H^* , n_e , T_e oraz T_i), czyli jest układem nieoznaczonym i jego rozwiązanie wymaga dodatkowych założeń i informacji o stanie plazmy. Dlatego wartości n_e i T_e wyznaczyłem wykonując dopasowanie funkcji SDF dla TS jednocześnie do części elektro-**nowych obu zarejestrowanych widm**. W tym celu wprowadziłem funkcję znormalizowaną do sygnału referencyjnego

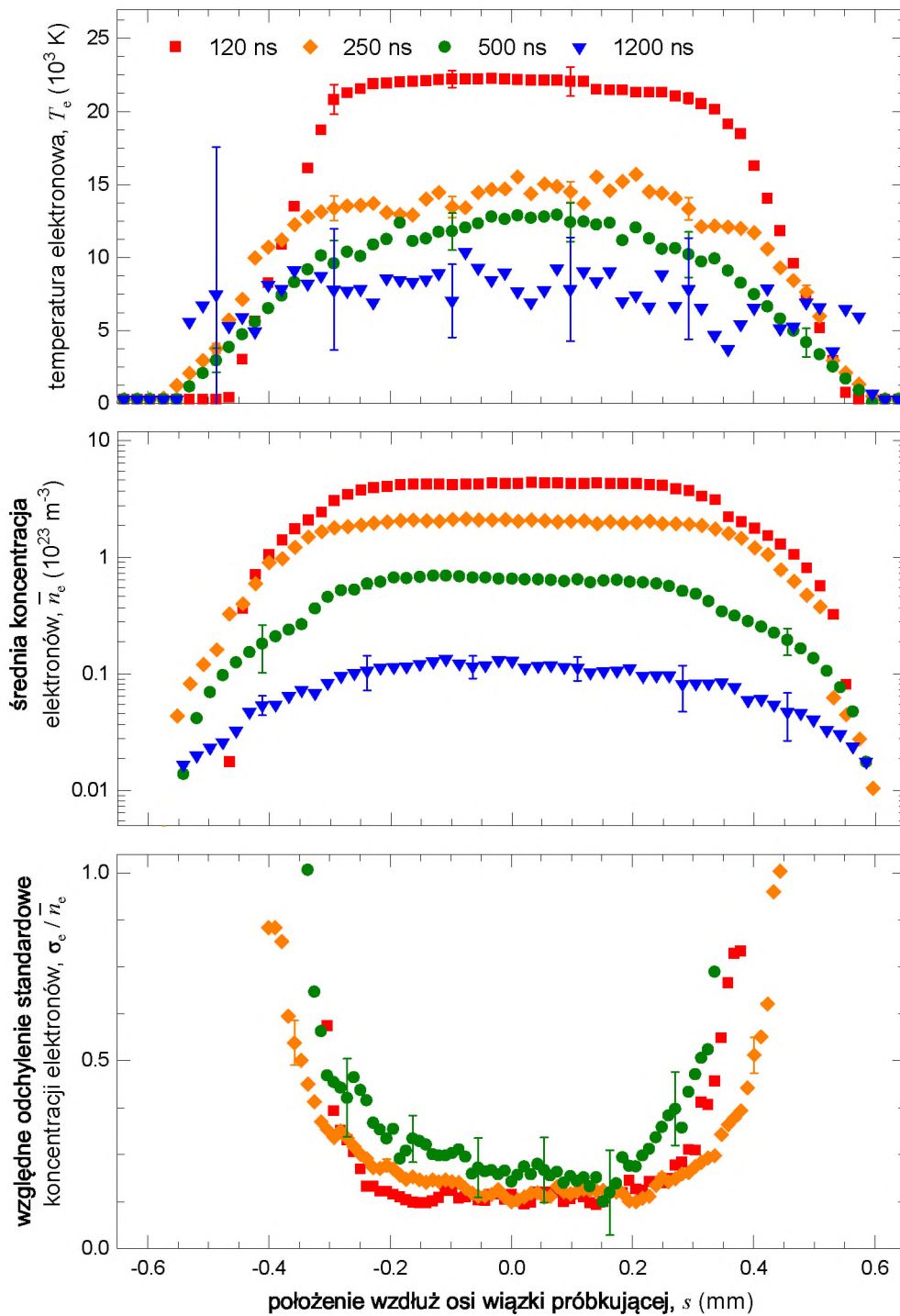
$$J(\bar{n}_e, T_e, T_i, \sigma_e, \lambda_L; \lambda_s) = \frac{I(\bar{n}_e, T_e, T_i, \sigma_e, \lambda_L; \lambda_s)}{\int_{\mathfrak{M}} d\Omega n_{\text{ref}}(\partial\sigma_{\text{ref}}/\partial\Omega)}, \quad (3.15)$$

gdzie $I(\bar{n}_e, T_e, T_i, \sigma_e, \lambda_L; \lambda_s)$ zdefiniowane jest za pomocą równania (2.107).

Dopasowanie wykonałem względem parametrów \bar{n}_e , σ_e i T_e do każdego wiersza macierzy $\mathbf{R}(\lambda_L)$ z osobna używając programu napisanego w języku C (załącznik B). W programie tym wykorzystałem bibliotekę `Faddeeva.c`, autorstwa Johnsona [83] pozwalającą na obliczenie wartości funkcji $W(x)$ zdefiniowanej równaniem (2.88). Program wykorzystuje gradientową metodę minimalizacji sumy kwadratów odchyłeń opisaną np. w podręczniku [84]. Dopasowanie wykonane zostało w dwojaki sposób. Najpierw wykonano dopasowanie funkcji (3.15), przy założeniu, że nie występują niestabilności i niejednorodności plazmy, a zatem $\sigma_e = 0$. Następnie wykonano dopasowanie uwzględniające niestabilności i niejednorodności plazmy, czyli takie, w którym $\sigma_e \neq 0$. Przykładowe wyniki dopasowania funkcji do danych doświadczalnych przedstawiono na rysunku 3.6. Otrzymane rozkłady koncentracji elektronów \bar{n}_e oraz ich temperatury T_e wzdłuż wiązki próbkującej (względem zmiennej s określonej za pomocą równania (3.7)) przedstawione zostały na rysunku 3.7.



Rysunek 3.6. Przykładowe wyniki dopasowania funkcji SDF postaci (3.15) do danych doświadczalnych. Na wykresie zaprezentowano dane pochodzące z pomiarów światła rozproszonego na plazmie wodorowej zarejestrowane z opóźnieniem 250 ns pomiędzy impulsem generującym plazmę i impulsem próbującym. Zaprezentowano wyniki pochodzące z centralnego, jednorodnego obszaru plazmy.



Rysunek 3.7. Rozkłady przestrzenne (wzdłuż osi wiązki próbkującej) temperatury elektronowej T_e , średniej koncentracji elektronów \bar{n}_e i odchylenia standardowego koncentracji elektronów σ_e uzyskane poprzez dopasowanie funkcji (3.15) do eksperymentalnych widm rozpraszania światła laserowego na plazmie $\mathbf{R}(\lambda_L)$ przedstawionych na rysunku 3.5. W każdym przypadku dopasowanie przeprowadzono **jednocześnie** dla obu widm rozproszeniowych (355 nm, 532 nm). Dla opóźnienia 1200 ns $\sigma_e = 0$ w granicach niepewności statystycznej.

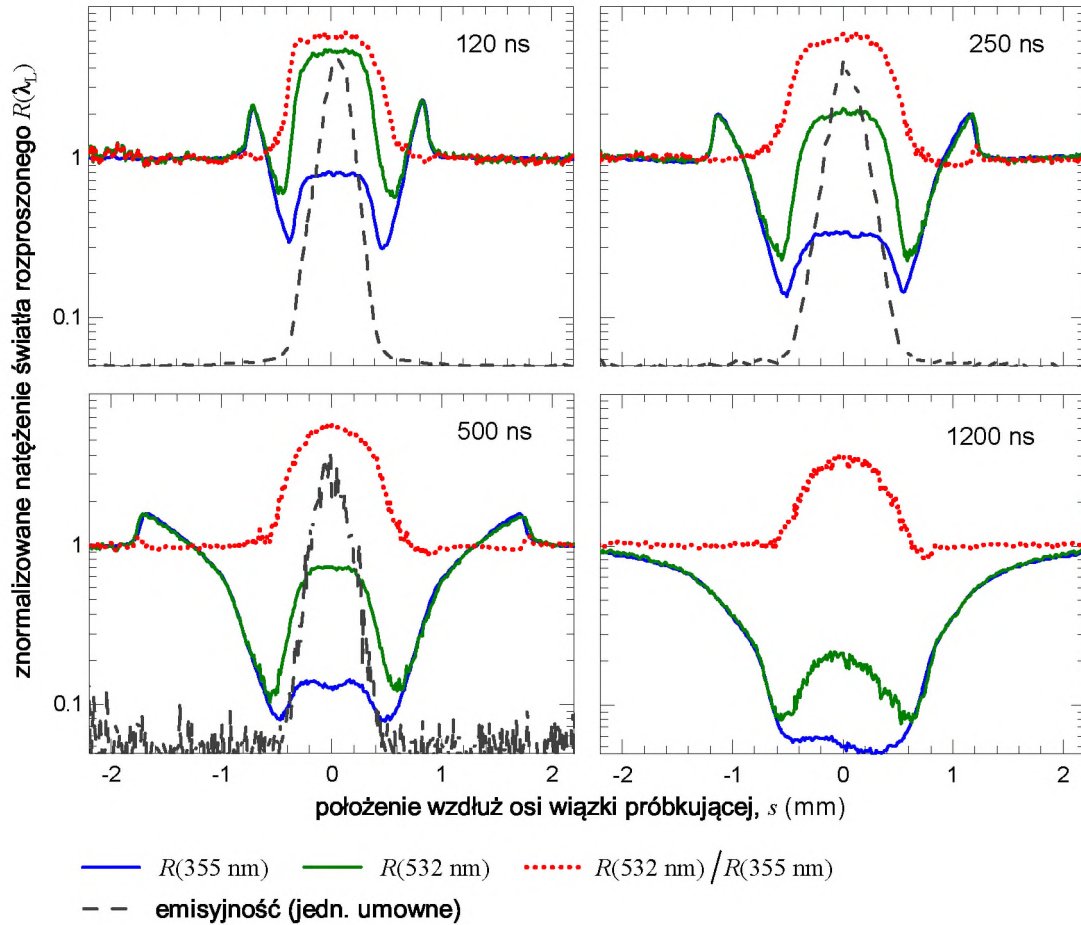
W kolejnym etapie opracowania danych doświadczalnych, w celu rozwiązania równania (3.14) względem koncentracji n_{H}^{gr} , n_{H}^* oraz temperatury jonowej T_{i} , konieczne było dokonanie pewnych dodatkowych założeń odnośnie do właściwości badanej plazmy. Przesłankę w tej kwestii stanowiły rozkłady przestrzenne względnych sygnałów rozpraszania przedstawione na rysunku 3.8. Sygnały te są zdefiniowane jako sumy odpowiadające integracji spektralnej zmierzonych widm

$$R_i(\lambda_{\text{L}}) = \sum_{j=j_{\text{min}}}^{j_{\text{max}}} R_{ij}(\lambda_{\text{L}}), \quad (3.16)$$

gdzie j_{min} oraz j_{max} są granicami sumowania, wybranymi arbitralnie, w taki sposób, aby cały zarejestrowany sygnał wschodził w skład tej sumy. Na rysunku 3.8 przedstawiono także przestrzenny rozkład emisyjności plazmy przy czym dla opóźnienia 1200 ns światło z plazmy jest zbyt słabe aby je zaobserwować w czasie odpowiadającym czasowi trwania impulsu lasera próbkującego. Dla dużych odległości od plazmy natężenia sygnałów $R(355 \text{ nm})$ oraz $R(532 \text{ nm})$ są identyczne i równe jedności co oznacza, że sygnały te pochodzą z rozpraszania na czystym gazie referencyjnym. Wraz ze zbliżaniem się do plazmy, poza przypadkiem 1200 ns, zauważalny jest nagły wzrost obu sygnałów, a następnie ich wolniejszy spadek do poziomu minimalnego. Obszar ten odpowiada rozchodzącej się fali uderzeniowej i dopóki sygnały te są identyczne to rozpraszanie zachodzi na molekułach i atomach w stanie podstawowym. Obniżenie sygnału odpowiada zmniejszonemu ciśnieniu, a zatem zmniejszonej koncentracji cząstek w obszarze za falą uderzeniową. W obszarze wspomnianych minimów sygnały $R(355 \text{ nm})$ oraz $R(532 \text{ nm})$ rozdzielają się. Separacja taka oznacza, że w tym obszarze mają miejsce takie procesy rozpraszania, dla których zależność przekrojów czynnych od długości fali jest inna niż dla rozpraszania Rayleigha na molekułach i atomach w stanach podstawowych. Zatem można przyjąć, że w obszarze tym wzrasta stopień dysocjacji molekuł i jonizacji atomów. Wzrostowi koncentracji elektronów odpowiada jednocześnie wzrost emisyjności plazmy. W centralnym obszarze plazmy ($|s| < 0.2 \text{ mm}$) oba sygnały są znacząco rozseparowane. Świadczy to o zdominowaniu widma rozpraszania przez sygnały pochodzące od rozpraszania na elektronach i atomach wzbudzonych.

Bazując na powyższych obserwacjach oraz obliczeniach zaprezentowanych w rozdziale 3.1.2, można dojść do wniosku, że w centralnej części plazmy, tam gdzie temperatura przekracza 11 000 K, główny przyczynek do sygnałów rozpraszania pochodzi od swobodnych elektronów i atomów wodoru w stanach wzbudzonych. W pozostałych obszarach główny przyczynek pochodzi od elektronów i atomów wodoru w stanie podstawowym, które odgrywają dominującą rolę także w pobliżu brzegu plazmy. Ostatecznie temperaturę jonową T_{i} oraz koncentrację atomów n_{H} można wyznaczyć rozwiązując układ równań postaci (3.14) dla dwóch wiązek próbkujących przyjmując jednak dodatkowe założenie odnośnie do stanu równowagi plazmy.

Rozważyłem dwa przypadki. W pierwszym przyjąłem, że mamy do czynienia z plazmą dwutemperaturową ($T_{\text{e}} \neq T_{\text{i}}$) oraz, że obsadzenia wszystkich stanów atomu wodoru są rządzone przez rozkład Boltzmanna z temperaturą wzbudzeniową równą temperaturze elektronicznej $T^* = T_{\text{e}}$.



Rysunek 3.8. Rozkłady radialne (wzdłuż wiązki próbkującej) całkowitych sygnały rozpraszania światła laserowego na plazmie generowanej w gazowym wodorze. Sygnały zostały obliczone poprzez zastosowanie sumowania (3.16) na macierzach $\mathbf{R}(\lambda_L)$, które zostały przedstawione na rysunku 3.5.

Wówczas równanie (3.14) przybiera postać

$$R(\lambda_L) = \left(\frac{1}{n_{\text{ref}}} \frac{\partial \sigma_{\text{H}_2}(\lambda_L)}{\partial \Omega} \right)^{-1} \left[n_{\text{H}} \frac{\partial \bar{\sigma}_{\text{H}}(T_e; \lambda_L)}{\partial \Omega} + n_e \frac{\partial \sigma_{\text{T}}}{\partial \Omega} (S_e(n_e, T_e; \lambda_L) + S_i(n_e, T_e, T_i; \lambda_L)) \right], \quad (3.17)$$

gdzie różniczkowy przekrój czynny $\partial \bar{\sigma} / \partial \Omega$ zdefiniowany jest za pomocą równania (2.52).

W celu rozwiązania układu dwóch równań postaci (3.17) ze względu na n_{H} i T_i dla dwóch długości fali światła lasera próbkującego, wprowadziłem dwie bezwymiarowe zmienne

$$h \equiv \frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{ref}}}, \quad u \equiv 1 + Z \frac{T_e}{T_i}. \quad (3.18)$$

Wprowadzając te zmienne do równania postaci (3.17) można je przepisać do postaci równania hiperboli

$$(h - h_0(\lambda_L))(u - u_0(\lambda_L)) = C(\lambda_L), \quad (3.19)$$

gdzie

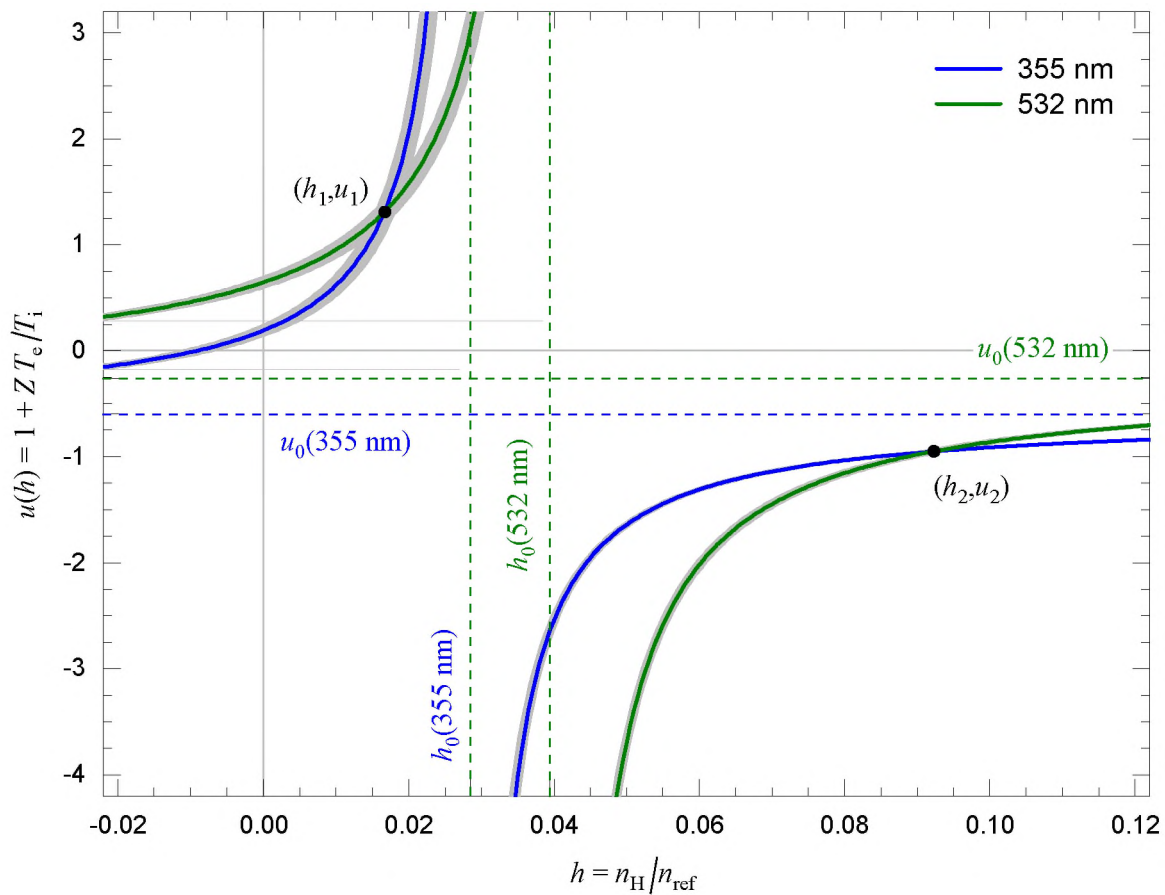
$$h_0(\lambda_L) = \frac{n_{\text{ref}} \partial \sigma_{\text{H}_2; \Omega} (1 + \alpha^2) R(\lambda_L) - n_e \partial \sigma_{\text{T}; \Omega}}{n_{\text{ref}} \partial \bar{\sigma}_{\text{H}; \Omega} (1 + \alpha^2)}, \quad (3.20)$$

$$u_0(\lambda_L) = -\frac{1}{\alpha^2} \quad (3.21)$$

oraz

$$C(\lambda_L) = -\frac{n_e \partial \sigma_{\text{T}; \Omega} \alpha^2}{n_{\text{ref}} \partial \bar{\sigma}_{\text{H}; \Omega} (1 + \alpha^2)}. \quad (3.22)$$

Równanie (3.19) ma dwa rozwiązania (h_1, u_1) i (h_2, u_2) (zob. rysunek 3.9). Analityczna postać tych rozwiązań (wyrażona przez pierwiastki) jest nieco skomplikowana, z tego powodu pomijam ją w niniejszej pracy. Ponieważ $u_0 = -1/\alpha^2 < 0$ dla wszystkich możliwych warunków panujących w plazmie, to zawsze zachodzi, że $u_2 < u_0 < 0$. Oznacza to, że rozwiązanie (h_2, u_2) jest zawsze rozwiązaniem niefizycznym, a zatem warunki panujące w plazmie opisane mogą być jedynie za pomocą rozwiązania (h_1, u_1) . Nieujemność liczb h_1 i u_1 nie wynika z samej postaci układu równań (3.19), ale zachodzi jedynie pod warunkiem, że model sygnału światła rozproszonego (3.17) odpowiada rzeczywistej sytuacji fizycznej. Rozwiązania układu równań (3.19) zostały przedstawione w postaci graficznej na rysunku 3.9. Rysunek ten uwidacznia fundamentalne ograniczenie czułości metody 2CLS na koncentrację atomów wodoru n_{H} i temperaturę jonową T_i . W przypadku, w którym obie hiperbole przecinają się pod dużym kątem, niepewności obu szukanych wielkości są niewielkie. Jednak, w przypadku, w którym hiperbole przecinają się w obszarze bliskim asymptoty, niepewność jednej z wielkości rośnie w sposób nieograniczony. Z sytuacją taką miałem do czynienia podczas analizy danych eksperymentalnych dla opóźnienia 1200 ns. Koncentracja atomów wodoru n_{H} jest dla tego opóźnienia dobrze określona, ale nie jest możliwe wyznaczenie temperatury jonowej T_i , której niepewność jest znacznie większa od samej wartości.



Rysunek 3.9. Graficzne przedstawienie rozwiązania układu równań (3.17) dla przykładowych wartości parametrów termodynamicznych plazmy. Przyjęto, że $T_e = 20\,000(1\,000)$ K, $n_e = 1.000(50) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $R(355 \text{ nm}) = 0.4$, $R(532 \text{ nm}) = 2.0$. Kolorem szarym zaznaczono zakresy niepewności narysowanych krzywych $u(h)$ wynikające z propagacji niepewności koncentracji elektronów i ich temperatury oraz niepewności referencyjnych przekrojów czynnych (zob. tabela 2.2). Liniami przerywanymi zaznaczono asymptoty hiperbol, których wartości obliczyć można korzystając ze wzorów (3.20, 3.21).

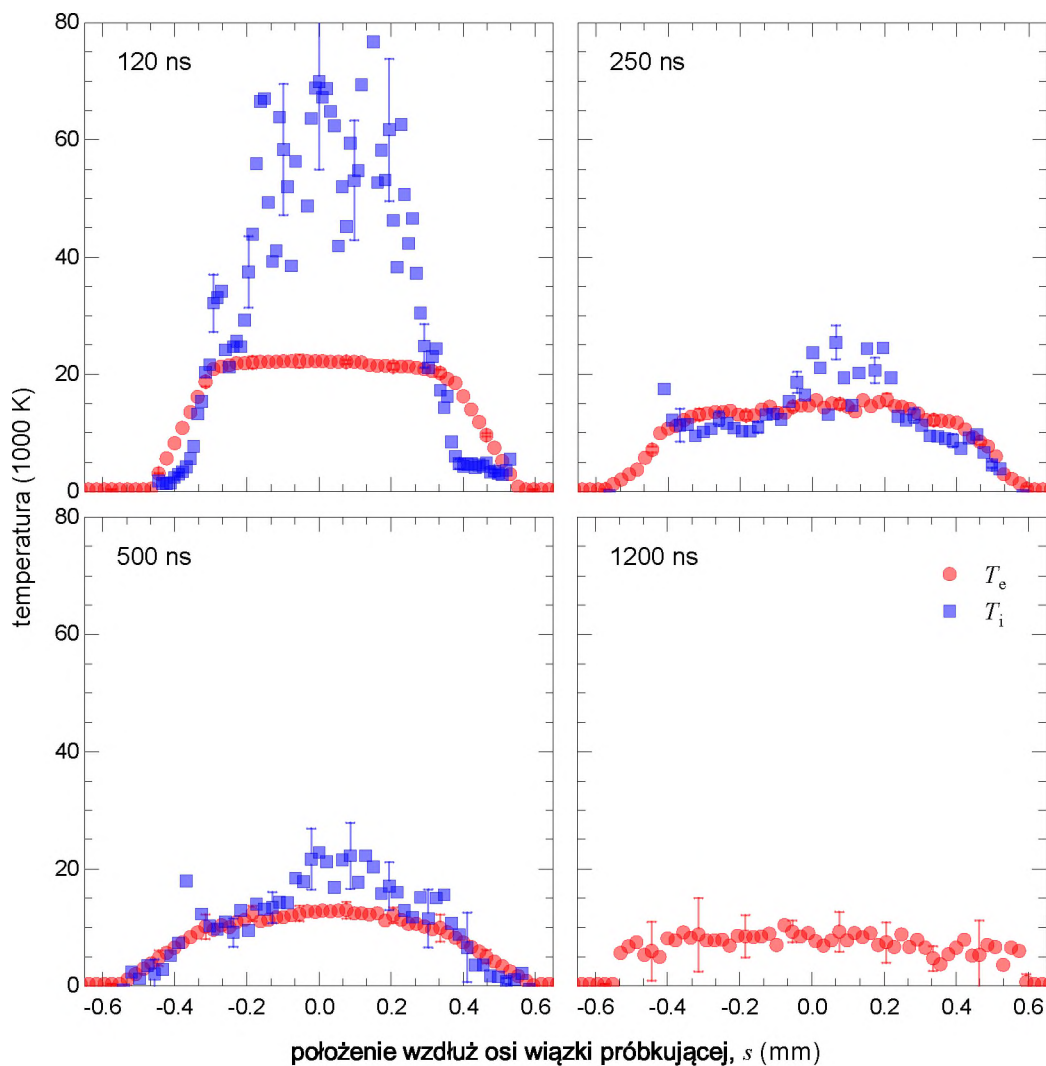
Jak to zostało pokazane na rysunku 3.7 koncentracja elektronów w plazmie spada w czasie znacznie szybciej niż ich temperatura. W zbadanym zakresie czasu n_e maleje od około $4.3 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ do około $1.2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. W tym samym przedziale czasu temperatura elektronowa spada jedynie o około 60 %, z około 21 800 K do około 8 600 K, a obie wielkości cechują się jednorodnym rozkładem w szerokim, centralnym obszarze plazmy. Odchylenie standardowe koncentracji elektronów w centralnym obszarze plazmy zawiera się w przedziale od $0.1 \times \bar{n}_e$ do $0.2 \times \bar{n}_e$ i rośnie z opóźnieniem. W pobliżu brzegu plazmy odchylenie to wzrasta do wartości ponad $1.0 \times \bar{n}_e$, co jest odzwierciedleniem dużych gradientów przestrzennych parametrów tej plazmy. Dla opóźnienia 1200 ns wartość σ_e jest równa zero w granicach niepewności statystycznej.

Temperatura jonowa T_i oraz całkowita koncentracja atomów wodoru n_H wyznaczone przy założeniu $T_e \neq T_i$ i dla obsadzeń rządzących się rozkładem Boltzmanna zostały przedstawione na rysunkach 3.10 oraz 3.11. Okazuje się, że dla najmniejszego opóźnienia w centralnym obszarze plazmy temperatura jonowa może być istotnie wyższa od temperatury elektronowej. W pozostałych przypadkach obie temperatury są równe w granicach niepewności pomiarowej. Sytuacja taka jest też obserwowana w innych plazmach laboratoryjnych [85], a także w plazmach astrofizycznych – w supernowych [86, 87] i w ziemskiej magnetosferze [88]. Fakt występowania temperatury jonowej przewyższającej temperaturę elektronową można tłumaczyć szybkim chłodzeniem elektronów poprzez procesy radiacyjne. Chłodzenie takie jest znacząco szybsze od procesu przekazu energii elektronom przez cząstki ciężkie. Nie udało się wyznaczyć T_i dla największego opóźnienia (1200 ns) ze względu na bardzo mały przyrzekunek części jonowej TS do całkowitego sygnału rozpraszania dla długości fali 355 nm. Dla niskich koncentracji elektronów ($n_e < 0.1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$) zastosowana metoda traci czułość na temperaturę jonową. Całkowita koncentracja atomów wodoru n_H jest w każdym przypadku najmniejsza w centralnym obszarze plazmy i rośnie wraz ze zbliżaniem się do jej brzegu. Dla opóźnienia 1200 ns wynosi ona około $2.0 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, a dla pozostałych opóźnień jej wartość jest poniżej poziomu detekcji, który określiłem, w oparciu o niepewności zaprezentowane na rysunku 3.11, na około $2.5 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$.

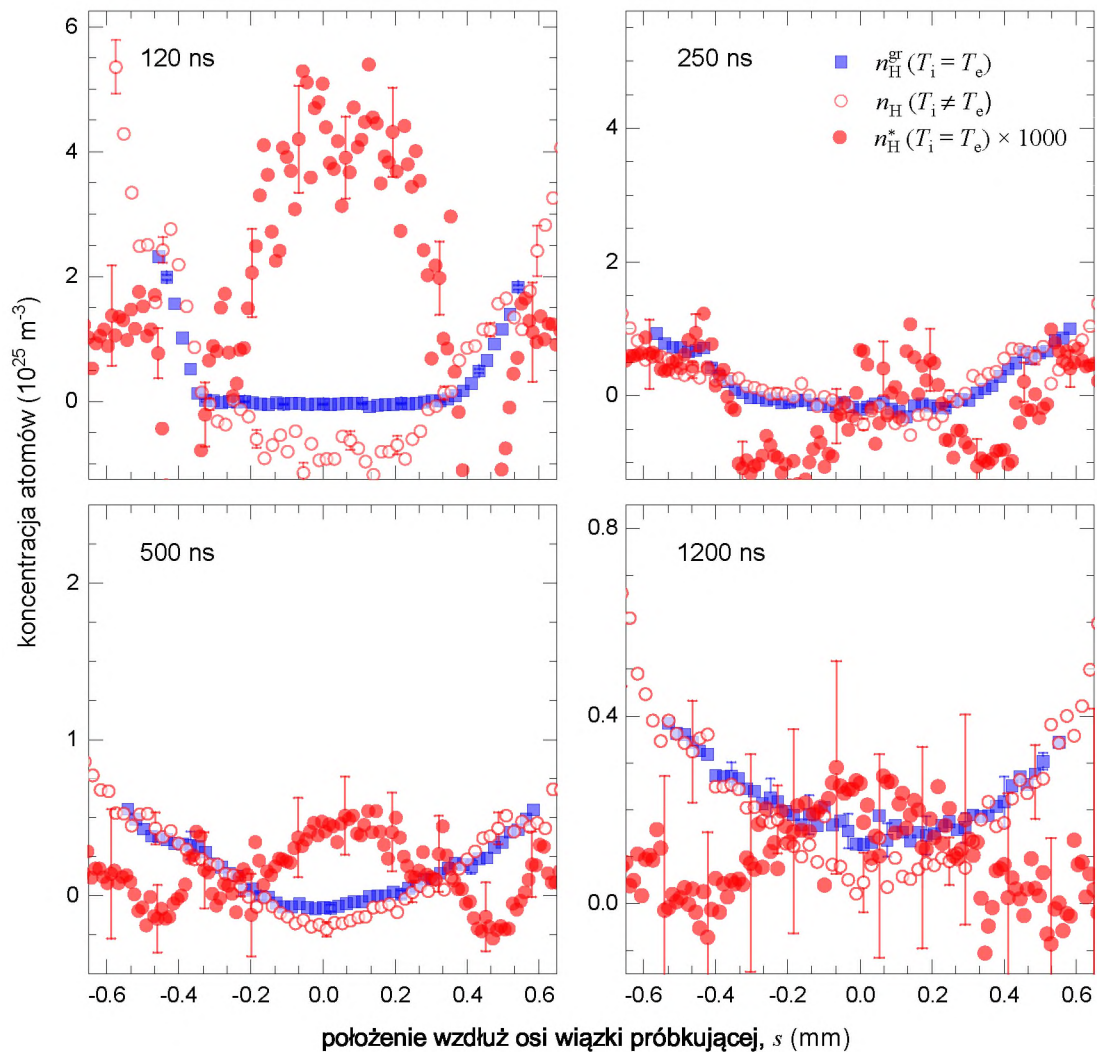
W drugim przypadku założyłem, że $T_i = T_e$, ale populacje atomów wodoru w stanie podstawowym n_H^{gr} i w stanach wzbudzonych n_H^* nie są ze sobą powiązane rozkładem Boltzmanna. Wówczas równanie (3.14) przyjmuje postać

$$R(\lambda_L) = \left(\frac{1}{n_{\text{ref}}} \frac{\partial \sigma_{\text{H}_2}(\lambda_L)}{\partial \Omega} \right)^{-1} \left[n_H^{\text{gr}} \frac{\partial \sigma_{\text{H}}^{\text{gr}}(T_e; \lambda_L)}{\partial \Omega} + n_H^* \frac{\partial \sigma_{\text{H}}^*(T_e; \lambda_L)}{\partial \Omega} + n_e \frac{\partial \sigma_{\text{T}}}{\partial \Omega} \left(S_e(n_e, T_e; \lambda_L) + S_i(n_e, T_e, T_i = T_e; \lambda_L) \right) \right]. \quad (3.23)$$

Układ dwóch równań typu (3.23), dla dwóch długości fali wiązki próbującej, jest układem równań liniowych względem zmiennych n_H^{gr} i n_H^* . Rozwiązania tego układu przybierają prostą



Rysunek 3.10. Rozkłady temperatury elektronowej (czerwone koła) i temperatury jonowej (niebieskie kwadraty) wzdłuż osi wiązki próbującej w plazmie generowanej laserowo w gazowym wodorze. Wartości uzyskane zostały za pomocą metody 2CLS. Temperatura jonowa została wyznaczona przy założeniu, że gęstość obsadzeń stanów atomów wodoru w plazmie zadana jest rozkładem Boltzmanna (2.52) sparametryzowanym temperaturą wzbudzeniową T^* równą temperaturze elektronowej T_e .



Rysunek 3.11. Rozkłady całkowitej (niebieskie kwadraty) koncentracji atomów wodoru n_{H} , koncentracji atomów w stanie podstawowym n_{H}^{gr} (puste koła) oraz koncentracji atomów w stanach wzbudzonych n_{H}^* (pełne koła) wzdłuż osi wiązki próbkującej uzyskane za pomocą metody 2CLS. Całkowita koncentracja atomów została wyznaczona przy założeniu że temperatura jonowa różna od temperatury elektronowej (zob. rysunek 3.10), natomiast obsadzenia stanu podstawowego i stanów wzbudzonych atomów wodoru zadane są przez rozkład Boltzmanna (2.52). Pozostałe koncentracje zostały wyznaczone przy założeniu, że $T_{\text{i}} = T_{\text{e}} = T^*$ oraz, że gęstość obsadzeń atomów wodoru w stanach wzbudzonych zadana jest rozkładem Boltzamna (2.53) sparametryzowanym temperaturą wzbudzeniową T^* , zaś koncentracja atomów wodoru w stanie podstawowym jest od tego rozkładu niezależna.

postać

$$n_{\text{H}}^{\text{gr}} = \frac{n_e(\partial\sigma_{\text{T}}/\partial\Omega)(S_2\sigma_1^* - S_1\sigma_2^*) + n_{\text{ref}}(R(\lambda_1)\sigma_1^{\text{H}_2}\sigma_2^* - R(\lambda_2)\sigma_2^{\text{H}_2}\sigma_1^*)}{\sigma_1^{\text{gr}}\sigma_2^* - \sigma_2^{\text{gr}}\sigma_1^*}, \quad (3.24a)$$

$$n_{\text{H}}^* = \frac{n_e(\partial\sigma_{\text{T}}/\partial\Omega)(S_2\sigma_1^{\text{gr}} - S_1\sigma_2^{\text{gr}}) + n_{\text{ref}}(R(\lambda_1)\sigma_1^{\text{H}_2}\sigma_2^{\text{gr}} - R(\lambda_2)\sigma_2^{\text{H}_2}\sigma_1^{\text{gr}})}{\sigma_1^{\text{gr}}\sigma_2^* - \sigma_2^{\text{gr}}\sigma_1^*}, \quad (3.24b)$$

gdzie

$$\sigma_l^{\text{H}_2} \equiv \frac{\partial\sigma_{\text{H}_2}(\lambda_l)}{\partial\Omega}, \quad \sigma_l^{\text{gr}} \equiv \frac{\partial\sigma_{\text{H}}^{\text{gr}}(\lambda_l)}{\partial\Omega}, \quad \sigma_l^* \equiv \frac{\partial\sigma_{\text{H}}^*(\lambda_n)}{\partial\Omega}. \quad (3.25)$$

Natomiast $S_l \equiv S(\lambda_L)$ zdefiniowane jest za pomocą równania (2.91). Koncentracje atomów wodoru uzyskane z równań (3.24a) i (3.24b) przedstawione zostały na rysunku 3.11.

Jak widać na tym rysunku, obszary plazmy charakteryzujące się najwyższą koncentracją n_{H}^* charakteryzują się jednocześnie najniższą koncentracją n_{H}^{gr} . Koncentracja atomów w stanach wzbudzonych spada wraz z opóźnieniem od około $4.0 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ do około $2.0 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ dla opóźnień odpowiednio 120 ns i 1200 ns. Próg detekcji atomów w stanach wzbudzonych oceniałem, na podstawie niepewności przedstawionych na rysunku 3.11 na około $5.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Jest on znacznie niższy niż próg na detekcję atomów wodoru w stanie podstawowym. Wynika to z faktu, iż przekrój czynny na RS na gazie złożonym z atomów wodoru w stanach obsadzonych zgodnie z rozkładem Boltzmanna (2.52) dla $T^* \approx 10\,000 \text{ K}$ jest około trzy rzędy wielkości mniejszy od przekroju czynnego na RS na gazie złożonym z atomów wodoru w stanach wzbudzonych (2.53), tzn. $(\partial\bar{\sigma}_{\text{H}}/\partial\Omega) \ll (\partial\sigma_{\text{H}}^*/\partial\Omega)$ (patrz rysunek 2.9).

W niektórych obszarach plazmy uzyskano niefizyczne (ujemne) koncentracje atomów wodoru. Ma to związek z małym stosunkiem sygnału do szumu charakteryzującym zmierzone sygnały rozpraszania światła laserowego oraz niepewnościami referencyjnych przekrojów czynnych. Najprawdopodobniej jednak, przyczyną takiego stanu rzeczy jest fakt, że plazma może nie w pełni spełniać przyjęte założenia odnośnie do jej stanu równowagi termodynamicznej. Z tego też powodu wskazane jest dalsze prowadzenie prac doświadczalnych zmierzające do niezależnego pomiaru większej liczby parametrów termodynamicznych takiej plazmy.

Na podstawie przeprowadzonej diagnostyki plazmy generowanej laserowo (LIP) w wodrze, stwierdzam, że dla małych opóźnień ($\Delta t \leq 120 \text{ ns}$) istnieją przesłanki świadczące o tym, że plazma ta nie znajduje się w stanie LTE, gdyż temperatura jonowa jest istotnie wyższa od temperatury elektronowej. Dla większych opóźnień zmierzone wartości parametrów termodynamicznych plazmy są zgodne z odpowiadającymi LTE.

3.1.5. Zaburzenie plazmy przez próbkujący impuls laserowy

Ze względu na bardzo mały przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona i duże fluktuacje silnego promieniowania LIP, w eksperymentach typu TS używa się zazwyczaj impulsów laserowych o dużej mocy. Dodatkowo, z uwagi na wymóg dużej przestrzennej zdolności rozdzielczej, wiązka lasera próbkującego jest ogniskowana do plamki o średnicy kilkudziesięciu mikrometrów co istotnie zwiększa fluencję takiego impulsu w obszarze badanej plazmy. Wobec powyższego, istnieje duże prawdopodobieństwo zaburzenia stanu plazmy takimi silnymi impulsami próbkującymi głównie przez podgrzanie elektronów na zasadzie zjawiska odwrotnego promieniowania hamowania lub przez zwiększenie koncentracji elektronów na zasadzie jonizacji dodatkowych atomów. Dlatego, w celu uniknięcia błędów w interpretacji danych pomiarowych, należy tak ograniczyć energię impulsu próbkującego, aby można było pominąć wpływ obu tych zjawisk na ośrodek plazmowy.

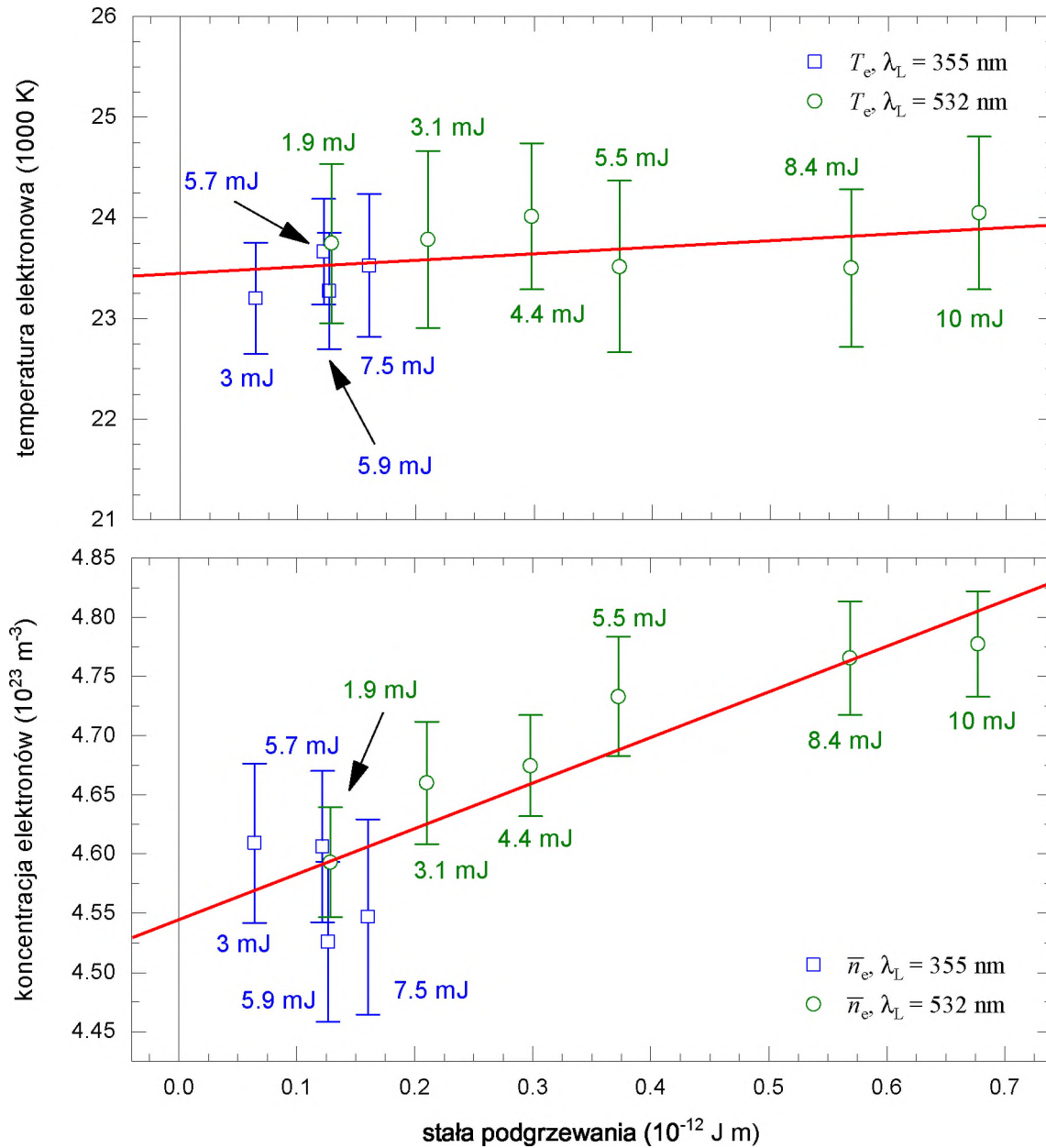
Zjawisko podgrzewania swobodnych elektronów znajdujących się w ośrodku plazmowym może stać się istotnym źródłem niepewności systematycznej temperatury elektronowej T_e mierzonej za pomocą metody rozpraszania Thomsona. W pracy [89] Murphy pokazał, że zmiana temperatury zależna jest od pewnej stałej \mathcal{C}_T równej iloczynowi fluencji wiązki próbkującej oraz trzeciej potęgi długości fali lasera próbkującego

$$\Delta T \sim \mathcal{C}_T = \mathcal{F} \lambda_L^3. \quad (3.26)$$

Zależność powyższa potwierdzona została doświadczalnie w Laboratorium Diagnostyki Plazmy UJ [90].

W celu oceny stopnia modyfikacji plazmy wykonałem pomiary widm TS na plazmie generowanej w wodorze pod ciśnieniem 1000 mbar dla różnych energii \mathcal{E}_L impulsu wiązki próbkującej dla obu długości fali lasera próbkującego. Wyniki tych pomiarów przedstawia rysunek 3.12. Jak można zauważyć, wartość T_e jest z dobrym przybliżeniem niezależna od energii impulsu wiązki próbkującej. Koncentracja elektronów wyraźnie rośnie wraz ze zwiększaniem energii impulsów próbkujących, co świadczy o jonizacji dodatkowych atomów przez te impulsy. Ekstrapolacja zmierzonych wartości n_e do $\mathcal{E}_L = 0$ daje wynik porównywalny z wynikami otrzymanymi z użyciem wiązki 355 nm. Analiza przedstawionych wyników pozwala na przyjęcie tezy, że podgrzewanie i generacja dodatkowych elektronów są możliwe do pominięcia dla $\mathcal{C}_T < 0.2 \times 10^{-12}$ J m, co odpowiada energiom impulsów próbkujących mniejszym od 5 mJ i 1 mJ odpowiednio dla dł. fali 355 nm i 532 nm.

W świetle przeprowadzonych badań, przyjęto, że w prowadzonych pomiarach energie impulsów mogą wynosić maksymalnie 3 mJ i 1 mJ odpowiednio dla wiązek TH i SH, co zostało zweryfikowane dla LIP w wodorze o $n_e \approx 4 \times 10^{23}$ m⁻³ i $T_e \approx 25\,000$ K. Przy tak dobranych energiach impulsów nie było konieczności uwzględniania zjawiska podgrzewania elektronów i dodatkowej jonizacji w trakcie analizy danych pomiarowych.



Rysunek 3.12. Temperatura elektronowa T_e i koncentracja elektronów n_e zmierzone za pomocą metody TS, przy różnych wartościach energii impulsu próbkującego \mathcal{E}_L . Zaprezentowano zależność zmierzonej temperatury od stałej podgrzewania C_T zdefiniowanej za pomocą równania (3.26). Liniami czerwonymi zaznaczono funkcje liniowe dopasowane do danych doświadczalnych.

Na podstawie wyników przeprowadzonych badań mogę stwierdzić, że opracowana tu technika 2CLS pozwala na przeprowadzenie kompleksowej diagnostyki plazmy i wyznaczenie wartości większej liczby jej parametrów niż standardowa metoda TS. Za pomocą metody 2CLS wyznaczyłem wartości n_e , n_H , n_H^* , T_e oraz T_i . Przeprowadzenie tak wszechstronnej diagnostyki plazmy możliwe było mimo zastosowania spektrometru o relatywnie małej spektralnej zdolności rozdzielczej rzędu 3.6×10^4 . Oznacza to, że metoda 2CLS pozwala na zbadanie stanu równowagi termodynamicznej LIP w oparciu o względnie prosty układ doświadczalny. Man-kamentem tej metody jest konieczność polegania na literaturowych wartościach przekrojów czynnych na proces RS, które mogą być obciążone dużymi niepewnościami systematycznymi. Poszukiwania bardziej wiarygodnej i bezpośredniej metody pomiaru temperatury jonowej ośrodka plazmowego skłoniły mnie do zbudowania układu pozwalającego na pomiar centralnej części widma światła rozproszonego ze znacznie większą zdolnością rozdzielczą. Układ ten został omówiony w następnym rozdziale.

3.2. Diagnostyka plazmy metodą rozpraszania światła laserowego z użyciem optycznego wzmacniacza parametrycznego i etalonu Fabry’ego – Pérota

Metoda 2CLS, opisana w rozdziale 3.1, polega na wyznaczaniu parametrów plazmy na podstawie całkowitego natężenia światła rozproszonego oraz właściwości spektralnych **części elektronowej** widma takiego światła. W środkowej części tego widma (obszar dł. fali światła próbkującego), na którą składają się widma części jonowej TS oraz RS, zawarte są dodatkowe informacje o warunkach panujących w plazmie. Ponieważ typowa szerokość spektralna tej części widma wynosi kilkadziesiąt pikometrów, to niemożliwe są jej pomiary za pomocą standardowych spektrometrów siatkowych. Dodatkowo, plazma generowana laserowo charakteryzuje się zazwyczaj małymi rozmiarami i dużą zmiennością przestrzenną swoich parametrów. W konsekwencji, konieczne jest prowadzenie pomiarów z wysoką przestrzenną zdolnością rozdzielczą, co z kolei skutkuje sygnałami o bardzo małym natężeniu.

W celu przeprowadzenia ilościowej analizy takiego widma światła rozproszonego i uzyskania informacji o parametrach plazmy, konieczne jest użycie analizatora widma charakteryzującego się wysoką spektralną zdolnością rozdzielczą i jednoczesne wzmacnianie mierzonych sygnałów optycznych. Aby spełnić powyższe wymagania Friss i Yalin [91] zastosowali technikę rozpraszania Thomsona we wnęce rezonansowej do pomiaru właściwości plazmy niskotemperaturowej. Rozwiązanie to zapewnia bardzo wysoki stosunek sygnału do szumu (SNR), jednakże, ze względu na drastyczne wydłużenie czasu oddziaływania światła laserowego z plazmą, prowadzi do wzrostu efektu podgrzewania elektronów przez impuls próbkujący. W pracach innych grup wzmocnienie światła rozproszonego osiągnięto stosując np. metodę zdegenerowanego mieszania czterech fal w pomiarach temperatury gazu [92] oraz lepkości objętościowej [93]. Uzyskanie wysokiej spektralnej zdolności rozdzielczej dzięki zastosowaniu etalonu Fabry’ego – Pérota jako analizatora widma i spektrometru siatkowego jako predyspersdera przedstawili Effenberger i Scott [94]. Rozwiązanie to stanowiło bazę zbudowanego przeze mnie układu spektroskopowego, który przedstawiłem w pracy magisterskiej [95]. Tutaj, zmodyfikowałem ten układ uzupełniając go o optyczny wzmacniacz parametryczny. Stworzony w ten sposób układ do spektroskopii o wysokiej zdolności rozdzielczej i czułości nazywał będę **skrzyżowanym układem optycznego wzmacniacza parametrycznego i etalonu Fabry’ego – Pérota (OPA-FP)**.

3.2.1. Symulacje natężenia światła rozproszonego

Założmy, że chcemy zebrać i przeanalizować światło pochodzące z rozpraszania wiązki laserowej o energii $\mathcal{E}_p = 1 \text{ mJ}$ na elektronach w plazmie, na odcinku $\mathcal{L} = 150 \mu\text{m}$. Spektralna gęstość energii, rozumiana jako ilość energii światła rozproszonego przypadająca na fragment widma o jednostkowej szerokości spektralnej, jaka zostanie zebrana przez układ

Tabela 3.1. Parametry etalonu Fabry'ego – Pérota firmy SLS Optics

parametr	wartość podana przez producenta	efektywna wartość zmierzona w układzie OPA-FP
współczynnik finezji, G	5044.42	3066(62)*
współczynnik odbicia, \mathfrak{R}	98.5 %	96.453(35) % [†]
efektywna grubość etalonu $\tilde{d} = dn$	0.49980 mm	0.4998(63) mm
przedział dyspersji (FSR)	0.283 nm	–

[†] Wartość współczynnika odbicia obliczono na podstawie współczynnika finezji*, stosując relację odwrotną do relacji (3.30).

obrazujący wynosi

$$s(\lambda) \equiv \frac{\partial \mathcal{E}_s(\lambda)}{\partial \lambda} = \mathcal{L} \mathcal{E}_p n_e \int_{\mathfrak{W}} d\Omega \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega} \right) \right). \quad (3.27)$$

W równaniu powyższym \mathfrak{W} oznacza kąt bryłowy z jakiego zbierany jest sygnał (por. równanie 2.105), natomiast $(\partial/\partial\lambda)(\partial\sigma_T/\partial\Omega)$ jest różniczkowym przekrojem czynnym na TS (por. równanie 2.71). Rysunek 3.13 przedstawia przykładowe wysymulowane widma $s(\lambda)$ światła rozproszonego na plazmie generowanej laserowo w atmosferze azotu pod ciśnieniem 1000 mbar. Widma te mają szerokość spektralną mniejszą niż 50 pm i bardzo małe bezwzględne intensywności. Do analizy takiego widma $s(\lambda)$ wykorzystałem etalon Fabry'ego – Pérota (FP), którego parametry zostały zebrane w tabeli 3.1. Etalon FP wraz układem obrazującym o długości ogniskowej f transformuje widmo $s(\lambda)$ w przestrzenny rozkład natężenia światła [95]

$$I(x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{T}(x, \lambda) s(\lambda) d\lambda, \quad (3.28)$$

gdzie funkcja aparaturowa

$$\mathcal{T}(x, \lambda) = \frac{I_0(x)}{1 + G \sin^2 \left(\frac{2\pi dn}{\lambda \sqrt{1+(x-x_0)^2/f^2}} \right)}, \quad (3.29)$$

$I_0(x)$ oznacza rozkład, w kierunku x , natężenia światła padającego na etalon, a G jest tak zwanym **współczynnikiem finezji etalonu FP** i wynosi

$$G = \frac{4\mathfrak{R}}{(1 - \mathfrak{R})^2}, \quad (3.30)$$

gdzie \mathfrak{R} jest współczynnikiem odbicia światła od powierzchni etalonu. Stosunek odległości pomiędzy sąsiednimi prążkami (maksimami) funkcji aparaturowej etalonu FP a szerokością połówkową tych prążków nazywany jest **finieżą etalonu FP** i podawany jest jako

$$\mathfrak{F} = \frac{\pi G^{1/2}}{2}. \quad (3.31)$$

Innym, poza finieżą, istotnym parametrem opisującym właściwości etalonu FB jest tzw. **przedział dyspersji** (FSR, ang. *free spectral range*), który określa zakres długości fali pomiędzy

dwoma kolejnymi maksimumami funkcji aparaturowej (3.29). Jeżeli $I_0(x)$ we wzorze (3.29) jest opisane funkcją Gaussa

$$I_0(x) = \frac{\sqrt{2}}{\pi w} \exp \left[-2 \left(\frac{x - x_0}{w} \right)^2 \right], \quad (3.32)$$

gdzie w oznacza jej szerokość na poziomie $1/e^2$ jej maksymalnego natężenia oraz $I(x)$ opisane równaniem (3.28) jest rejestrowane za pomocą kamery, której pojedynczy piksel ma wymiary $(\Delta x \times \Delta x)$ to wtedy całkowita energia sygnału zarejestrowana za pomocą i -tego wiersza pikseli wynosi

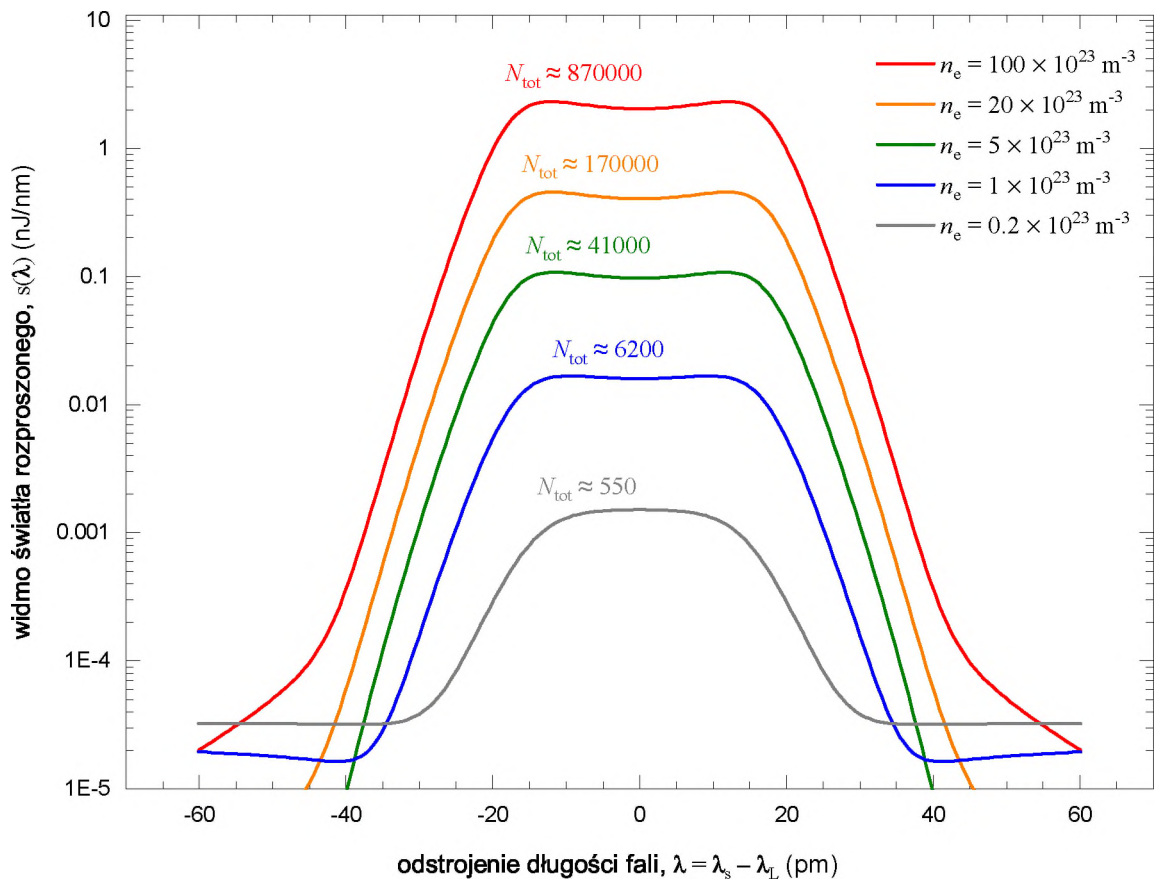
$$I_i = \int_{x_i - \Delta x/2}^{x_i + \Delta x/2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{T}(x, \lambda) s(\lambda) d\lambda dx. \quad (3.33)$$

Znajomość całkowitej energii zdeponowanej na pojedynczym wierszu pikseli pozwala na oszacowanie liczby fotonów zarejestrowanych przez ten wiersz jako

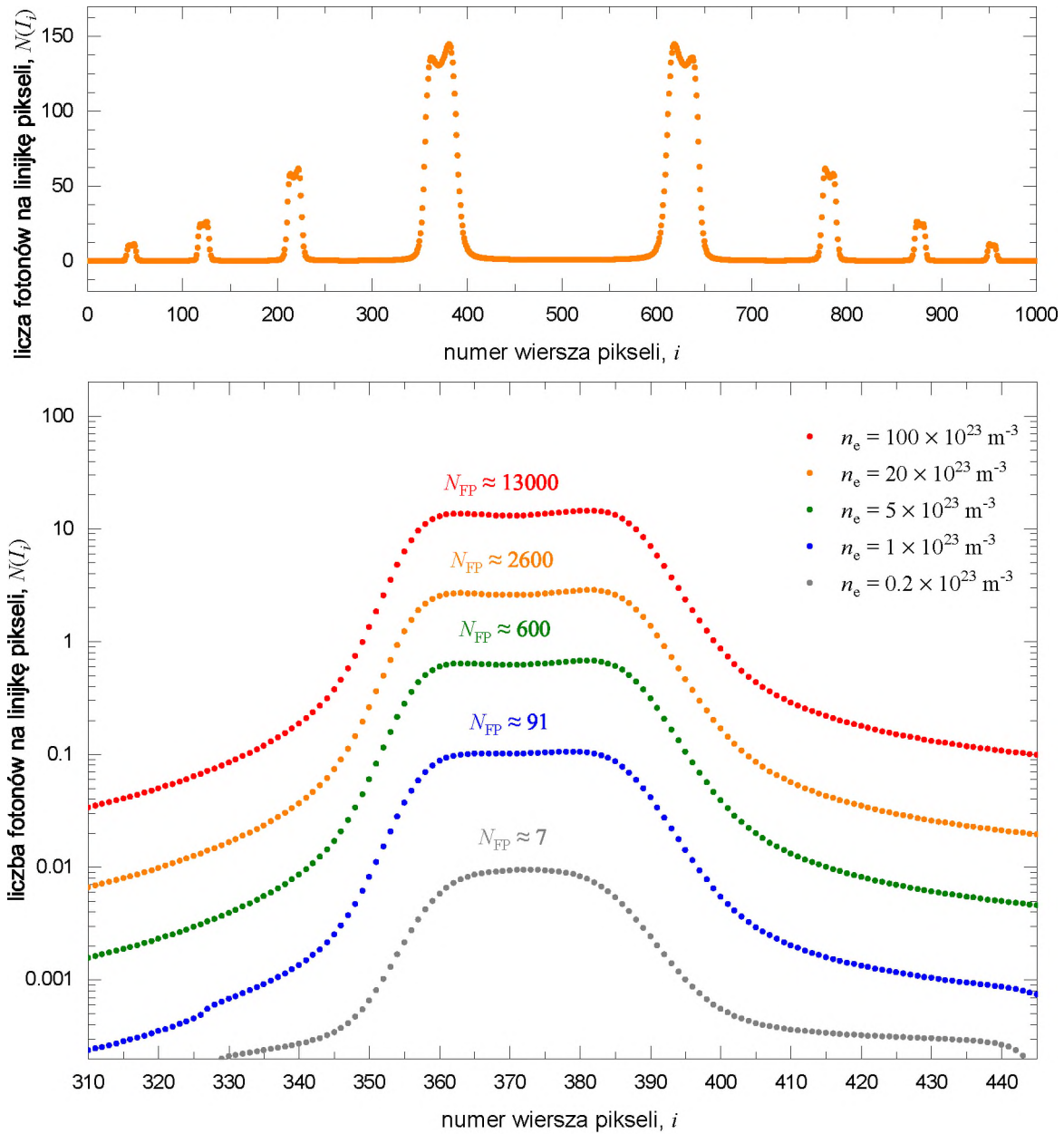
$$N(I_i) = \frac{I_i}{\hbar\omega_s}, \quad (3.34)$$

gdzie ω_s oznacza częstość rozproszonego światła. Całkowitą liczbę fotonów $N(I_i)$ przypadającą na i -ty wiersz pikseli kamery ICCD₂ i na impuls lasera próbkującego, dla konfiguracji eksperymentalnej rozważanej w niniejszym rozdziale (patrz rysunek 3.19), przedstawiono na rysunku 3.14. Jak widać, liczba potencjalnie rejestrowanych fotonów, może wynosić zaledwie kilka sztuk, co daje bardzo małe wartości SNR, a tym samym prowadzi do bardzo długich (idących w godziny) czasów akwizycji danych.

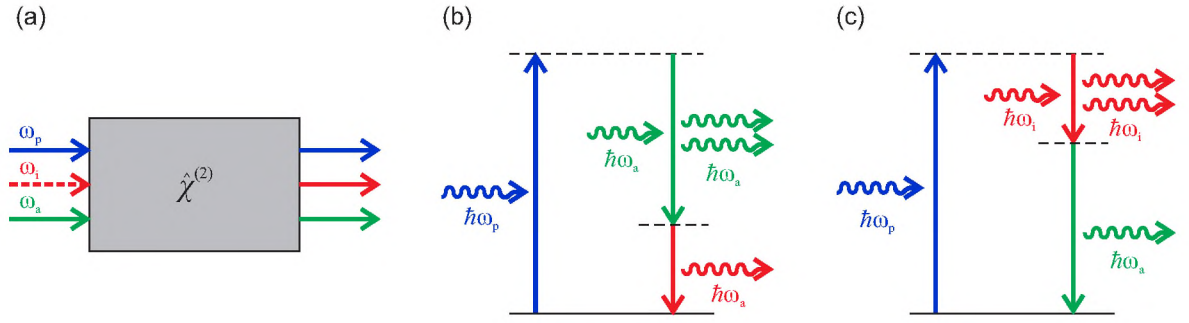
Mając na uwadze wyniki przeprowadzonej analizy natężenia rejestrowanych sygnałów optycznych zdecydowałem się na wykorzystanie optycznego wzmacniacza parametrycznego (OPA) w celu wstępnego zwiększenia natężenia światła rozproszonego, przed skierowaniem go na etalon FP. Wzmacniacz taki, charakteryzujący się wzmocnieniem \mathcal{G} rzędu kilku tysięcy, umożliwia znaczne skrócenie czasu pomiaru, z kilkudziesięciu godzin do kilkudziesięciu minut, przy zachowaniu tego samego SNR. Wzmacniacz typu OPA był już używany w mikroskopii optycznej próbek biologicznych [96], w pomiarach słabych sygnałów pochodzących z rozpraszania wiązki laserowej na próbce ciała stałego [97] i w pomiarach ultra – słabej fluorescencji z dużą czasową zdolnością rozdzielczą [98]. Został on także użyty w spektroskopii promieniowania pochodzącego z wymuszonego rozpraszania Ramana [99]. Według mojej najlepszej wiedzy, wzmacniacz OPA nie był nigdy wcześniej wykorzystywany w eksperymentach z rozpraszaniem Thomsona.



Rysunek 3.13. Wsymulowane widma rozpraszania Thomsona na plazmie generowanej w atmosferze azotu pod ciśnieniem 1000 mbar. Przyjęto, że rozpraszanie odbywa się w warunkach TEC, energia wiązki próbującej $\mathcal{E}_p = 1 \text{ mJ}$, natomiast $T_e = 20\,000 \text{ K}$. Przyjęto także, że światło zebrane było w odległości 15 cm od źródła za pomocą soczewki o średnicy 2" (5.08 cm) i pochodziło z obszaru o rozciągłości $\mathcal{L} = 150 \mu\text{m}$, tak jak to było zrobione eksperymentalnie. N_{tot} oznacza całkowitą liczbę fotonów rozproszonych w kąt bryłowy \mathfrak{W} w badanym zakresie widmowym światła rozproszonego (równym FSR etalonu FP).



Rysunek 3.14. Wsymulowane interferogramy Fabry'ego – Pérota odpowiadające widmom przedstawionym na rysunku 3.13. Przyjęto, że rozkład przestrzenny światła padającego na etalon FP ma charakter (3.32), gdzie $w = 5 \text{ mm}$. N_{FP} oznacza liczbę rejestrowanych fotonów w całym badanym zakresie widmowym światła rozproszonego (równym FSR etalonu FP).



Rysunek 3.15. Optyczny wzmacniacz parametryczny OPA z zerową amplitudą fali o częstotliwości ω_i na jego wejściu (a). Ilustracja narastania liczby fotonów o częstotliwościach ω_a i ω_i (b, c).

3.2.2. Optyczny wzmacniacz parametryczny (OPA)

Optyczny wzmacniacz parametryczny (OPA, ang. *optical parametric amplifier*) jest urządzeniem fotonicznym pozwalającym na wzmacnianie sygnałów optycznych z wykorzystaniem zjawiska mieszania trzech fal w ośrodku nieliniowym pompowanym silną wiązką laserową. Wzmacniacz ten zwiększa natężenie I_a wiązki sygnałowej kosztem natężenia I_p wiązki pompującej. Zasadę działania wzmacniacza OPA przedstawię w skrócie bazując na podręczniku [100].

W celu opisanego działania wzmacniacza OPA posłużę się rysunkiem 3.15. Mianowicie, przyjmijmy, że dwie fale świetlne o częstotliwościach ω_p (wiązka pompująca) i ω_a (wiązka sygnałowa) oddziałują przez bezstratny ośrodek nieliniowy i w efekcie generowana jest trzecia fala o częstotliwości $\omega_i = \omega_p - \omega_a$. W ogólności, każda z oddziałujących fal spełnia niejednorodne równanie falowe

$$\nabla^2 \vec{E}_\beta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_\beta}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}(\omega_\beta)}{\partial t^2}, \quad (3.35)$$

gdzie \vec{E}_β jest natężeniem pola elektrycznego danej fali ($\beta = p, a, i$), a \vec{P} to indukowana globalna (liniowa i nieliniowa) polaryzacja ośrodka o składowych

$$P_i(\omega_\beta) = \epsilon_0 \left[\sum_j \hat{\chi}_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{j,k} \hat{\chi}_{ijk}^{(2)} E_j E_k \right], \quad (3.36)$$

oscylująca z częstotliwością będącą liniową kombinacją częstotliwości fal padających ω_p , ω_a i ω_i , tzn. $\omega_\beta = \pm\omega_\nu \pm \omega_\nu$, gdzie $\nu, \nu = p, a, i$. Z kolei, $\hat{\chi}^{(1)}$ i $\hat{\chi}^{(2)}$ są tensorami podatności elektrycznej ośrodka nieliniowego odpowiednio rzędu 1 i 2.

Jeżeli dla ułatwienia założymy, że

- (i) fale świetlne mają postać fal płaskich propagujących w kierunku osi \hat{z} , tzn.

$$\vec{E}_\beta(z, t) = \vec{E}_{\beta 0}(z) e^{i(k_\beta z - \omega_\beta t)} + \text{c.c.}, \quad (3.37)$$

- (ii) fala o częstości ω_p jest bardzo silna i amplituda natężenia jej pola elektrycznego praktycznie nie zmienia się w trakcie propagacji przez ośrodek nieliniowy (proces mieszania trzech fal mało wydajny), tzn. $\vec{E}_{p0}(z) = \text{const.}$,
- (iii) na wejściu do ośrodka nieliniowego brak jest wiązki o częstości ω_i (tzw. wiązki jałowej), czyli $\vec{E}_{i0}(z=0) = 0$,

a ponadto zastosujemy przybliżenie wolno zmiennej obwiedni (SVEA, ang. *slowly varying envelope approximation*), czyli przyjmujemy, że amplitudy pól elektrycznych poszczególnych fal bardzo słabo zmieniają się na odległościach rzędu długości tych fal, to otrzymamy tzw. układ równań amplitud sprzężonych

$$\frac{dE_{a0}(z)}{dz} = i \frac{\omega_a}{n(\omega_a)c} d_{\text{eff}} E_p E_i^* e^{i\Delta k z}, \quad (3.38a)$$

$$\frac{dE_{i0}(z)}{dz} = i \frac{\omega_i}{n(\omega_i)c} d_{\text{eff}} E_a^* E_p e^{i\Delta k z}, \quad (3.38b)$$

$$\frac{dE_{p0}(z)}{dz} = 0, \quad (3.38c)$$

gdzie $n(\omega_\beta)$ jest współczynnikiem załamania dla fali o częstości ω_β , $\Delta k = k_p - k_i - k_a$ nazywane jest niedopasowaniem fazowym, a $d_{\text{eff}} = 1/2\chi^{(2)}$, $\chi^{(2)}$ jest efektywną nieliniową podatnością elektryczną ośrodka obliczoną z tensora $\hat{\chi}^{(2)}$ dla zadanego rodzaju kryształu i geometrii. Układ równań (3.38a – 3.38c), przy założeniu warunku brzegowego $E_{i0}(z=0) = 0$, ma rozwiązania postaci [100]

$$E_{a0}(z) = E_{a0}(0) \left[\cosh(\tilde{g}z) - i \frac{\Delta k}{2\tilde{g}} \sinh(\tilde{g}z) \right] e^{i\Delta k z/2}, \quad (3.39a)$$

$$E_{i0}(z) = \frac{\mathcal{K}_a}{\tilde{g}} E_{a0}^*(0) \sinh(\tilde{g}z) e^{i\Delta k z/2}, \quad (3.39b)$$

$$E_{p0}(z) = \text{const.} = E_{p0}(z=0), \quad (3.39c)$$

gdzie parametry sprzężenia

$$\tilde{g} = \left[\mathcal{K}_a \mathcal{K}_i^* - (\Delta k/2)^2 \right]^{1/2}, \quad \mathcal{K}_\eta = 2i \frac{\omega_\eta d_{\text{eff}}}{k_\eta c^2} E_{p0}. \quad (3.40)$$

Zatem, natężenia tych fal, po przejściu przez ośrodek nieliniowy o długości L , wynoszą

$$I_a(L) = \frac{1}{2} n_a c \epsilon_0 |E_{a0}(L)|^2 = \frac{1}{2} n_a c \epsilon_0 |E_{a0}(0)|^2 \left(\cosh^2(\tilde{g}L) + \frac{\Delta k^2}{4\tilde{g}^2} \sinh^2(\tilde{g}L) \right) = \quad (3.41a)$$

$$= I_a(0) \left(\cosh^2(\tilde{g}L) + \frac{\Delta k^2}{4\tilde{g}^2} \sinh^2(\tilde{g}L) \right),$$

$$I_i(L) = \frac{1}{2} n_i c \epsilon_0 |E_{i0}(L)|^2 = \frac{1}{2} n_i c \epsilon_0 |E_{a0}(0)|^2 \frac{\mathcal{K}_1^2}{\tilde{g}^2} \sinh^2(\tilde{g}L) = I_a(0) \frac{\mathcal{K}_1^2}{\tilde{g}^2} \sinh^2(\tilde{g}L). \quad (3.41b)$$

Niedopasowanie fazowe Δk ma istotny wpływ na natężenie obu fal i silnie zależy od geometrii wzmacniacza OPA. W zbudowanym wzmacniaczu zdecydowałem się na tzw. **dopasowanie fazowe typu I**, czyli taką konfigurację wiązek światła, w której wiązki sygnałowa i jałowa

są spolaryzowane prostopadle do osi głównej kryształu nieliniowego (wiązki zwyczajne), zaś wiązka pompująca jest spolaryzowana w płaszczyźnie wyznaczonej przez tę oś i wektor \vec{k}_p (wiązka nadzwyczajna). W takim przypadku

$$d_{\text{eff}} = d_{31} \sin(\theta_a) - d_{22} \cos(\theta_a) \sin(3\phi_a), \quad (3.42)$$

gdzie d_{31} i d_{22} są elementami macierzowymi tensora \hat{d} w tzw. notacji zwężonej, tzn. $d_{31} \equiv d_{311}$, $d_{22} \equiv d_{222}$, θ_a oznacza kąt pomiędzy wektorem falowym \vec{k}_a a osią główną kryształu (tzw. kąt dopasowania fazowego, zob. rysunek 3.21), a ϕ_a jest kątem pomiędzy płaszczyzną główną kryształu a polaryzacją promienia zwyczajnego. Samo niedopasowanie fazowe przybiera postać

$$\Delta k = \frac{1}{c} (\omega_p \mathbf{n}(\theta_a, \lambda_p) - \omega_i \mathbf{n}_o - \omega_a \mathbf{n}_o), \quad \mathbf{n}(\theta_a, \lambda_p) = \left(\frac{\cos^2 \theta_a}{\mathbf{n}_o^2(\lambda_p)} + \frac{\sin^2 \theta_a}{\mathbf{n}_e^2(\lambda_p)} \right)^{-1/2}. \quad (3.43)$$

W powyższych równaniach \mathbf{n}_o i \mathbf{n}_e oznaczają współczynniki załamania odpowiednio dla promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego. W przypadku idealnego dopasowania fazowego, $\Delta k = 0$, otrzymujemy

$$I_a(L) = I_a(0) \cosh^2(gL) \stackrel{gL \gg 1}{\approx} \frac{1}{4} I_a(0) e^{2gL}, \quad (3.44a)$$

$$I_i(L) = I_a(0) \frac{\mathcal{K}_i}{\mathcal{K}_a \mathcal{K}_i^*} \sinh^2(gL) \stackrel{gL \gg 1}{\approx} \frac{1}{4} I_a(0) \frac{\mathcal{K}_i}{\mathcal{K}_a \mathcal{K}_i^*} e^{2gL}, \quad (3.44b)$$

$$I_p(L) = I_p(0), \quad (3.44c)$$

gdzie

$$g = \sqrt{\mathcal{K}_a \mathcal{K}_i^*} = d_{\text{eff}} \sqrt{\frac{2\omega_a \omega_i}{\mathbf{n}_o(\omega_a) \mathbf{n}_o(\omega_i) \mathbf{n}(\theta_a, \omega_p) c^3 \epsilon_0}} \sqrt{I_p}. \quad (3.45)$$

Zatem, dla odpowiednio dużych wartości gL , natężenia wiązek rosną eksponencjalnie z pierwiastkiem natężenia wiązki pompującej. Na podstawie równania (3.44a) możemy zdefiniować wzmocnienie OPA jako

$$\mathcal{G} \equiv \frac{I_a(L)}{I_a(0)} = \cosh^2(gL). \quad (3.46)$$

Jeżeli wiązka pompująca wzmacniacz ma promień w_p i charakteryzuje się czasem trwania impulsu $2\tau_p$, to wtedy wzmocnienie \mathcal{G} można wyrazić przez energię impulsu wiązki pompującej \mathcal{E}_p

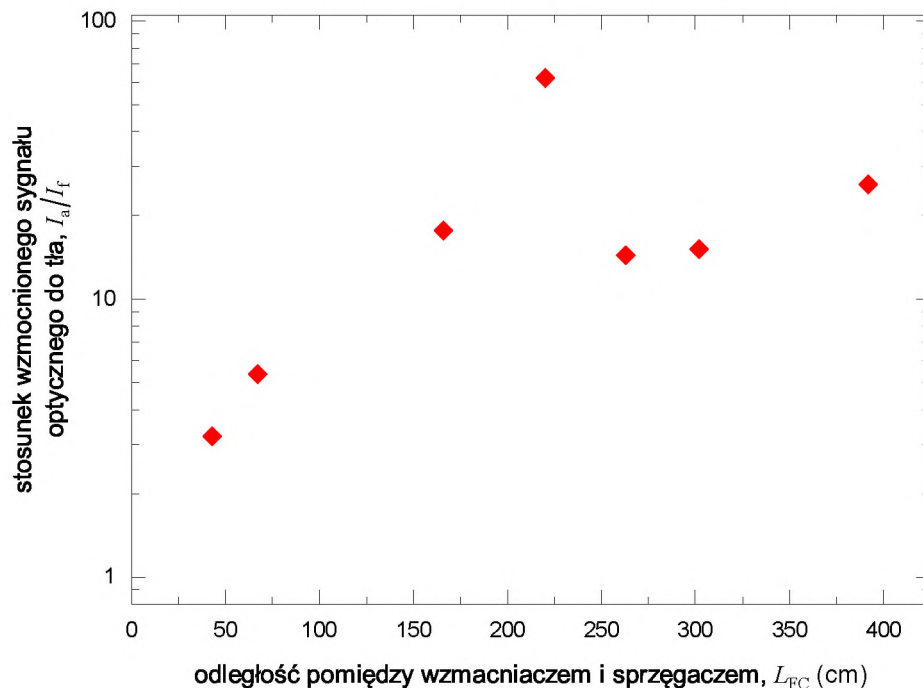
$$\mathcal{G}(\mathcal{E}_p) = \cosh^2 \left(\ln(\sqrt{2}-1) \sqrt{\frac{\mathcal{E}_p}{\mathcal{E}_G}} \right) \approx \frac{1}{4} e^{-2 \ln(\sqrt{2}-1) \sqrt{\mathcal{E}_p/\mathcal{E}_G}} \quad (3.47)$$

i stałą \mathcal{E}_G o wymiarze energii, zależną od geometrycznych i fazowych właściwości wzmacniacza, która jest zdefiniowana poprzez warunek $\mathcal{G}(\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_G) = 2$ i wynosi

$$\mathcal{E}_G = \frac{\ln^2(\sqrt{2}-1) w_p^2 2\pi \tau_p \mathbf{n}_o(\omega_a) \mathbf{n}_o(\omega_i) \mathbf{n}(\theta_a, \omega_p) \epsilon_0 c^3}{d_{\text{eff}}^2 L^2 \omega_a \omega_i}. \quad (3.48)$$

Działanie wzmacniacza OPA można też zobrazować w oparciu o diagram poziomów energetycznych przedstawiony na rysunkach 3.15 (b, c). W przypadku ośrodka nieliniowego, oświetlonego fotonami wiązki pompującej o częstotliwości ω_p , obecność fotonu o częstotliwości ω_a (wzmacniana wiązka sygnałowa) wymusza przejście w dół z emisją fotonów o częstotliwościach ω_a i ω_i . Podobnie, powstały foton o częstotliwości ω_i wymusza następne przejście w dół z równoczesną emisją takich samych fotonów o częstotliwościach ω_a i ω_i i anihilację fotonu wiązki pompującej. Oba te procesy prowadzą do lawinowego powielania się fotonów w obu wiązkach, a zatem powodują wzrost ich natężenia.

Dla weryfikacji poprawności działania zbudowanego wzmacniacza OPA i optymalizacji parametrów jego pracy przeprowadziłem kilka eksperymentów i testów. Po pierwsze, zauważyłem, że znaczący przyczynek do sygnału optycznego mierzonego za wzmacniaczem OPA pochodzi od światła emitowanego w procesie **fluorescencji parametrycznej** (SPDC, ang. *spontaneous parametric down conversion*) zachodzącego w kryształach wzmacniacza, czyli spontanicznego rozpadu fotonu wiązki pompującej na dwa fotony o częstotliwościach ω_a i ω_i . Światło pochodzące z tego procesu, i stanowiące główne źródło szumu fotonowego, ma znacznie



Rysunek 3.16. Zależność stosunku wzmacnionego sygnału do tła od odległości L_{FC} pomiędzy wzmacniaczem OPA i fotopowielaczem z przysłoną o średnicy 4.5 mm. Wszystkie pomiary wykonano dla energii wiązki pompującej wzmacniacz OPA $\mathcal{E}_p = 16$ mJ i dla energii wiązki sygnałowej $\mathcal{E}_L = 861(17)$ fJ.

większą rozbieżność niż światło wzmocnione. Oznacza to, że możliwe jest zwiększenie SNR, poprzez odsunięcie fotodetektora (wyposażonego w małą aperturę) od wzmacniacza. Mając na uwadze powyższy fakt, przy użyciu fotopowielacza *H7680-01MOD* firmy Hamamatsu, zmierzyłem z osobna natężenie wzmocnionej wiązki sygnałowej i natężenie światła pochodzącego z SPDC z kryształów BBO dla różnych odległości L_{FC} pomiędzy wzmacniaczem i detektorem. Jako wiązka wzmacniana, wprowadzana do układu OPA, posłużyła mi wiązka SH lasera próbkującego odbita od pryzmatu umieszczonego w komorze próżniowej, w miejscu gdzie generowana jest plazma (zob. rysunek 3.19). Przed fotopowielaczem umieściłem zaś przysłonę o średnicy 4.5 mm równej średnicy soczewki asferycznej w sprzęgaczu światłowodowym, który został później użyty do zbierania światła wzmocnionego. Dla wszystkich badanych odległości wyznaczyłem stosunek natężenia I_a wzmocnionej wiązki sygnałowej do natężenia I_f światła pochodzącego z SPDC, co pokazuje rysunek 3.16. Stosunek ten, zgodnie z oczekiwaniami, rośnie wraz ze wzrostem odległości L_{FC} . Trend ten załamuje się dla $L_{FC} \approx 250$ cm. Wynika to z faktu, iż położenie wiązki próbkującej przed fotodetektorem zmienia się nieco od impulsu do impulsu. Efekt ten pochodzi od niestabilności pracy lasera próbkującego. W konsekwencji, dla dużych odległości L_{FC} , nie każdy impuls światła wzmocnionego przechodzi przez przesłonę znajdującą się przed fotopowielaczem, w przeciwieństwie do światła z SPDC, które jest emitowane w duży kąt bryłowy. Analogicznie, w eksperymentach z rozpraszaniem TS i RS, dla dużych odległości L_{FC} , nie każdy impuls wzmocnionego światła rozproszonego na plazmie jest poprawnie sprzęgany do światłowodu, natomiast natężenie sprzęgniętego światła pochodzącego z SPDC nie zmienia się znacząco od impulsu do impulsu lasera próbkującego plazmę. Ostatecznie, uznałem, że optymalna odległość $L_{FC} = 220$ cm pomiędzy wyjściem wzmacniacza OPA i sprzęgaczem światłowodowym FC i taką odległość zastosowałem we wszystkich późniejszych pomiarach.

Fluorescencja parametryczna (SPDC) została zidentyfikowana tutaj jako główne źródło szumu fotonowego decydujące o czułości układu pomiarowego na natężenie mierzonej fali rozproszonej na plazmie. Dlatego też uznałem za wskazane wyznaczenie tej czułości, mierzonej jako SNR, poprzez wykonanie odpowiednich pomiarów natężeń wiązek sygnałowych (wzmacnianej i wzmocnionej) oraz natężenia światła pochodzącego z SPDC. Pomiarów te zostały wykonane dla optymalnych parametrów pracy zbudowanego wzmacniacza OPA, tj. $\Delta k \approx 0$, $L_{FC} = 220$ cm i dla energii impulsu pompującego OPA, $\mathcal{E}_p = 16$ mJ. Podlegające pomiarom światło, za pomocą sprzęgacza światłowodowego FC, było wprowadzone do światłowodu wielomodowego, a następnie ogniskowane na szczelinie spektrometru GS_2 i ostatecznie rejestrowane za pomocą kamery ICCD₂.

Interesujący nas SNR można zdefiniować jako

$$\text{SNR} = \frac{n N_a}{\sqrt{n N_a + n N_f}} \quad (3.49)$$

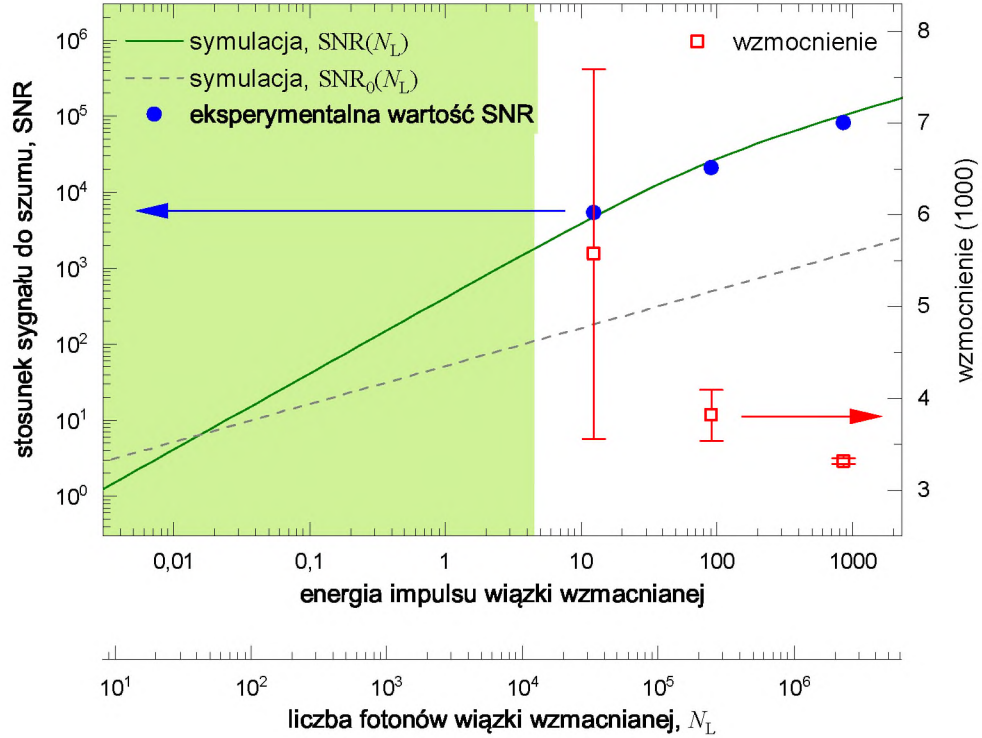
gdzie N_a i N_f oznaczają liczby fotonów odpowiednio wzmocnionej wiązki sygnałowej i fluorescencji SPDC rejestrowane w trakcie pojedynczego impulsu lasera, a n to liczba deponowanych impulsów. Jednocześnie przyjmujemy, że N_a , zgodnie z równaniem (3.44a), zależy liniowo od

liczby fotonów N_L wiązki wchodzącej do wzmacniacza OPA, tj. $N_a = \mathcal{G}N_L$, gdzie $\mathcal{G} \approx 5000$ oznacza eksperymentalnie wyznaczoną wartość wzmocnienia (patrz rysunek 3.17). Ponadto, zakładamy, że dla zadanych parametrów pracy wzmacniacza OPA, liczba rejestrowanych fotonów SPDC jest stała i wynosi $N_f = 1.06 \times 10^9$. Taka liczba fotonów odpowiada energii $\mathcal{E}_f = 0.395$ nJ dla dł. fali 532 nm, która to energia została ustalona doświadczalnie. Jednocześnie SNR dla sygnału zmierzonego bez wzmacniacza wynosi $\text{SNR}_0 = \sqrt{nN_L}$. Ostatecznie stosunek sygnału do szumu poprawia się dzięki zastosowaniu wzmacniacza OPA o czynnik

$$\frac{\text{SNR}}{\text{SNR}_0} = \frac{\mathcal{G}N_L}{\sqrt{\mathcal{G}N_L + N_f}}. \quad (3.50)$$

Rysunek 3.17 przedstawia SNR wyznaczony w opisanych powyżej warunkach eksperymentalnych (dla pojedynczego impulsu lasera i wszystkich pikseli kamery łącznie), w zależności od energii (liczby fotonów) fali rozproszonej wprowadzanej do wzmacniacza OPA. Tak jak w poprzednim eksperymencie fala rozproszona została tutaj zastąpiona przez wiązkę lasera próbkującego odbitą od pryzmatu umieszczonego wewnątrz komory. Zmierzone wartości SNR porównano z wysymulowanymi wartościami SNR i SNR_0 dla szerokiego zakresu energii \mathcal{E}_L wzmacnianej wiązki sygnałowej. Na tym samym rysunku umieszczono również wartości wyznaczonego wzmocnienia \mathcal{G} , które w ramach niepewności pomiarowych ma mniej więcej stałą wartość. Tak duże wartości niepewności wzmocnienia wynikają z niestabilności pracy wzmacniacza OPA, spowodowanej głównie niestabilną wiązką pompującą. Jak to wynika z rysunku, SNR rośnie wraz ze zwiększaniem energii sygnału wchodzącego do wzmacniacza. SNR dla sygnału wzmocnionego i sygnału zmierzonego bez wzmacniacza są sobie równe dla $\mathcal{E}_L = 0.0158$ fJ, co odpowiada $N_L = 42$. Dla wszystkich wiązek sygnałowych o większej energii impulsu zastosowanie wzmacniacza OPA skutkuje zwiększeniem SNR. Biorąc pod uwagę przewidywaną liczbę fotonów w wiązce rozproszonej (patrz rysunek 3.14), to z użyciem wzmacniacza OPA, dla przypadku $n_e = 5 \times 10 \text{ m}^{-3}$, w celu osiągnięcia SNR równego co najmniej 1000 konieczne jest zintegrowanie 118 impulsów lasera próbkującego. Dla porównania, bez zastosowania wzmacniacza konieczne byłoby zintegrowanie 1667 impulsów. Zatem, w takim przypadku, zysk czasowy z użycia wzmacniacza jest ponad 14-sto krotny. Rzeczywiste skrócenie czasu pomiaru może być nawet nieco większe z tego względu, że na szum obserwowany w eksperymencie składa się nie tylko szum fotonowy (skalujący się jak pierwiastek z natężenia światła) ale także addytywny szum elektroniczny kamery ICCD. Stosunek sygnału do szumu tego rodzaju zawsze rośnie wraz ze wzrostem natężenia światła.

W ramach ostatniego eksperymentu dotyczącego działania wzmacniacza OPA, wykonałem pomiary uzyskiwanego wzmocnienia w zależności od energii \mathcal{E}_p impulsu wiązki pompującej wzmacniacz. Podobnie jak w poprzednich pomiarach, posłużyłem się umieszczonym w komorze pryzmatem odbijającym wiązkę próbkującą o dł. fali 532 nm. Energia wiązki próbkującej została odpowiednio zmniejszona za pomocą osłabiacza BA_1 oraz zestawu filtrów do $\mathcal{E}_L = 861(17)$ fJ. Całkowite natężenie wzmocnionego impulsu lasera próbkującego, stanowiącego wiązkę sygnałową, zostało zarejestrowane za pomocą kamery ICCD₂ dla różnych energii wiązki pompującej wzmacniacz w zakresie od 1 mJ do 16 mJ. Następnie, dla każdej energii



Rysunek 3.17. Właściwości zbudowanego wzmacniacza OPA w zależności od energii \mathcal{E}_L impulsu wzmacnianej wiązki sygnałowej. Wszystkie pomiary wykonano dla energii wiązki pompującej wzmacniacz $\mathcal{E}_p = 16$ mJ. Przy symulacjach SNR i SNR_0 przyjęłem, że $\mathcal{G} = 5000$. Kolorem zielonym oznaczono obszar odpowiadający typowym energiom wiązek światła rozproszonego rejestrowanym w eksperymentach typu TS (zob. rysunek 3.14).

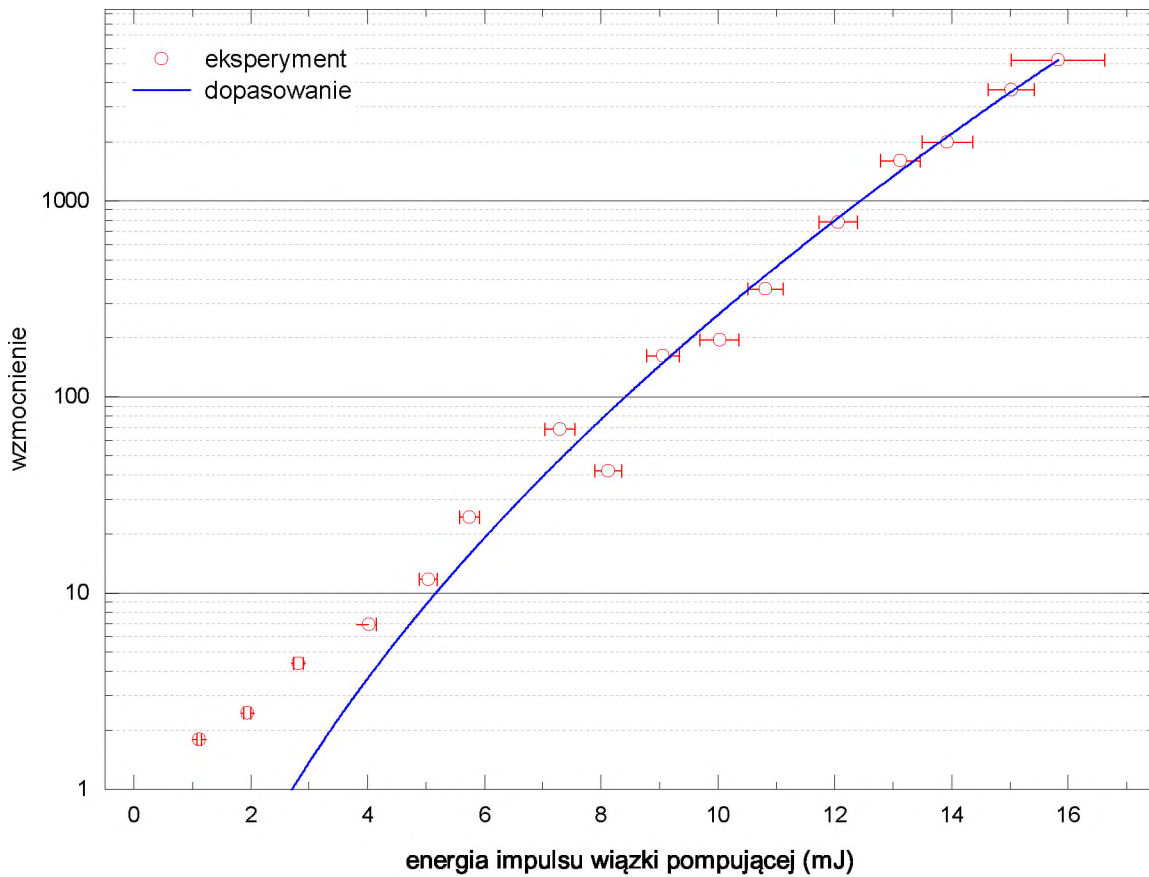
Tabela 3.2. Parametry pracy optycznego wzmacniacza parametrycznego

parametr	oznaczenie	wartość
promień wiązki pompującej	w_p	1.346(22) mm
czas trwania impulsu	$2\tau_p$	4 ns
kąt dopasowania fazowego	θ_a	31.31°
kąt polarny	ϕ_a	90°

\mathcal{E}_p obliczyłem wzmocnienie \mathcal{G} , które przedstawiono na rysunku 3.18. Do danych eksperymentalnych dopasowałem funkcję postaci

$$\tilde{\mathcal{G}}(\mathcal{E}_p) = \mathcal{C} \cosh^2 \left(\ln(\sqrt{2} - 1) \sqrt{\frac{\mathcal{E}_p}{\mathcal{E}_g}} \right), \quad (3.51)$$

wersją formuły (3.47) będącą zmodyfikowaną o stałą \mathcal{C} i uzyskałem wyniki $\mathcal{E}_g = 0.230(11)$ mJ, $\mathcal{C} = 0.0095(32)$. Dla porównania, wartość parametru \mathcal{E}_g obliczona za pomocą równania (3.48), do którego podstawiono wartości zaczerpnięte z tabeli 3.2, wynosi 0.714 mJ. Rozbieżność pomiędzy tą wartością, a wartością pochodzącą z dopasowania funkcji $\tilde{\mathcal{G}}(\mathcal{E}_p)$ do danych do-



Rysunek 3.18. Zależność wzmocnienia \mathcal{G} od energii \mathcal{E}_p impulsu wiązki pompującej wzmacniacz OPA. W wyniku dopasowania funkcji postaci (3.51) uzyskano wynik $\mathcal{E}_G = 0.230(11)$ mJ.

świadczalnych wynika prawdopodobnie z nieuwzględnienia w modelu teoretycznym odstępstw rozkładu natężenia światła w wiązce pompującej od rozkładu Gaussa oraz nieuwzględnienia efektu rozchodzenia się wiązek (ang. *walk-off*) w kryształach dwójłomnych. Ogólnie można jednak przyjąć, że zbudowany wzmacniacz OPA działa poprawnie, w szczególności w zakresie dużych energii impulsów pompujących.

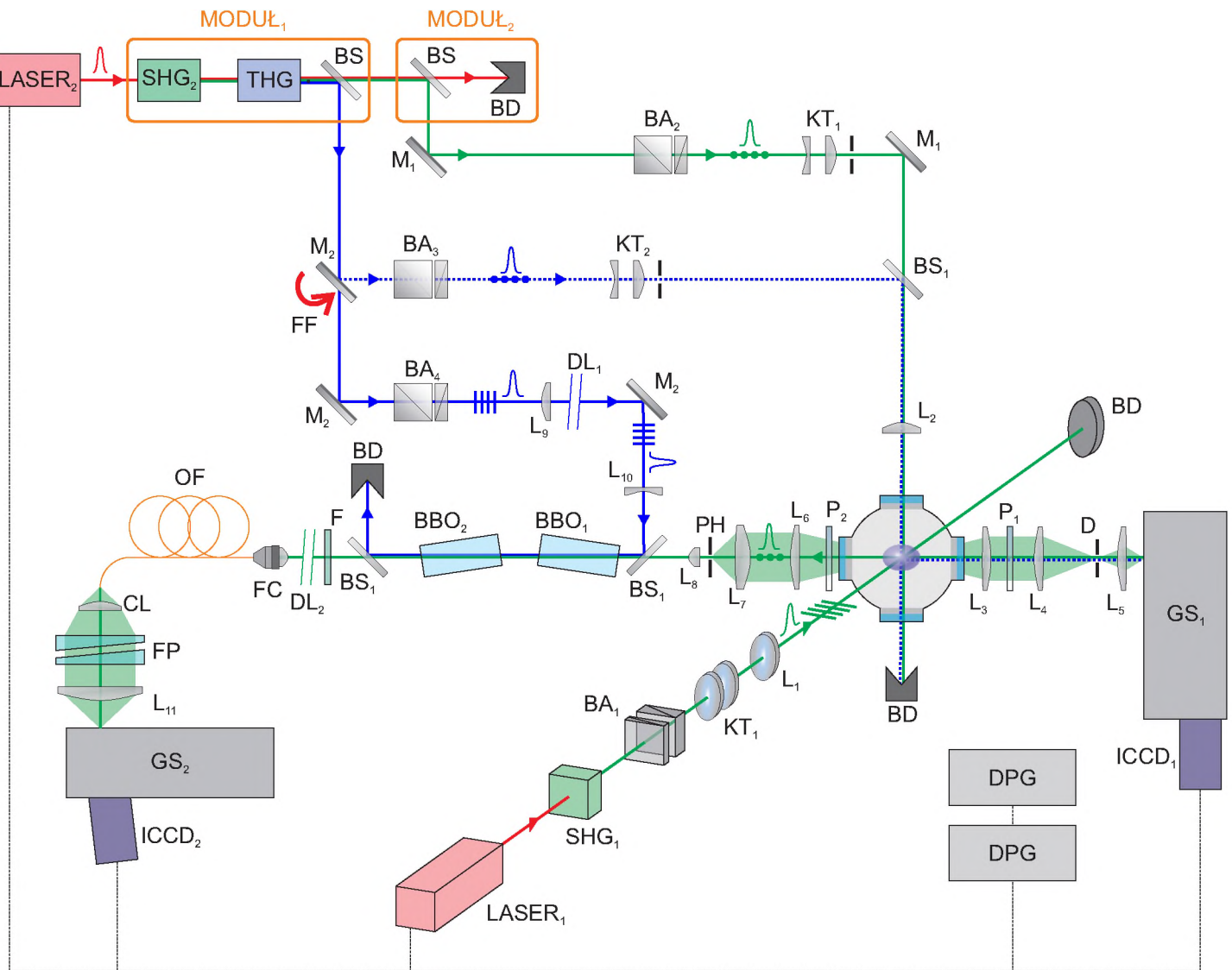
3.2.3. Układ doświadczalny

Układ doświadczalny służący do kompleksowej diagnostyki plazmy generowanej laserowo przedstawiono na rysunku 3.19. Układ ten stanowi rozwinięcie układu przedstawionego w rozdziale 3.1.1, który został uzupełniony o część pozwalającą na przeprowadzenie pomiarów **słabych sygnałów rozproszonego światła laserowego na plazmie** z bardzo wysoką spektralną zdolnością rozdzielczą i czułością. Wiązka trzeciej harmonicznej lasera LASER₂ może być skierowana bezpośrednio do komory, w której wytwarzana jest plazma, i użyta jako wiązka próbkująca, albo też skierowana na wejście optycznego wzmacniacza parametrycznego i wykorzystywana jako wiązka pompująca ten wzmacniacz.

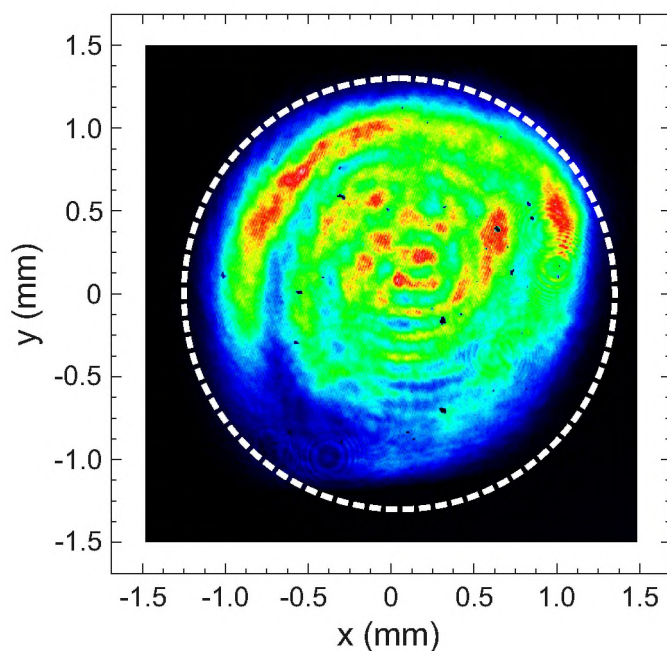
Zaprezentowany układ zawiera wszystkie elementy swojej poprzedniej wersji (por. rysunek 3.1). Dodatkowo, jedno ze zwierciadeł M₂ służących do prowadzenia wiązki o dł. fali 355 nm zostało zamontowane w dwupozycyjnej oprawce FF. Zmiana położenia tej oprawki pozwalała na przekierowanie wiązki do układu optycznego wzmacniacza parametrycznego. Wiązka ta była osłabiana do pożądanej energii impulsu za pomocą osłabiacza BA₃ składającego się z kostki polaryzacyjnej *435-1127-M2Ps* firmy Eksma Optics oraz płytki półfalowej. Wiązka była następnie transformowana za pomocą układu soczewek L₉ (*LA4663-UV* firmy ThorLabs, o dł. ogniskowej 1000 mm) i L₁₀ (*LA4579-UV* firmy ThorLabs, o dł. ogniskowej 300 mm), w taki sposób, aby tuż przed kryształami wzmacniacza wytworzyć pomniejszony 4-krotnie obraz frontu falowego obserwowanego na wyjściu z lasera próbkującego LASER₂. Zabieg ten miał na celu uzyskanie możliwie regularnego kształtu wiązki pompującej wzmacniacz OPA. Droga optyczna wiązki pompującej wzmacniacz była dobrana w taki sposób, aby impuls pompujący był zsynchronizowany z impulsem światła rozproszonego docierającego do wzmacniacza. Przekrój przez wiązkę pompującą wzmacniacz przedstawiony został na rysunku 3.20. Wszelkie nieregularności rozkładu natężenia wiązki odzwierciedlają nieregularności oryginalnego rozkładu obserwowane na aperturze lasera próbkującego. Energia \mathcal{E}_p wiązki pompującej wzmacniacz OPA była dobierana tak, aby w żadnym punkcie powierzchni kryształu nie przekroczyć progu na zniszczenie warstwy antyrefleksyjnej równego 300 MW/cm².

Światło pochodzące z rozpraszania wiązki SH na plazmie przechodziło przez polaryzator P₂ (*LPVISE200-A* firmy ThorLabs), a następnie było ono zbierane za pomocą układu konfokalnego składającego się z soczewek L₆ (*AC508-150-A* firmy ThorLabs, o dł. ogniskowej 150 mm), L₇ (*AC508-075-A-ML* firmy ThorLabs, o dł. ogniskowej 75 mm) i L₈ (*AL1210-A* firmy ThorLabs, o dł. ogniskowej 10 mm) oraz przysłony PH o średnicy 75 μm. Na przysłonie tej wytwarzany był obraz plazmy w skali 1:2, a zatem dokonywana była filtracja przestrzenna, w wyniku której wzmacniacz OPA oświetlony był światłem pochodzącym z obszaru o rozciągłości $\mathcal{L} = 150 \mu\text{m}$.

Wiązka światła rozproszonego i wiązka pompująca OPA były na siebie nakładane za pomocą zwierciadła dichroicznego BS₁ (*042-3505* firmy Eksma Optics), a następnie przechodziły przez dwa kryształy BBO. Geometria zbudowanego z tych kryształów wzmacniacza OPA została oparta na dopasowaniu fazowym typu I (por. rozdział 3.2.2) i jest przedstawiona na



Rysunek 3.19. Układ do diagnostyki plazmy za pomocą metody dwukolorowego rozpraszania Thomsona oraz do spektroskopii o dużej spektralnej zdolności rozdzielczej i czułości. W części służącej do spektroskopii dwukolorowej oznaczenia są tożsame z tymi zawartymi na rysunku 3.1.

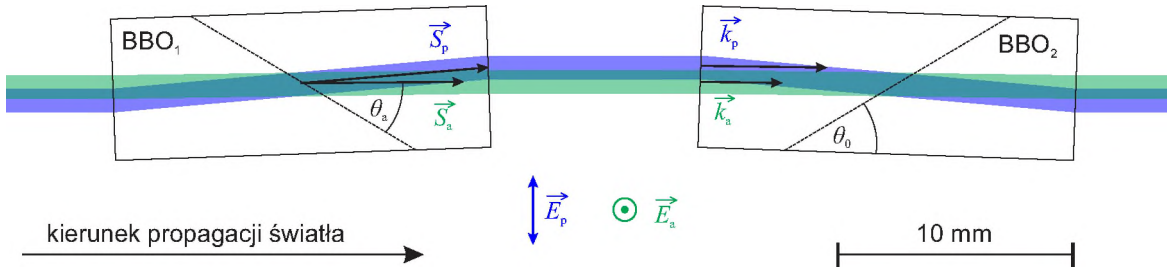


Rysunek 3.20. Profil wiązki pompującej optyczny wzmacniacz parametryczny. Przy energii impulsu pompującego wynoszącej 16 mJ maksymalna lokalna gęstość mocy wiązki laserowej wynosi około 125 MW/cm^2 .

rysunku 3.2.3. Ze względu na dwójłomność kryształu BBO wiązka nadzwyczajna doświadcza znacznego odchylenia (*walk-off*) względem wiązki zwyczajnej. W rozważanym przypadku kąt pomiędzy wiązkami wynosi $\rho = 4.08^\circ$. W celu zniwelowania efektu rozbieżności kierunków propagacji wiązek w kryształach, zastosowano układ dwóch kryształów stanowiących nawzajem swoje lustrzane odbicie. Po przejściu przez wzmacniacz wiązka sygnałowa była oddzielana od wiązki pompującej za pomocą zwierciadła dichroicznego BS_1 , zaś wiązka jałowa ($\lambda_i = 1064 \text{ nm}$) towarzysząca wzmocnionej wiązce sygnałowej, była oddzielona za pomocą filtra wąskopasmowego F (*FF01-532/3-25* firmy Semrock).

Następnie, wiązka sygnałowa była wprowadzana za pomocą sprzęgacza światłowodowego FC (*CFC8-A* z soczewką o dł. ogniskowej 7.5 mm firmy ThorLabs) do światłowodu wielomodowego OF. Wiązka ta wcześniej jeszcze propagowała swobodnie w powietrzu na odległość $|\text{DL}_2| = L_{\text{FC}} = 220 \text{ cm}$. Odległość ta, jak już wspomniano, została dobrana eksperymentalnie tak, aby zoptymalizować stosunek wzmocnionego sygnału do tła pochodzącego z fluorescencji parametrycznej zachodzącej w kryształach BBO.

Światło zebrane przez światłowód oświetla etalon Fabry'ego – Pérota (FP, firmy SLS Optics), po przejściu którego, w ognisku soczewki asferycznej L_{11} (*532nm V-Coat, High Precision Laser Grade Aspheric Lens* firmy Edmund Optics o dł. ogniskowej 100 mm), powstają prążki interferencyjne. W celu skupienia całego światła pochodzącego ze światłowodu na szczeliny spektrometru siatkowego GS_2 (*DK480* firmy Spectral Products), na jego drodze umieszczona jest soczewka cylindryczna CL (*LJ1054L1-A* firmy ThorLabs, o dł. ogniskowej 75 mm). Spektrometr siatkowy działa w przedstawionym układzie jako wąskopasmowy



Rysunek 3.21. Rysunek geometrii optycznego wzmacniacza parametrycznego w skali 3:1. Kąt głównej osi kryształów BBO względem ich osi geometrycznej $\theta_0 = 32.6^\circ$, co daje $\theta_a = 31.3^\circ$. Kryształy zostały ustawione pod kątem $\alpha = 2^\circ$ względem osi optycznej. Kąt między wektorem Poyntinga wiązki pompującej \vec{S}_p oraz wektorem Poyntinga wiązki sygnałowej \vec{S}_a , a zatem pomiędzy kierunkami propagacji wiązek w kryształach wynosi 4.08° . Wektory falowe obu wiązek \vec{k}_p i \vec{k}_a są względem siebie równoległe.

filtr długości fali, ograniczając tym samym szerokość analizowanego widma do wartości niż większej niż FSR. Ostatecznie, interferogramy rejestrowane są za pomocą kamery ICCD₂ (*PIMAX 2* firmy Princeton Instruments). Rozdzielczość układu interferometrycznego wynika z szerokości przedziału widma odwzorowanego na pojedynczym wierszu pikseli kamery ICCD₂. Oszacowałem ją na $\delta\lambda = 0.97$ pm, co daje $\mathcal{R} = 5.5 \times 10^5$.

3.2.4. Metoda odwikływania widm z interferogramów

W celu odwikłania widma światła rozproszonego $s(\lambda)$ z interferogramu (3.33) konieczne jest zastosowanie **metody dekonwolucji**. Metodę taką opisałem szczegółowo w mojej pracy magisterskiej [95] i zamieszczam jedynie jej ogólną ideę.

Równanie (3.33) można przedstawić jako równanie operatorowe

$$\mathbf{I} = \mathcal{T}s. \quad (3.52)$$

Operator $\mathcal{T} : \mathcal{X} \rightarrow \mathcal{Y}$, gdzie \mathcal{X} jest przestrzenią funkcji ciągłych i ograniczonych na przedziale $\langle \lambda_1, \lambda_2 \rangle$, natomiast $\mathcal{Y} = \mathbb{R}^3$. Przybliżone rozwiązanie równania (3.52) przy zastosowaniu metody regularyzacji Tichonova ma postać

$$\mathbf{s}_\delta = (\mathcal{T}^*\mathcal{T} + \delta\mathbb{I})\mathcal{T}^*\mathbf{I}, \quad (3.53)$$

gdzie \mathbb{I} jest operatorem jednostkowym, zaś δ jest parametrem regularyzacyjnym. Można pokazać, że gdy $\delta \rightarrow 0$, to wtedy \mathbf{s}_δ dąży do rozwiązania równania (3.52). Jeżeli wektor \mathbf{I} zawiera dane pomiarowe, charakteryzujące się określonym poziomem szumu, to wtedy w obliczeniach należy użyć pewnej niezerowej wartości parametru δ . Jedną z metod znajdowania optymalnej wartości tego parametru, zwana jest metodą Morozova.

W środowisku Mathematica zaimplementowałem zdyskretyzowaną formę równania (3.53) wraz z metodą Morozova. Skrypt `deconvolution.nb` przyjmuje jako dane wejściowe dwie

macierze. Pierwszą z nich, \mathbf{J} , nazywam **interferogramem**, a drugą, \mathbf{T}^{FF} , nazywam **rozkładem odniesienia**. Skrypt wykonuje sumowanie elementów tych macierzy, dla każdego wiersza z osobna, tworząc w ten sposób jednowymiarowe interferogramy \mathbf{j} oraz rozkłady odniesienia \mathbf{t}^{FF} . Następnie, w ramach skryptu, interferogram \mathbf{j} jest dzielony przez obwiednię rozkładu \mathbf{t}^{FF} i wykonywana jest dekonwolucja. Całość operacji wykonywanych przez skrypt na danych wejściowych zapisuję w niniejszej pracy za pomocą równania

$$\mathbf{s} = \mathcal{D}_\delta(\mathbf{J}). \quad (3.54)$$

3.2.5. Dane eksperymentalne

Przy pomocy układu eksperymentalnego opisanego w podrozdziale 3.2.3 wykonano diagnostykę plazmy generowanej laserowo w atmosferze azotu pod ciśnieniem 1000 mbar i o przepływie 10 l/h. Energia impulsu wiązki generującej plazmę (532 nm) wynosiła 23 mJ, a energie impulsów obu wiązek próbkujących wynosiły 5 mJ. Diagnostyka plazmy została wykonana dla trzech opóźnień pomiędzy impulsem generującym plazmę i impulsem próbkującym wynoszących odpowiednio 150 ns, 200 ns oraz 300 ns.

Dla każdego opóźnienia wykonano pomiary widma światła rozproszonego na plazmie przy użyciu spektrometru siatkowego GS_1 wyposażonego w kamerę ICCD_1 , tak jak w metodzie 2CLS opisanej w rozdziale 3.1. Zmierzono kolejno widma światła laserowego rozproszonego na plazmie \mathbf{I}^{T} , światła emitowanego przez plazmę \mathbf{I}^{E} , światła rozproszonego na gazie referencyjnym \mathbf{I}^{R} oraz sygnały pochodzące od światła zbłąkanego \mathbf{I}^{SL} i widma kalibracyjne \mathbf{I}^{FF} . W tym samym czasie wykonano pomiary widm światła laserowego rozproszonego na plazmie przy użyciu układu OPA-FP, gdzie energia impulsu wiązki laserowej pompującej wzmacniacz OPA wynosiła 16 mJ. Na podstawie przeprowadzonych uprzednio testów wzmacniacza (rozdział 3.2.3), odpowiadające tej energii wzmocnienie \mathcal{G} oszacować można na około 5000 razy. Zamontowany za komorą próżniową układ konfokalny został ustawiony tak, aby na wzmacniacz kierowane było światło pochodzące z rozpraszania na centralnym, jednorodnym obszarze plazmy. Sprzęgacz światłowodowy FC został ustawiony w odległości 220 cm od wzmacniacza, która to odległość została uznana za optymalną w świetle uprzednio przeprowadzonych testów (patrz rysunek 3.16).

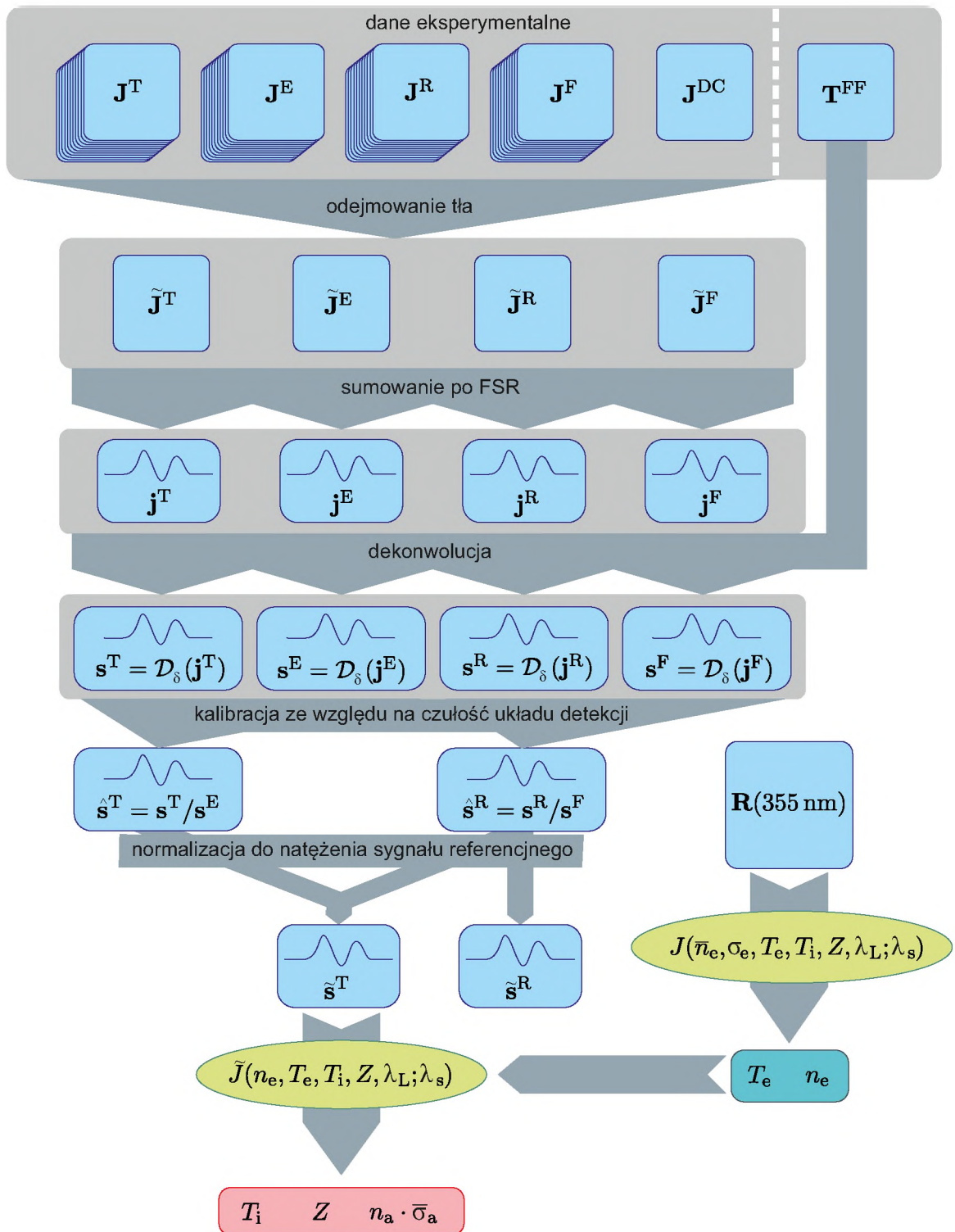
Interferogramy zostały zarejestrowane w następujący sposób. Po każdym pomiarze interferogramu światła rozproszonego na plazmie \mathbf{J}_n^{T} , składającym się z 250 akwizycji danych trwających 10 ns każda, natychmiast dokonywano pomiaru tła (sygnał fluorescencji SPDC pochodzącej ze wzmacniacza OPA oraz wzmocnione światło ciągłe pochodzące z emisji z plazmy) \mathbf{J}_n^{E} . Procedura taka została zastosowana ze względu na długoczasową niestabilność pracy wzmacniacza, wynikającą głównie z niestabilności wiązki pompującej wzmacniacz. W analogiczny sposób wykonano pomiary interferogramów światła pochodzącego z rozpraszania Rayleigha, światła laserowego na gazie referencyjnym \mathbf{J}_n^{R} oraz odpowiadających im interferogramów tła \mathbf{J}_n^{F} . Dodatkowo, zmierzony został rozkład natężenia światła \mathbf{T}^{FF} powstający przy oświetleniu sprzęgacza światłowodowego FC światłem lampy kalibracyjnej i z usunię-

tym z układu OPA-FP etalonem FP. Więcej szczegółów procedury pomiarowej przedstawiłem w mojej pracy magisterskiej [95].

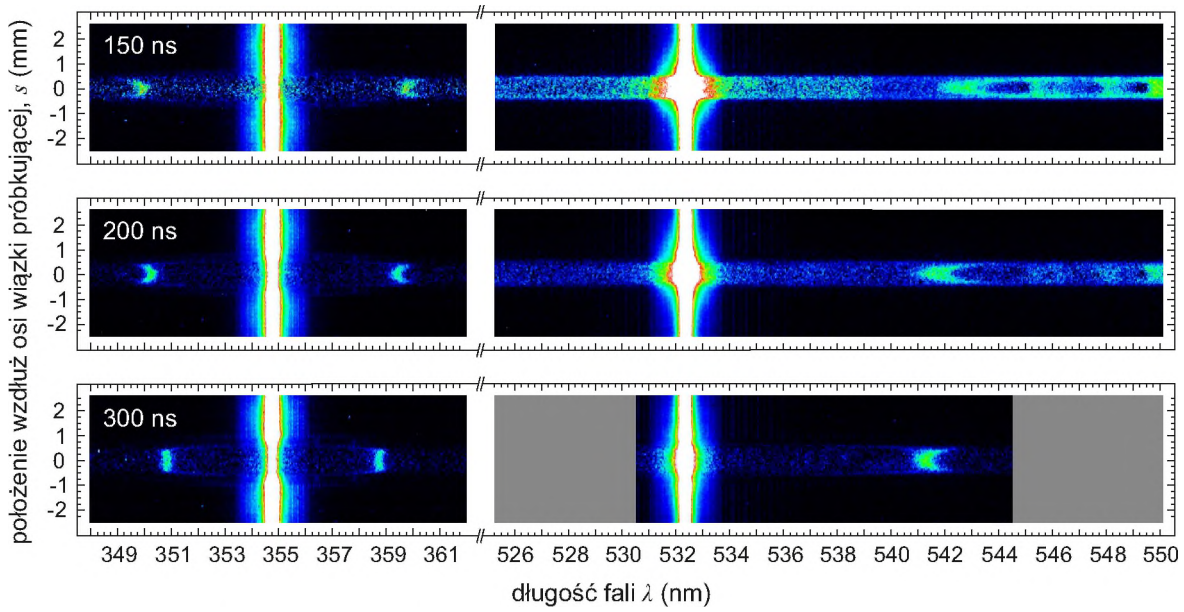
3.2.6. Opracowanie danych eksperymentalnych

Procedura opracowania danych eksperymentalnych, od usunięcia prądów ciemnych po wyznaczenie parametrów plazmy, została przedstawiona w formie schematu blokowego na rysunku 3.22. W pierwszym etapie opracowania danych eksperymentalnych znormalizowane wartości natężenia światła rozproszonego na plazmie wyznaczone są za pomocą wzoru (3.13). Tak jak w metodzie 2CLS, natężenie to zostało znormalizowane do całkowitego natężenia sygnału referencyjnego. Uzyskane w powyższy sposób obrazy widm światła rozproszonego $\mathbf{R}(\lambda_L)$ zostały przedstawione na rysunku (3.23), a przykładowe jednowymiarowe widma światła rozproszonego, pochodzącego z centralnego obszaru plazmy ($s = 0$ mm) przedstawiono na rysunku 3.24. Jak można zauważyć, część elektronowa widma TS dla $\lambda_L = 532$ nm i opóźnienia 150 ns jest istotnie zaburzona przez obecność linii emisyjnych. Linie te pojawiają się pomimo dokonywanej korekty na sygnał emisji z plazmy (zob. równanie 3.13). Oznacza to, że w tym przypadku ma miejsce wzbudzenie stanów powiązanych z tymi liniami przez impuls laserowa próbki. Odległość spektralna pomiędzy częściami elektronowymi widma TS zmniejsza się wraz z opóźnieniem. Świadczy to o zmniejszaniu się wartości parametru rozpraszania α , spowodowanym najprawdopodobniej spadkiem koncentracji elektronów n_e . Obrazy tych widm charakteryzują się ponadto profilem odwróconym przestrzennie (tzn. maksymalne przesunięcie części elektronowej występuje poza oś plazmy), co może świadczyć o tym, że wartość maksymalna n_e nie przypadła na centralny obszar plazmy. Całkowite (zintegrowane po długości fali), znormalizowane natężenia $R_i(\lambda_L)$ światła rozproszonego zostały obliczone za pomocą wzoru (3.16), w zależności od położenia wzdłuż wiązki próbki. Rozkłady przestrzenne zsumowanych widm zostały przedstawione na rysunku 3.25. Podobnie jak w przypadku analogicznych rozkładów przestrzennych zarejestrowanych dla plazmy wodorowej (patrz rysunek 3.8) w obszarze dalekim od plazmy oba znormalizowane sygnały są równe jedności. Oznacza to, że w obszarze tym rozpraszanie odbywa się na niezjonizowanej gazie molekularnym N_2 . Wraz ze zbliżaniem się do obszaru plazmy oba sygnały rosną, ale pozostają sobie równe, co odpowiada rozpraszaniu na niezjonizowanej fali uderzeniowej. W obszarze, w którym oba sygnały różnią się od siebie mamy do czynienia z rozpraszaniem na atomach w stanach wzbudzonych i na swobodnych elektronach.

W następnym etapie opracowania danych eksperymentalnych, w celu wyznaczenia koncentracji elektronów i ich temperatury, wykonałem dopasowanie funkcji postaci (3.15) do każdej linijki widm $\mathbf{R}(\lambda)$ z osobna. Ponieważ część widma pochodząca z rozpraszania wiązki o dł. fali 532 nm jest silnie zaburzona przez linie emisyjne atomów azotu, dopasowanie ograniczyłem jedynie do części pochodzącej od rozpraszania wiązki o dł. fali 355 nm. Dopasowanie wykonane zostało w dwojaki sposób. W pierwszej metodzie przyjąłem, że odchylenie standardowe koncentracji elektronów $\sigma_e = 0$, w drugiej zaś, że $\sigma_e \neq 0$ i było ono jednym z dopaso-



Rysunek 3.22. Procedura opracowania danych w eksperymencie typu 2CLS przeprowadzonym za pomocą układu OPA-FP. W rezultacie zaprezentowanej procedury uzyskiwane są wartości parametrów n_e i T_e (z dopasowania funkcji J do części elektronicznej widma TS) oraz T_i , Z i $n_a \cdot \bar{\sigma}_a$ (z dopasowania funkcji \tilde{J} do centralnej części widma światła rozproszonego).



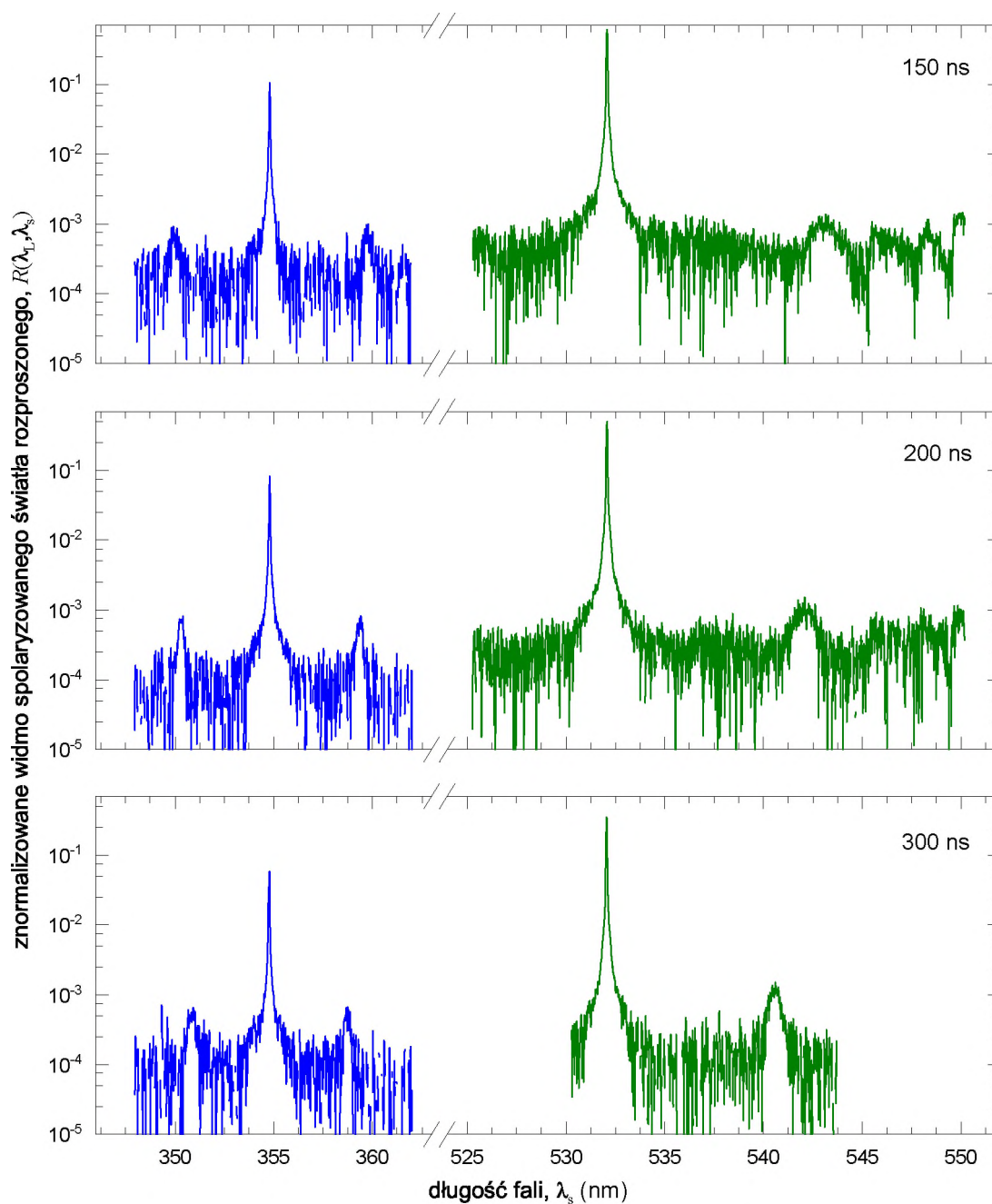
Rysunek 3.23. Widma $\mathbf{R}(\lambda_L)$ światła laserowego rozproszonego na plazmie generowanej poprzez przebiecie laserowe w gazowym azocie. Widma zostały uzyskane poprzez zastosowanie równania (3.13).

wywanych parametrów. Porównanie uzyskanych wartości χ^2 pozwala stwierdzić, że druga z zaproponowanych metod daje lepsze dopasowanie. Przykładowe wykresy obrazujące wyniki dopasowania funkcji (3.15) do danych doświadczalnych pochodzących z centralnego obszaru plazmy zostały przedstawione na rysunku 3.26. Z kolei, rozkłady przestrzenne dopasowanych parametrów zostały przedstawione na rysunkach 3.27 i 3.28. Tak jak w przypadku plazmy wodorowej, rozkłady n_e i T_e charakteryzują się dużą jednorodnością przestrzenną, przy czym koncentracja elektronów wykazuje minimum w centralnym obszarze plazmy.

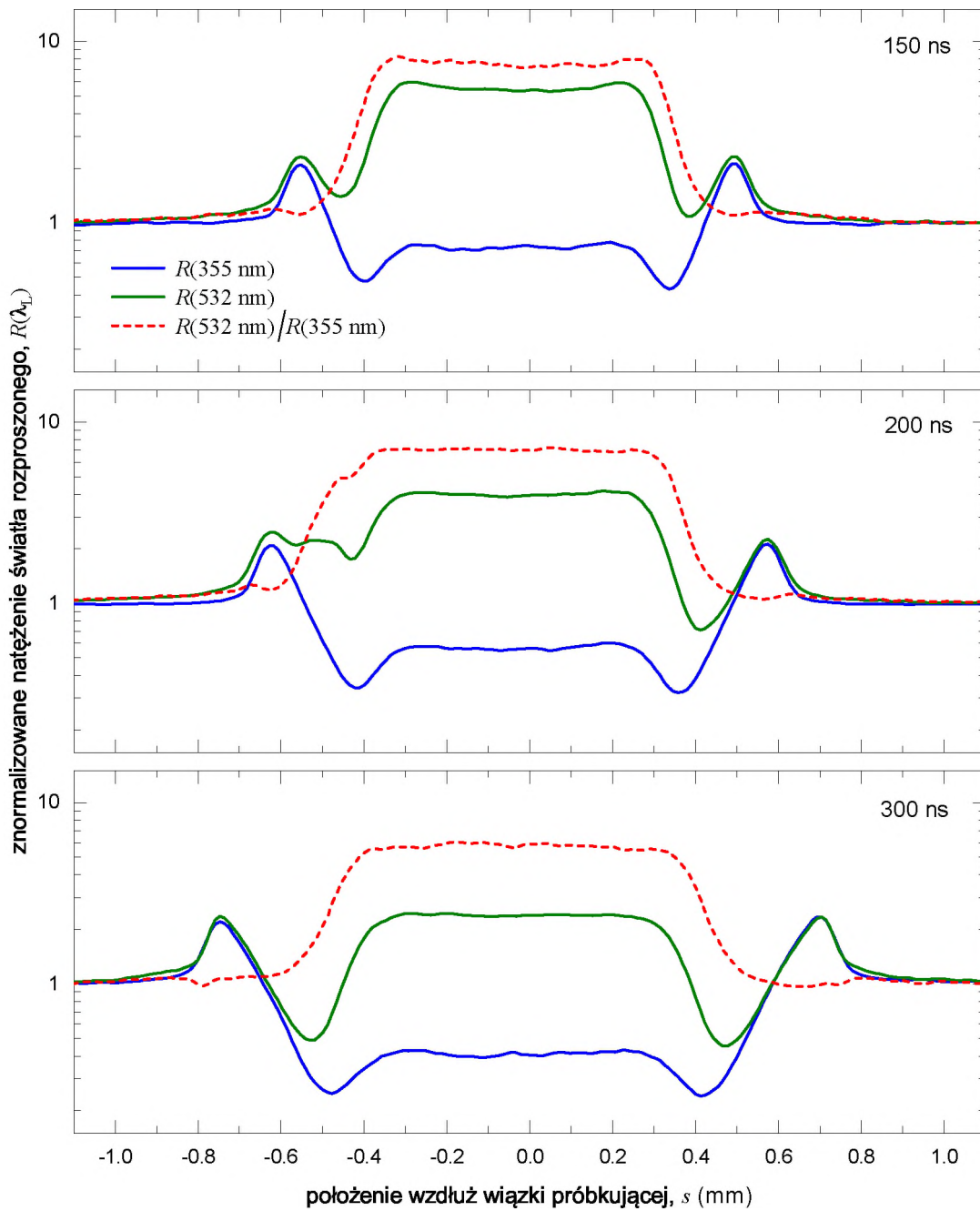
W następnym etapie opracowania danych pomiarowych, otrzymanych z użyciem układu OPA-FP, uwzględniony został jedynie centralny obszar plazmy charakteryzujący się jednorodnym rozkładem koncentracji elektronów i ich temperatury (patrz rysunek 3.28). Wartości uprzednio dopasowanych dla tego obszaru n_e oraz T_e zostały uśrednione i są zebrane w tabeli 3.3. Jak widać, wartość n_e spada około dwukrotnie w przebadanym okresie czasu. Uwzględniając zmierzoną wartość n_e można oszacować, że spodziewane natężenie wiązki światła rozproszonego po przejściu przez etalon FP wynosi ponad 1000 fotonów na impuls lasera, a zatem wykorzystanie wzmacniacza OPA skutkuje znaczącym zwiększeniem SNR.

Dwuwymiarowe interferogramy $\bar{\mathbf{J}}^T$ dla światła rozproszonego na plazmie i pochodzącego z jej centralnego obszaru zostały wygenerowane poprzez odjęcie tła pochodzącego z fluorescencji parametrycznej z kryształów wzmacniacza OPA

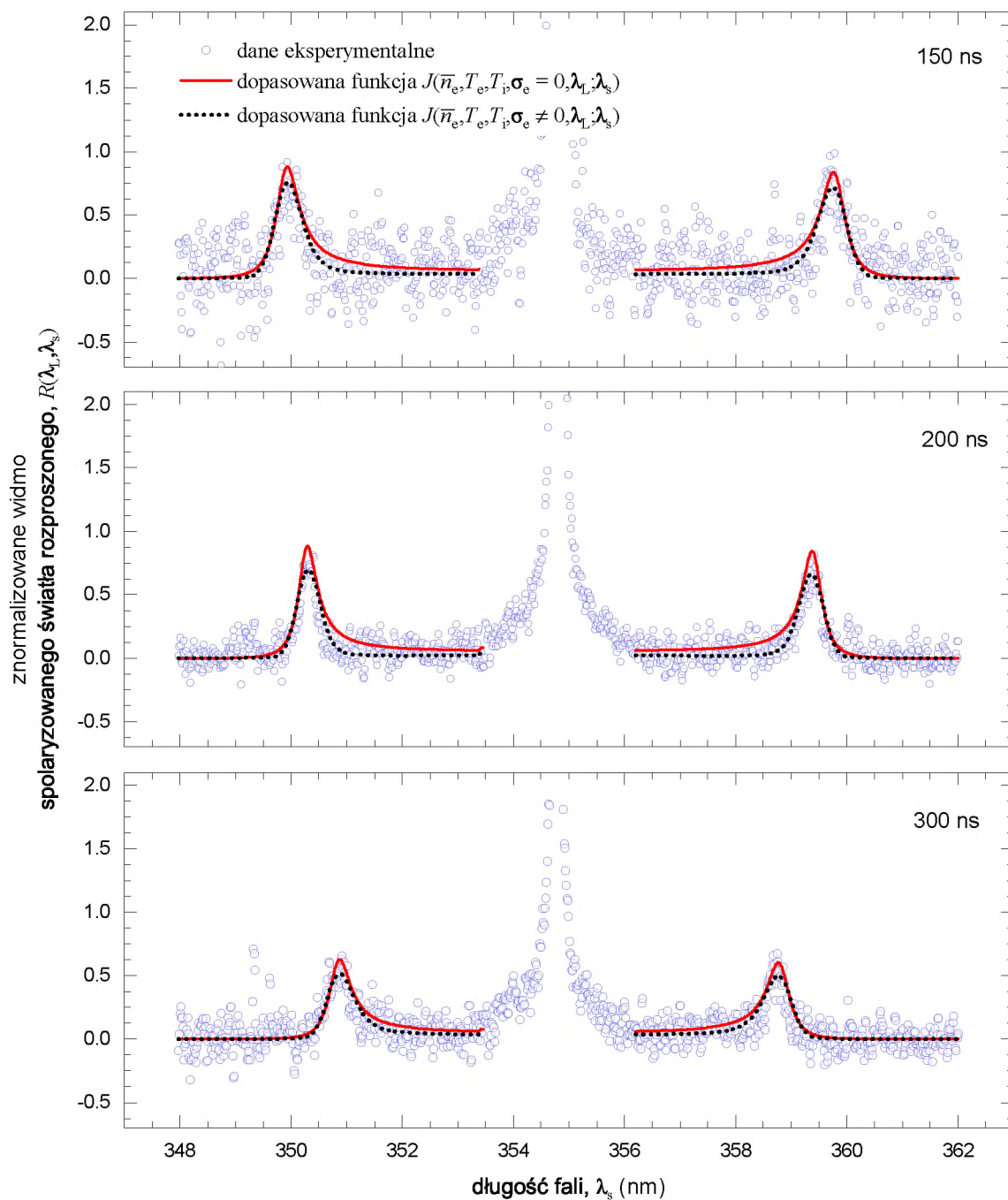
$$\bar{\mathbf{J}}^T = \sum_{n=1}^{n_{\text{tot}}} (\mathbf{J}_n^T - \mathbf{J}_n^E). \quad (3.55)$$



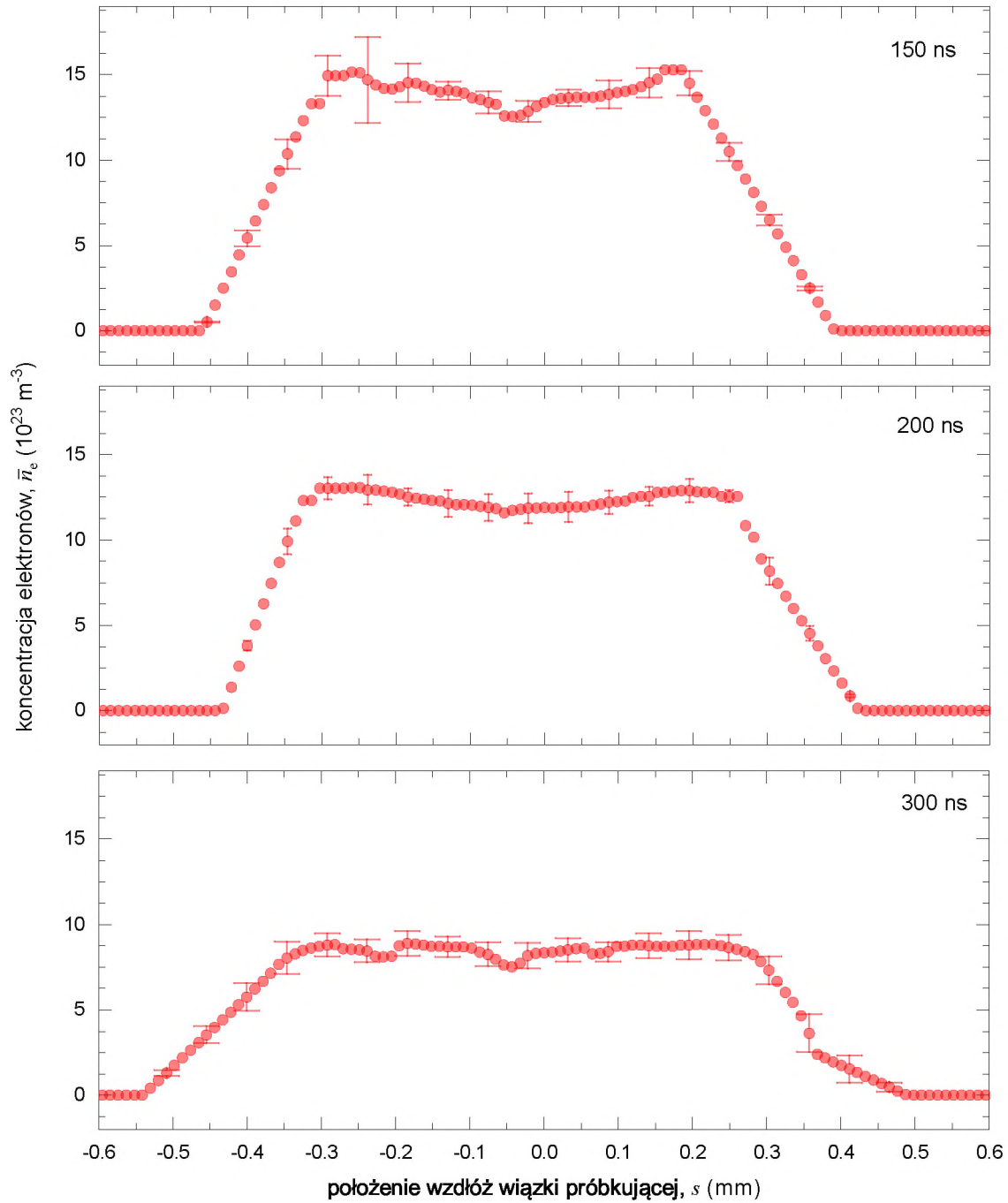
Rysunek 3.24. Znormalizowane widma rozpraszania światła laserowego na plazmie generowanej laserowo w gazowym azocie pod ciśnieniem 1000 mbar zmierzone dla różnych opóźnień pomiędzy impulsem generującym i impulsem próbkującym. Widma pochodzą z przykładowej linii kamery ICCD, na której zobrazowany został centralny obszar plazmy. Kolorem niebieskim oznaczono widmo rozpraszania trzeciej harmonicznej lasera Nd:YAG, zaś kolorem zielonym oznaczono widmo rozpraszania drugiej harmonicznej lasera Nd:YAG. Widma zostały znormalizowane tak, jak to zostało opisane w równaniu (3.13).



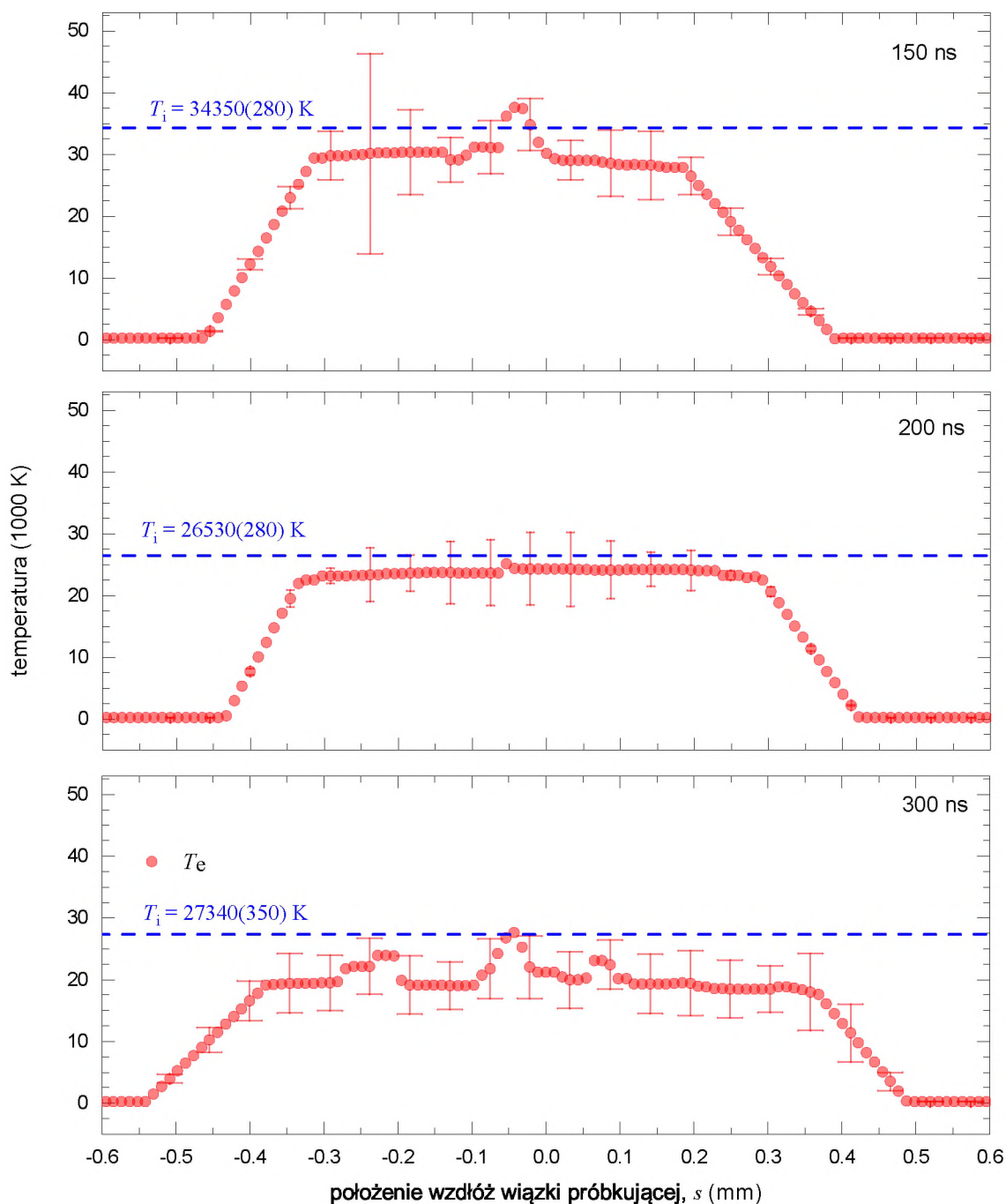
Rysunek 3.25. Całkowite, znormalizowane natężenie $R(\lambda_L)$ światła rozproszonego na plazmie generowanej laserowo w gazowym azocie dla wiązki próbkującej 355 nm oraz dla wiązki próbkującej 532 nm. Natężenie zostało obliczone przez integrację spektralną (3.16) widm $\mathbf{R}(\lambda)$ przedstawionych na rysunku 3.23.



Rysunek 3.26. Przykładowe wyniki dopasowania funkcji postaci (3.15) do danych eksperymentalnych. Czerwoną linią zaznaczono funkcję dopasowaną przy założeniu, że koncentracja elektronów jest jednorodna w całym, próbkowanym obszarze, oraz że nie zmienia się ona w czasie. Czarną linią przerywaną zaznaczono wyniki dopasowania uzyskane przy uwzględnieniu odchylenia standardowego koncentracji elektronów σ_e jako jednego z parametrów procedury dopasowania.



Rysunek 3.27. Rozkłady przestrzenne koncentracji elektronów w badanej plazmie azotowej uzyskane poprzez dopasowanie funkcji postaci (3.15) do każdego wiersza macierzy $\mathbf{R}(\lambda_L)$ z osobna. W brzegowych obszarach plazmy zastosowano liniową interpolację wyników pomiędzy plazmą a obszarem pozbawionym elektronów poza nią.



Rysunek 3.28. Rozkłady przestrzenne temperatury w badanej plazmie azotowej. W brzegowych obszarach plazmy zastosowano liniową interpolację wyników pomiędzy plazmą a obszarem pozbawionym elektronów poza nią. Czerwonymi kołami oznaczono temperaturę elektronową uzyskane poprzez dopasowanie funkcji postaci (3.15) do każdego wiersza macierzy $\mathbf{R}(\lambda_L)$ z osobna. Niebieską linią przerywaną oznaczono temperaturę jonową uzyskaną za pomocą dopasowania funkcji postaci (3.63) do danych doświadczalnych uzyskanych za pomocą układu OPA-FP

W analogiczny sposób wygenerowane zostały interferogramy $\tilde{\mathbf{J}}^R$ dla światła rozproszonego na gazie referencyjnym, co można opisać za pomocą równania

$$\tilde{\mathbf{J}}^R = \sum_{n=1}^{n_{\text{tot}}} (\mathbf{J}_n^R - \mathbf{J}_n^F). \quad (3.56)$$

Dodatkowo, wygenerowane zostały interferogramy dla światła pochodzącego ze wzmocnienia światła białego pochodzącego z emisji z plazmy

$$\tilde{\mathbf{J}}^E = \sum_{n=1}^{n_{\text{tot}}} \mathbf{J}_n^E - n_{\text{tot}} \cdot \mathbf{J}^{\text{DC}} \quad (3.57)$$

oraz wyłącznie z fluorescencji parametrycznej z kryształów wzmacniacza OPA

$$\tilde{\mathbf{J}}^F = \sum_{n=1}^{n_{\text{tot}}} \mathbf{J}_n^{\text{DC}} - n_{\text{tot}} \cdot \mathbf{J}^{\text{DC}}, \quad (3.58)$$

gdzie \mathbf{J}^{DC} jest sygnałem prądu ciemnego kamery ICCD. Przykładowe, zarejestrowane dla opóźnienia 150 ns, interferogramy oraz rozkład \mathbf{T}^{FF} zostały przedstawione na rysunkach 3.29 i 3.30.

Widma rozpraszania światła laserowego na plazmie, i gazie referencyjnym oraz widma tła pochodzącego ze wzmocnienia światła emitowanego przez plazmę i SPDC z kryształów wzmacniacza OPA zostały odwikłane z interferogramów odpowiednio $\tilde{\mathbf{J}}^T$, $\tilde{\mathbf{J}}^R$, $\tilde{\mathbf{J}}^E$, $\tilde{\mathbf{J}}^F$, tak jak to zostało opisane w rozdziale 3.2.4. Jako rozkładu odniesienia użyto macierzy \mathbf{T}^{FF} . W rezultacie przeprowadzonej dokonwolucji uzyskano widma

$$\mathbf{s}^T = \mathcal{D}_\delta(\tilde{\mathbf{J}}^T), \quad \mathbf{s}^R = \mathcal{D}_\delta(\tilde{\mathbf{J}}^R), \quad (3.59a)$$

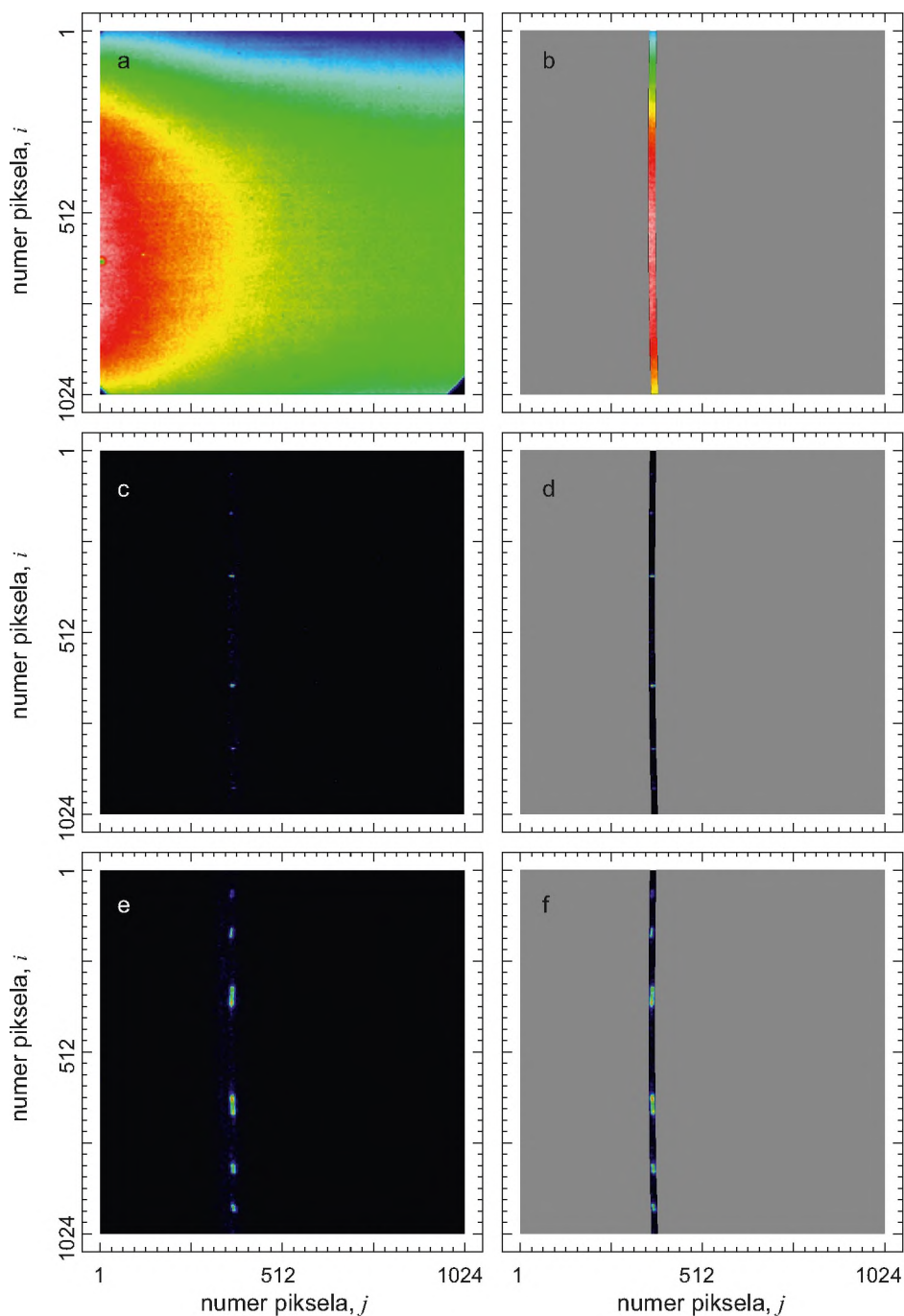
$$\mathbf{s}^E = \mathcal{D}_\delta(\tilde{\mathbf{J}}^E), \quad \mathbf{s}^F = \mathcal{D}_\delta(\tilde{\mathbf{J}}^F), \quad (3.59b)$$

gdzie wartość parametru δ została wyznaczona za pomocą metody Morozova zastosowanej do interferogramu $\tilde{\mathbf{J}}^T$ odpowiadającemu widmu światła rozproszonego na plazmie, Jednowymiarowe interferogramy \mathbf{j}^T , \mathbf{j}^R , \mathbf{j}^E , \mathbf{j}^F będące stadium pośrednim odwikłania widm z interferogramów zostały przedstawione na rysunkach 3.31 i 3.32.

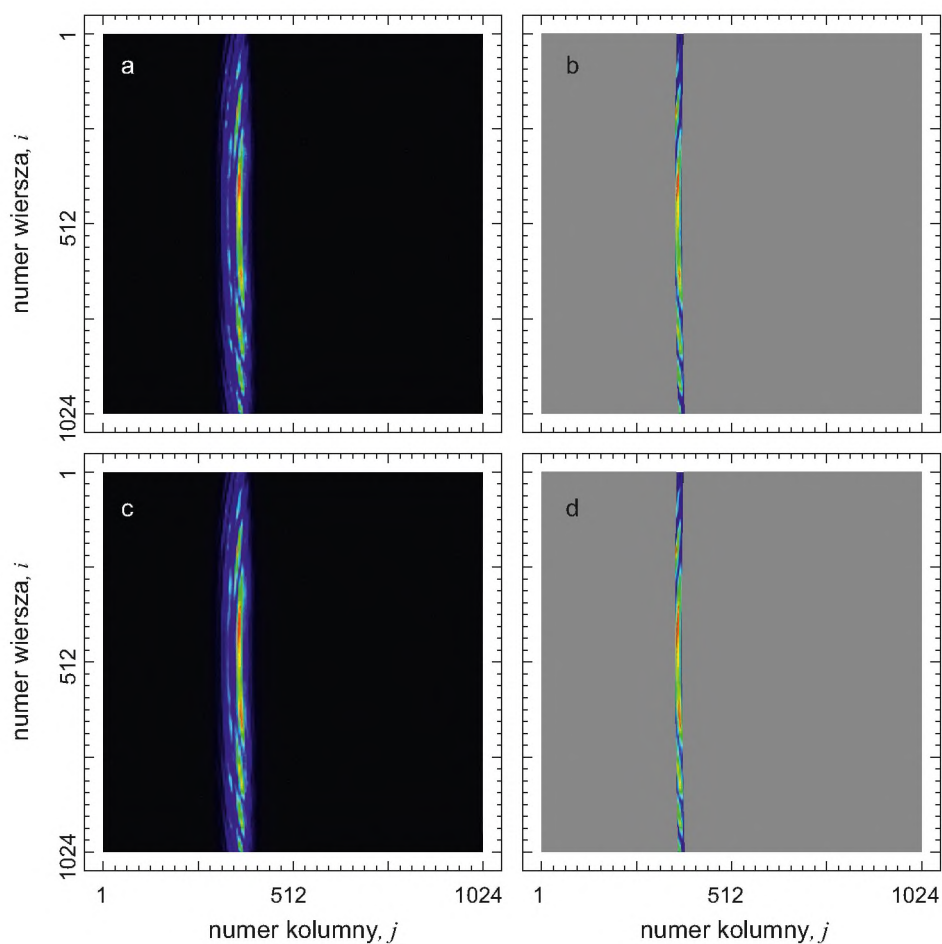
W następnym kroku odwikłane widma \mathbf{s}^T , \mathbf{s}^R zostały wykalibrowane poprzez podzielenie ich przez wzmocnienie optycznego wzmacniacza parametrycznego dla zadanej długości fali. Przyjęto, że wzmocnienie to jest proporcjonalne do natężenia widm \mathbf{s}^E i \mathbf{s}^F , które odpowiadają światłu pochodzącemu z emisji z plazmy wzmocnionemu za pomocą OPA. Założenie takie jest słuszne jeśli w badanym zakresie spektralnym widmo emisji jest jednorodne. Wykalibrowane widma obliczono zatem za pomocą formuł

$$(\hat{\mathbf{s}}^T)_i = \frac{(\mathbf{s}^T)_i}{(\mathbf{s}^E)_i}, \quad (\hat{\mathbf{s}}^R)_i = \frac{(\mathbf{s}^R)_i}{(\mathbf{s}^F)_i}, \quad (3.60)$$

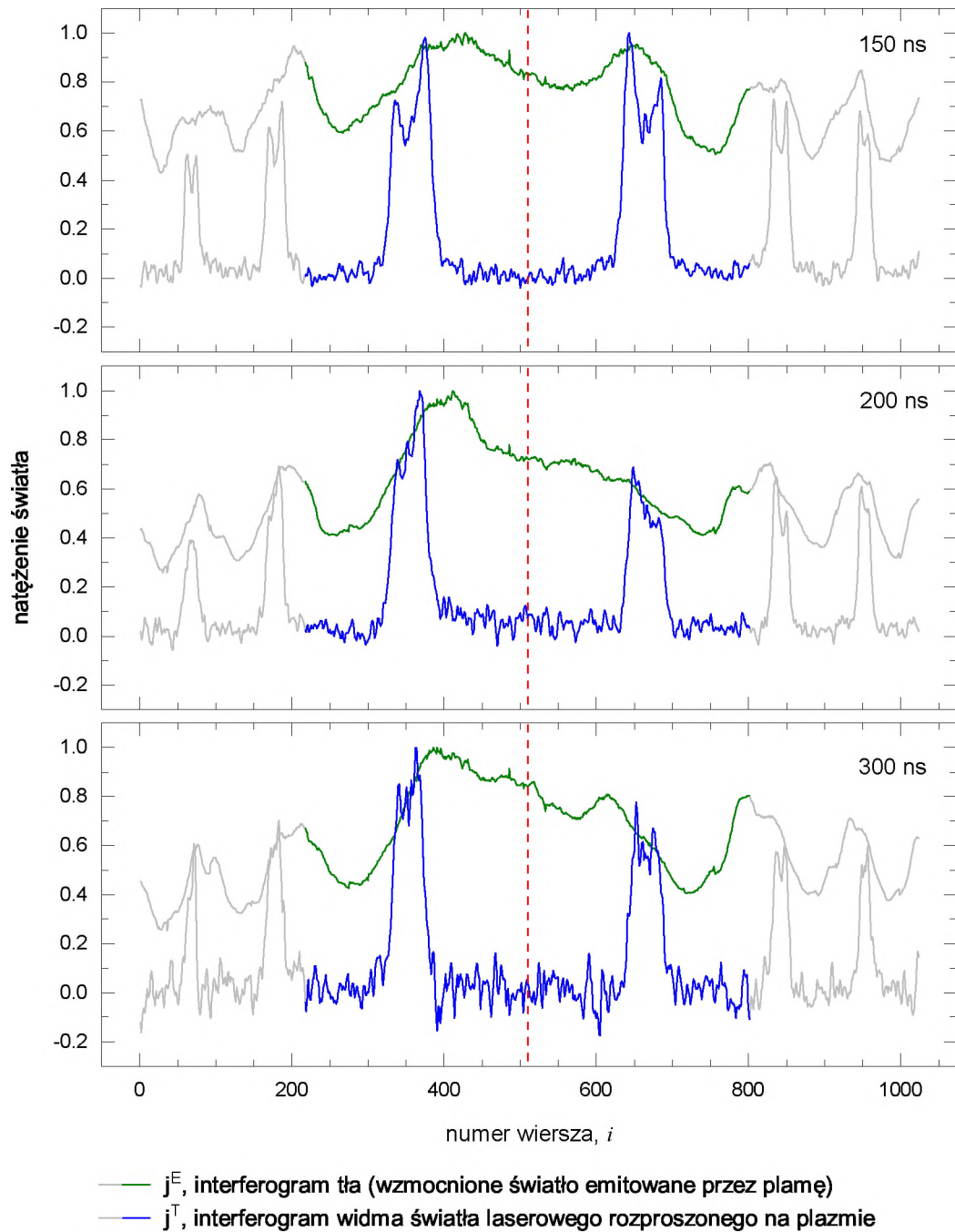
Wykalibrowane w ten sposób widma środkowej, tak zwanej jonowej części rozpraszania Thomsona zostały przedstawione na rysunku 3.33.



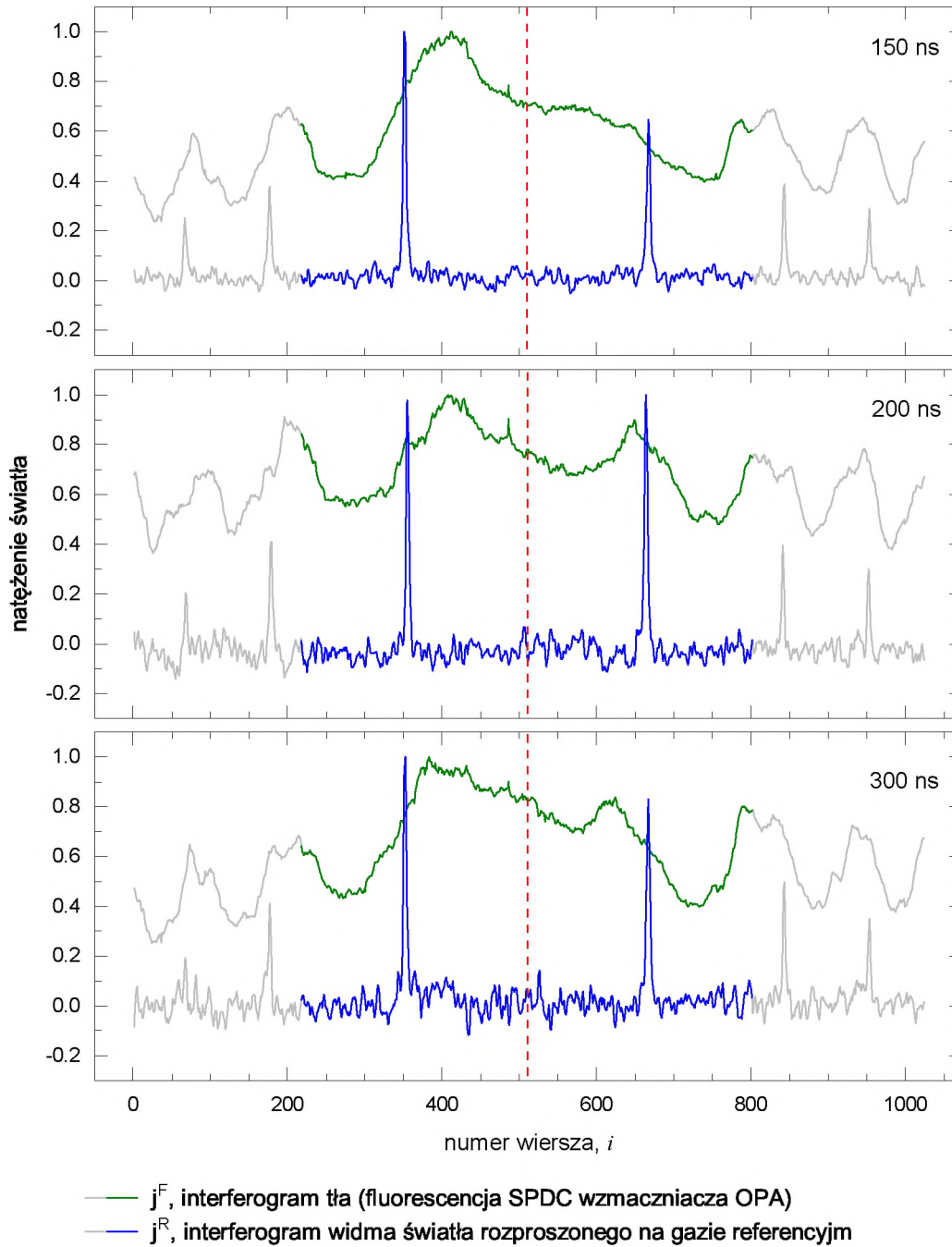
Rysunek 3.29. Dwuwymiarowe rozkłady odniesienia oraz interferogramy Fabry'ego – Pérota: (a) rozkład odniesienia \mathbf{T}^{FP} zarejestrowany poprzez oświetlenie sprzęgacza światłowodowego FC światłem lampy kalibracyjnej przy usuniętym z układu doświadczalnego etalonie FP; (b) obszar rozkładu odniesienia wykorzystywany do przygotowania rozkładu jednowymiarowego; (c,d) interferogram \mathbf{J}^{R} światła rozproszonego na gazie referencyjnym; (e,f) interferogram \mathbf{J}^{T} światła rozproszonego na plazmie przy opóźnieniu 150 ns.



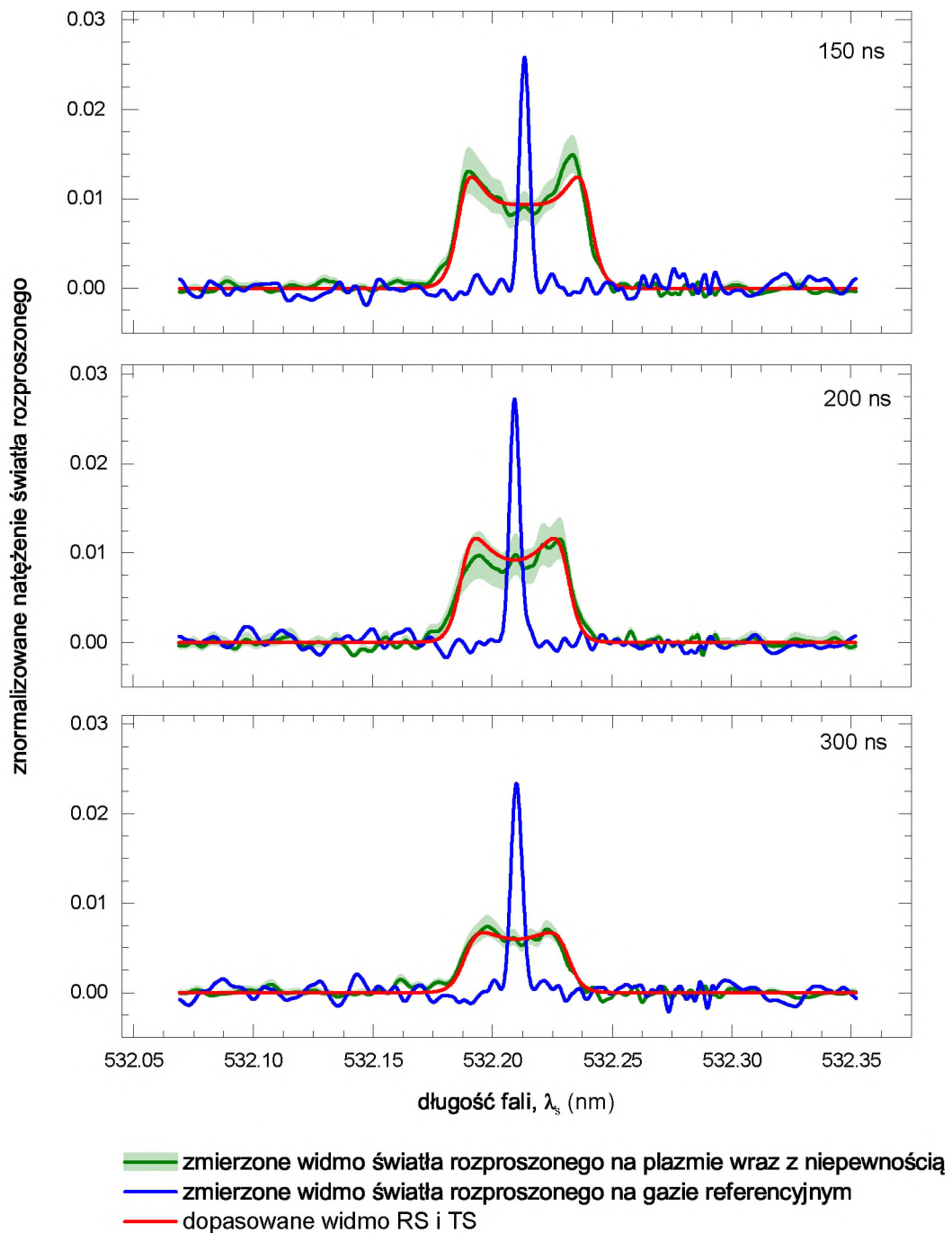
Rysunek 3.30. Dwuwymiarowe interferogramy Fabry'ego – Pérota: (a,b) interferogram tła $\tilde{\mathbf{J}}^{\text{E}}$, (c,d) interferogram tła $\tilde{\mathbf{J}}^{\text{F}}$. Interferogramy te mają bardzo zbliżony wygląd, jednak, ze względu na niestabilności pracy lasera LASER_2 konieczne jest wykonanie pomiaru interferogramu tła dla każdego pomiaru widma światła rozproszonego z osobna.



Rysunek 3.31. Jednowymiarowe interferogramy j^T i j^E będące stadium pośrednim odwikłania widm \bar{J}^T i \bar{J}^E . Część interferogramów oznaczona szarą linią nie była brana pod uwagę przy odwikływaniu widm. Czerwona linia oznacza punkt podziału interferogramów na część prawą i lewą, które odwikłane były oddzielnie i następnie uśrednione.



Rysunek 3.32. Jednowymiarowe interferogramy j^R i j^F będące stadium pośrednim odwikłania widm \tilde{J}^R i \tilde{J}^F . Część interferogramów oznaczona szarą linią nie była brana pod uwagę przy odwikływaniu widm. Czerwona linia oznacza punkt podziału interferogramów na część prawą i lewą, które odwikłane były oddzielnie i następnie uśrednione.



Rysunek 3.33. Widma środkowej, tak zwanej jonowej części rozpraszania Thomsona wraz z dopasowaną funkcją postaci (3.63) i widma światła laserowego rozproszonego na gazie referencyjnym.

Tabela 3.3. Wyniki diagnostyki plazmy generowanej laserowo w atmosferze azotu pod ciśnieniem 1000 mbar.

Δt (ns)	\bar{n}_e (10^{23} m^{-3})	σ_e/\bar{n}_e (%)	T_e (10^3 K)	T_i (10^3 K)	Z	$n_a \bar{\sigma}_a$ ($\text{m}^{-1} \text{ srad}^{-1}$)
150	12.97(96)	12.646(29)	33.8(6.6)	34.35(28)	1.818(13)	$5.57(24) \times 10^{-7}$
200	12.00(82)	12.106(32)	24.0(5.5)	26.53(28)	1.392(12)	$< 1.4 \times 10^{-8}$
300	7.87(74)	15.489(42)	24.6(5.5)	27.34(35)	1.123(11)	$< 4.2 \times 10^{-10}$

Następnie, widma $\hat{\mathbf{s}}^T$ i $\hat{\mathbf{s}}^R$ zostały znormalizowane tak, aby ich normalizacja odpowiadała tej uzyskanej podczas opracowania danych pochodzących z pomiarów przeprowadzonych za pomocą spektrometru siatkowego opisanej w równaniu (3.13). Zabieg ten można zapisać za pomocą równania

$$\tilde{\mathbf{s}}^T = \frac{\hat{\mathbf{s}}^T}{\sum_{n=1}^{n_{\max}} (\hat{\mathbf{s}}^T)_n} \left(\frac{1}{i_{\max} - i_{\min} + 1} \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \sum_{j=j_{\min}}^{j_{\max}} R_{ij}(\lambda_L) \right), \quad (3.61)$$

gdzie czynnik normalizacyjny zawarty w nawiasie jest średnim całkowitym znormalizowanym natężeniem obrazu widma $\mathbf{R}(\lambda_L)$ w zakresie przestrzennym (i_{\min}, i_{\max}) , w którym plazma została uznana za jednorodną, oraz

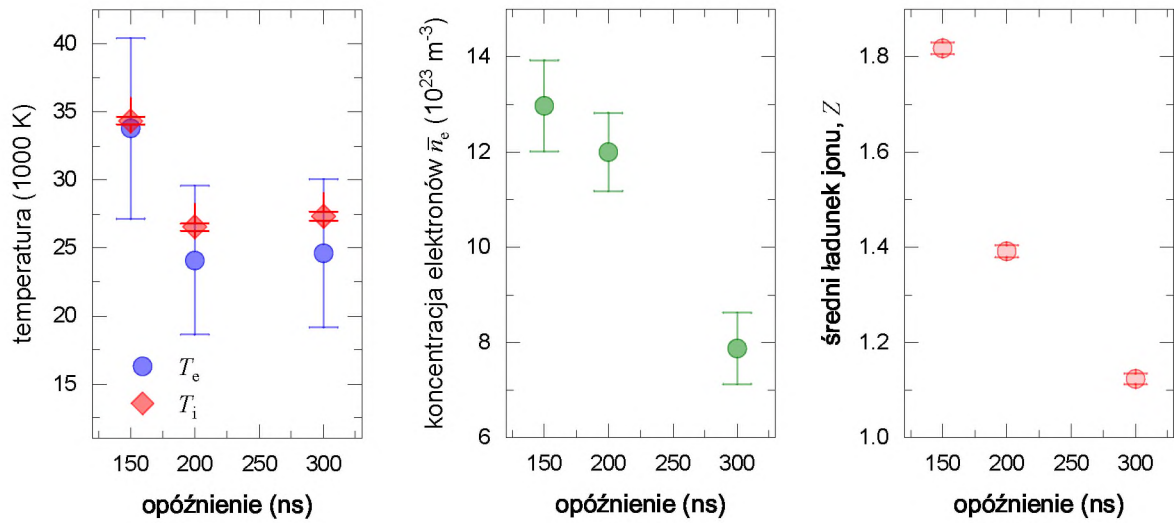
$$\tilde{\mathbf{s}}^R = \frac{\hat{\mathbf{s}}^R}{\sum_{n=1}^{n_{\max}} (\hat{\mathbf{s}}^R)_n}. \quad (3.62)$$

Ostatnim etapem opracowania danych doświadczalnych było dopasowanie do znormalizowanych widm $\tilde{\mathbf{s}}^T$ funkcji postaci

$$\tilde{J}(\bar{n}_e, T_e, T_i, \lambda_L; \lambda) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left[\bar{n}_e \frac{\partial \sigma_T}{\partial \Omega} S_T(\vec{k}, \omega) + n_a \bar{\sigma}_a S_R(\vec{k}, \omega) \right] \left[n_{\text{ref}} \frac{\partial \sigma_{\text{ref}}}{\partial \Omega} \right]^{-1}, \quad (3.63)$$

zdefiniowanej podobnie jak funkcja (3.15), jednak bez uwzględnienia profilu aparaturowego i stochastycznego charakteru rozkładu koncentracji elektronów. Uproszczenie takie jest uprawnione, ponieważ zastosowana metoda dekonwolucji eliminuje wpływ profilu aparaturowego na widmo, zaś niejednorodności rozkładu n_e nie wpływają w istotny sposób na centralną, jonową część widma TS. W równaniu powyższym n_a oznacza koncentrację atomów azotu w plazmie, zaś $\bar{\sigma}_a$ jest efektywnym różniczkowym przekrojem czynnym na proces RS na tych atomach, zdefiniowanym analogicznie jak dla atomów wodoru (zob. równanie (2.52)). Wartości parametrów \bar{n}_e , T_e zostały ustalone na podstawie wykonanego uprzednio dopasowania funkcji (3.63) do widm $R_{ij}(\lambda_L)$. Parametrami dopasowania funkcji (3.63) były T_i , Z oraz iloczyn $n_a \bar{\sigma}_a$, a otrzymane wartości zostały zamieszczone w tabeli 3.3.

W rezultacie przeprowadzonej kompleksowej diagnostyki plazmy generowanej na zasadzie przebiecia laserowego w gazowym azocie wyznaczono zmieniające się w czasie ewolucji plazmy wartości koncentracji elektronów n_e , ich temperatury T_e , temperatury cząstek ciężkich (zwanej temperaturą jonową) T_i oraz efektywnego ładunku Z jonu. Wartości powyższe zostały



Rysunek 3.34. Zmierzone parametry charakteryzujące centralny, jednorodny obszar plazmy generowanej poprzez przebiecie laserowe w gazowym azocie. Wartości zmierzonej temperatury jonowej i temperatury elektronowej są ze sobą zgodne w granicach niepewności. Wartości temperatury oraz koncentracji elektronów spadają wraz z ewolucją plazmy.

zaprezentowane w tabeli 3.3 oraz na rysunku 3.34. Zastosowana metoda 2CLS z użyciem układu OPA-FP pozwala na precyzyjny pomiar obu temperatur z niepewnościami względnymi rzędu 10% oraz 1% odpowiednio dla T_e i T_i oraz koncentracji elektronów n_e z niepewnością względną rzędu 2-4%.

Ponadto, okazuje się, że w warunkach badanej plazmy wyznaczenie tą metodą koncentracji atomów azotu jest praktycznie niemożliwe. Mianowicie, dla opóźnień 200 ns i 500 ns wyznaczone wartości iloczynu $n_a \bar{\sigma}_a$ są zdecydowanie poniżej ich niepewności. Natomiast, dla opóźnienia 150 ns, pomimo, że wartość $n_a \bar{\sigma}_a$ jest dobrze określona (stosunkowo małe niepewności względne), to jednak brak wiarygodnych przekrojów czynnych na rozpraszanie na atomach azotu w stanach wzbudzonych uniemożliwia określenie koncentracji tych cząstek. Zakładając jednak, że plazma znajduje się w równowadze termodynamicznej, to dla $T \approx 34000 \text{ K}$ stosunek obsadzenia pierwszego stanu wzbudzonego atomu azotu do obsadzenia stanu podstawowego wynosi 1.78, a przekój czynny na RS na stanach wzbudzonych jest, podobnie jak w przypadku wodoru, 3 rzędy wielkości większy niż na RS na stanie podstawowym i wynosi $\sigma_{\text{N}_2}^* = 2.62 \times 10^{-29} \text{ m}^2$, to koncentrację atomów azotu można oszacować jako $n_a = 2.13 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Oszacowanie powyższe uzyskany przy podstawieniu wartości $\sigma_{\text{N}_2}^{\text{gr}} = 2.618(68) \times 10^{-32} \text{ m}^2$, która odpowiada polaryzowalności $\alpha_{\text{N}} = 1.291(67) \text{ (C m}^2\text{)/V}$, zaczerpniętej z publikacji [101].

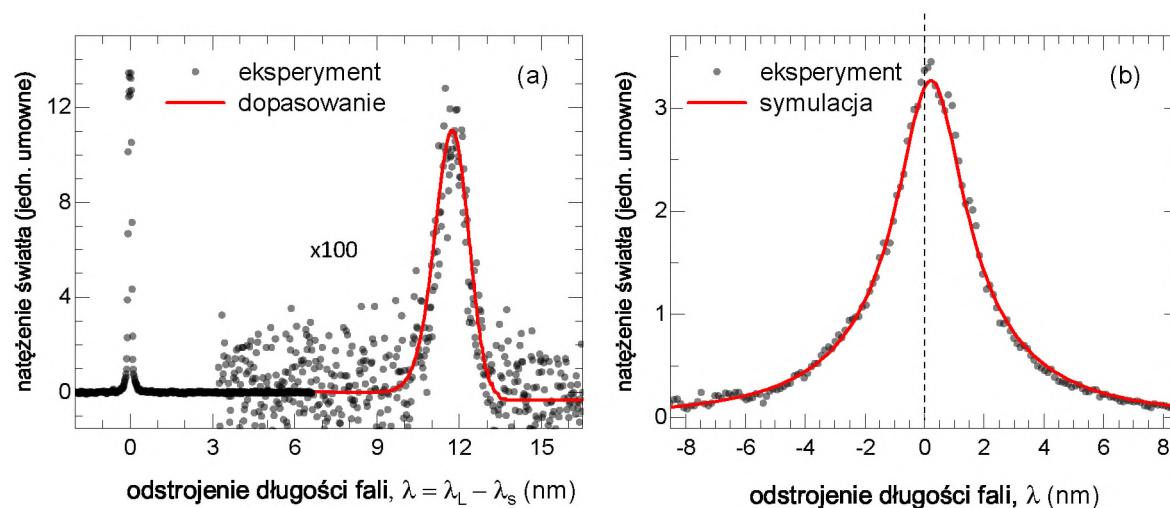
Przeprowadzona diagnostyka plazmy generowanej w gazowym azocie pozwala na stwierdzenie, że

- Nie istnieją podstawy dla uznania, że plazma znajduje się poza stanem LTE. Dla wszystkich opóźnień stwierdziłem zgodność wartości T_e i T_i w ramach niepewności pomiarowej.
- Dla opóźnienia 150 ns koncentracja atomów azotu w plazmie wynosi co najmniej $2.13 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$, zaś dla pozostałych opóźnień jest ona poniżej progu detekcji.
- Efektywny ładunek jonu wynosi 1.818(13) dla opóźnienia 150 ns, a następnie w szybkim tempie spada.

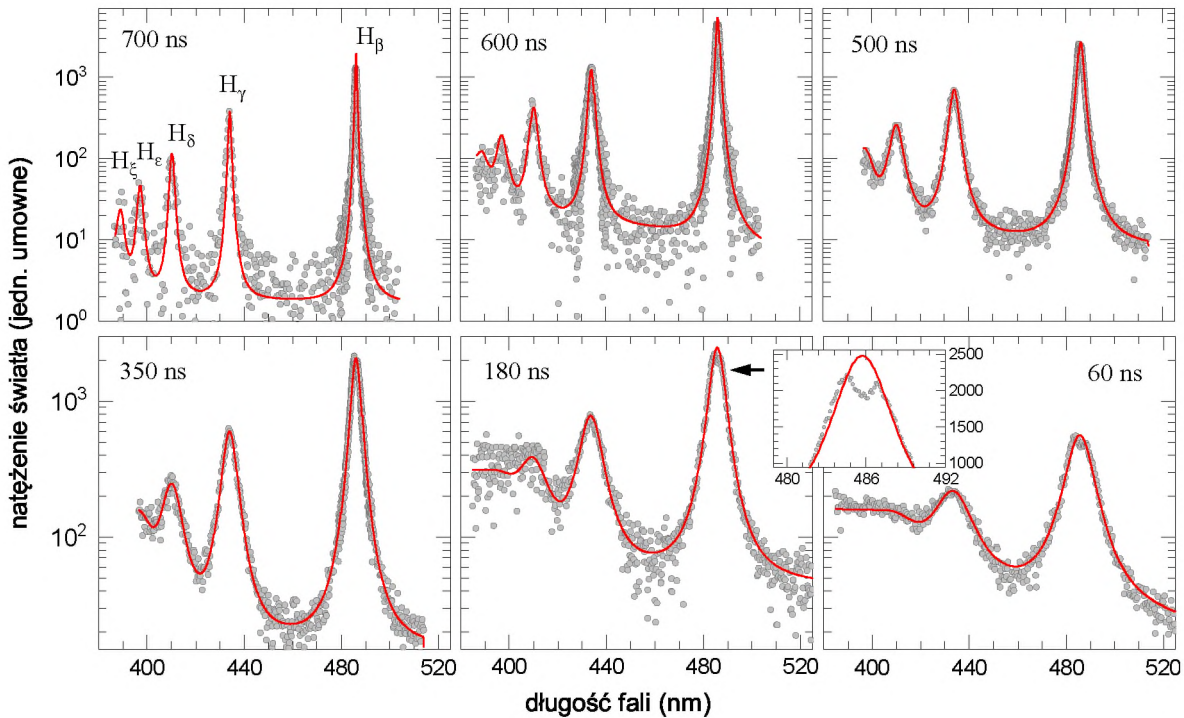
Rozdział 4

Podsumowanie i wnioski

Głównym celem niniejszej pracy było rozwinięcie metody dwukolorowego rozpraszania światła laserowego i zastosowanie jej do kompleksowej diagnostyki plazmy generowanej przez przebiecie laserowe w gazach i wykraczającej poza pomiary podstawowych parametrów plazmy czyli koncentracji elektronów n_e i temperatury elektronowej T_e . Pomiary dodatkowych parametrów miały m.in. dać odpowiedź na pytanie – czy badana plazma znajduje się w stanie LTE. W tym celu zbudowałem układ do diagnostyki plazmy metodą 2CLS w wykorzystaniu drugiej i trzeciej harmonicznej nanosekundowego lasera Nd:YAG, a także układ OPA-FP na bazie spektrometru siatkowego i etalonu Fabry’ego – Pérota ze wzmacniaczem parametrycznym OPA pompowanym trzecią harmoniczną lasera Nd:YAG. Dzięki odpowiednio dużej spektralnej zdolności rozdzielczej i czułości układ ten pozwolił na pomiary centralnej części widma światła rozproszonego i wyznaczenie takich parametrów plazmy jak temperatura jonowa czy średni ładunek jonu.



Rysunek 4.1. Zmierzone widmo światła o $\lambda_L = 532$ nm rozproszonego na LIP generowanej przez przebiecie laserowe w atmosferze czystego helu wraz z dopasowaną funkcją postaci (3.15) (a). W wyniku dopasowania otrzymano wyniki $T_e = 68\,200$ K i $\bar{n}_e = 1.50(17) \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Zmierzone widmo emisyjne LIP w rejonie linii jonowej He II Paschen- α wraz z widmem wysymulowanym z użyciem parametrów T_e i \bar{n}_e (b). Rysunek został opublikowany w artykule [102].



Rysunek 4.2. Zmierzone widmo emisyjne (linie serii Balmera) LIP generowanej przez przebite laserowe w atmosferze czystego wodoru (szare koła). Wysumulowane w oparciu o zmierzone metodą 2CLS wartości T_e , T_i i \bar{n}_e widmo emisyjne (czerwone linie). Eksperyment i symulacje wykonano dla różnych opóźnień pomiędzy impulsem lasera generującego plazmę i lasera próbkującego. Wraz z ewolucją plazmy spada koncentracja elektronów, a co za tym idzie zmniejsza się poszerzenie Starka linii widmowych. Rysunek został opublikowany w artykule [103].

Budowa układu OPA-FP została poprzedzona zaprojektowaniem geometrycznego układu wiązek i symulacjami parametrów pracy, które zostały potwierdzone w trakcie testów jego działania. Mianowicie, sam wzmacniacz OPA zachowuje się zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, jego wzmocnienie sięga 5000 razy, a uzyskany dzięki jego zastosowaniu wzrost stosunku sygnału do szumu (SNR) – kilkudziesięciu razy. Pozwoliło to na skrócenie czasu pojedynczego pomiaru z dziesiątków godzin do dziesiątków minut. Zbudowany układ OPA-FP można traktować jako niezależne urządzenie badawcze o wielu potencjalnych zastosowaniach.

Integralną częścią rozprawy, poza rozwojem metody 2CLS, są opracowane modele widm rozpraszania Thomsona i Rayleigha. Przede wszystkim, do analizy rejestrowanych widm rozpraszania Thomsona wprowadziłem splot funkcji gęstości spektralnej z rozkładem Gaussa koncentracji elektronów (równanie (2.107)), co jest oryginalnym rozwiązaniem i pozwoliło na znaczącą poprawę jakości otrzymanych dopasowań. Zabieg ten został zastosowany podczas interpretacji danych doświadczalnych w badaniach profili Starka linii He II Pashen- α z użyciem metody rozpraszania Thomsona do diagnostyki samej plazmy. Wsymulowany komputerowo, metodą *ab initio*, profil Starka tej linii, dla wyznaczonych eksperymentalnie wartości n_e i T_e

idealnie zgadza się z profilem zmierzonym (patrz rysunek 4.1). Wyniki te zostały opublikowane w pracy [102]. Podobnie, w pracy [103], wyznaczone parametry plazmy posłużyły do weryfikacji symulacji komputerowych widm emisyjnych linii wodoru serii Balmera. Także w tym przypadku uzyskałem bardzo dobrą zgodność danych doświadczalnych i wyników symulacji (patrz rysunek 4.2). Istotnym i jednocześnie ciekawym wynikiem moich badań, uzyskanym właśnie dzięki zastosowaniu opracowanej metody 2CLS jest obserwacja występowania temperatury jonowej znacząco przewyższającej temperaturę elektronową w początkowym stadium ewolucji plazmy generowanej w wodorze, który to wynik został zamieszczony w publikacji [102].

Niezmiernie ważną częścią pracy jest model rozpraszania Rayleigha i Thomsona w plazmie wodorowej z wyliczonymi przekrojami czynnymi na rozpraszanie na stanach wzbudzonych atomu wodoru. Otrzymane wyniki zapewne znajdą zastosowanie w diagnostyce plazmy wodorowej i pozwolą na określenie, skądinąd trudne innymi metodami, populacji atomów H w stanie podstawowym i w stanach wzbudzonych. Oprócz tego praca zawiera zbiór wyselekcjonowanych i najbardziej wiarygodnych, według mnie, wartości różniczkowych przekrojów czynnych na proces RS, które mogą znaleźć zastosowanie chociażby w kalibracji mocy sygnałów rozproszonych typu RS czy TS w eksperymentach nie tylko z dziedziny fizyki plazmy.

Niewątpliwym, poważnym ograniczeniem możliwości badawczych zbudowanego układu OPA-FP jest brak niezależnego lasera pompującego wzmacniacz OPA. Laser taki mógłby być umieszczony znacznie bliżej samego wzmacniacza co zaowocowałoby większą stabilnością położenia wiązki pompującej i lepszą jej jakością. Ponadto, niezależna synchronizacja impulsu pompującego z impulsem wzmacnianym pozwoliłaby zoptymalizować wzmocnienie sygnału. Dodatkowo, kryształy wzmacniacza mogłyby znajdować się w większej odległości od siebie co skutkowałoby większym SNR, który w obecnej konfiguracji ograniczony jest natężeniem światła pochodzącego z fluorescencji parametrycznej SPDC.

Podsumowując, powstałe układy doświadczalne wraz z oprogramowaniem i całą biblioteką procedur numerycznej obróbki danych eksperymentalnych znajdują liczne zastosowania w kompleksowej diagnostyce plazmy typu LIP. Warunkiem ich szerszego zastosowania jest jednak istnienie bazy wiarygodnych wartości przekrojów czynnych na procesy rozpraszania światła na cząstkach różnego typu. Należy podjąć starania w celu zarówno wyznaczenia teoretycznego, jak i weryfikacji eksperymentalnej tych wartości.

Bibliografia

- [1] J.P. Singh, S.N. Thakur. *Laser – Induced Breakdown Spectroscopy*. Elsevier, 2022.
- [2] R.E Russo, X. Mao, J.J. Gonzalez, V. Zorba, J. Yoo. Laser ablation in analytical chemistry. *Analytical Chemistry*, **85**(13):6162–6177, 2013.
- [3] R.P. Drake. *Introduction to High Energy-Density Physics*. Springer, 2006.
- [4] D.B. Chrisey, G.K. Hubler. *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*. Wiley-Interscience, 1994.
- [5] R.R. Gattass, E. Mazur. Femtosecond laser micromachining in transparent materials. *Nature Photonics*, **2**:219–225, 2008.
- [6] S.J. Gitomer, R.D. Jones. Laser-produced plasmas in medicine. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **19**:1209–1219, 1991.
- [7] M.C. Cheung, J.G. Evans, B. McKenna, D.J. Ehrlich. Deep ultraviolet mapping of intracellular protein and nucleic acid in femtograms per pixel. *Cytometry Part A*, **79A**:920–932, 2011.
- [8] S.S. Harilal, M.C. Philips, D.H. Froula, K.K. Anoop, R.C. Issac, F.N. Beg. Optical diagnostics of laser-produced plasma. *Reviews of modern Physics*, **94**:035002, 2022.
- [9] G. Cristoforetti, E. Tognoni, L.A. Gizzi. Thermodynamic equilibrium states in laser-induced plasmas: From the general case to laser-induced breakdown spectroscopy plasmas. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, **90**:1–22, 2013.
- [10] K. Muraoka, K. Uchino, Y. Yamagata, Y. Noguchi, M. Mansour, P. Suanpoot, S. Narishige, M. Noguchi. Laser Thomson scattering studies of glow discharge plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, **11**:A143–A149, 2002.
- [11] T. Wrubel, S. Büscher, H.J. Kunze. Radially and axially resolved Thomson scattering in a gas-liner pinch. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **42**:519–528, 2000.
- [12] K. Dzierżęga, W. Zawadzki, B. Pokrzywka, S. Pellerin. Experimental investigations of plasma perturbation in Thomson scattering applied to thermal plasma diagnostics. *Physical Review E*, **74**:026404, 2006.
- [13] A.F.H. van Gessel, E.A.D. Carbone¹, P.J. Bruggeman, J.J.A.M. van der Mullen. Laser scattering on an atmospheric pressure plasma jet: disentangling Rayleigh, Raman and Thomson scattering. *Plasma Sources Science and Technology*, **21**:015003, 2012.
- [14] S. Hübner, J.S. Sousa, J. van der Mullen, W.G. Graham. Thomson scattering on non-thermal atmospheric pressure plasma jets. *Plasma Sources Science and Technology*, **24**:054005, 2015.
- [15] J.T. Banasek, S.V.R. Rocco, W.M. Potter, E.S. Lavine, B.R. Kusse, D.A. Hammer. Electron plasma wave Thomson scattering on laboratory plasma jets. *Physics of Plasmas*, **27**:062708, 2020.
- [16] R.K. Follett, J.A. Delettrez, D.H. Edgell, R.J. Henchen, J. Katz, J.F. Myatt, D.H. Froula. Plasma characterization using ultraviolet Thomson scattering from ion-acoustic and electron plasma waves. *Review of Scientific Instruments*, **87**:11E401, 2016.

- [17] I. Yamada, K. Narihara, H. Funaba, T. Minami, H. Hayashi, T. Kohmoto & LHD Experiment Group. Recent progress of the LHD Thomson Scattering System. *Fusion Science and Technology*, **58**:345–351, 2010.
- [18] A.L. Milder, J. Katz, R. Boni, J.P. Palastro, M. Sherlock, W. Rozmus, D.H. Froula. Statistical analysis of non-Maxwellian electron distribution functions measured with angularly resolved Thomson scattering. *Physics of Plasmas*, **28**:082102, 2021.
- [19] Y. Pan, K. Tomita, K. Uchino, A. Sunahara, K. Nishihara. Time-resolved two-dimensional measurements of the electron density, electron temperature, and drift velocity of laser-produced carbon plasmas using the ion feature of collective laser Thomson scattering. *Applied Physics Express*, **14**:066001, 2021.
- [20] I.H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2002.
- [21] D.H. Froula, S.H. Glenzer, N.C. Luhmann Jr., J. Sheffield. *Plasma scattering of electromagnetic radiation, Theory and measurement techniques*. Elsevier, 2011.
- [22] C. Limbach, R.B. Miles. Rayleigh and Thomson Scattering Diagnostics of Laser Air Sparks: A Testbed for Tailoring Laser Plasmas. *45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, 2014.
- [23] J.D. Hare, J. MacDonald, S.N. Bland, J. Dranczewski, J.W.D. Halliday, S.V. Labedev, L.G. Suttle, E.R. Tubman, W. Rozmus. Two-colour interferometry and Thomson scattering measurements of a plasma gun. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **61**:085012, 2019.
- [24] A. Piel. *Plasma Physics, An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*. Springer, 2017.
- [25] J.A.M. van der Mullen. Excitation equilibria in plasmas; a classification. *Physics Reports*, **191**(2):109–220, 1990.
- [26] T. Pięta. *Badania porównawcze plazmy indukowanej laserem z zastosowaniem optycznej spektroskopii emisyjnej i laserowego rozpraszania Thomsona*. Uniwersytet Jagielloński w Krakowie, praca doktorska, dostęp: <https://zf.if.uj.edu.pl/pl/node/619>, 2020.
- [27] V. Ostrovskaya, A.N. Zaidel. Laser spark in gases. *Sov. Phys. Usp.*, **16**(6):834–855, 1974.
- [28] T.X. Phouc. Laser-induced spark ignition fundamental and applications. *Optics and Lasers in Engineering*, **44**(5):351–397, 2006.
- [29] S. Musazzi, U. Parini. *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Fundamentals and applications*. Springer, 2014.
- [30] J.S. Ross, S.H. Glenzer, J.P. Palastro, B.B. Pollock, D. Price, L. Divol, Tynan G.R. D.H. Froula. Observation of Relativistic Effects in Collective Thomson Scattering. *Physical Review Letters*, **104**:105001, 2010.
- [31] J.F. Kielkopf. Spectroscopic study of laser-produced plasmas in hydrogen. *Physical Review E*, **52**:2013–2024, 1995.
- [32] Y. Raizer. *Laser-Induced Discharge Phenomena*. Plenum Pub Corp, 1977.
- [33] D.W. Hanh, N. Omenetto. Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS), Part I: Review of Basic Diagnostics and Plasma- Particle Interactions: Still-Challenging Issues Within the Analytical Plasma Community. *Applied Spectroscopy*, **64**:335A, 2010.
- [34] H.R. Griem. *Principles of Plasma Spectroscopy*. Cambridge University Press, 1997.
- [35] J. Sheffield, D. Froula, S.H. Glenzer, N.C. Luhmann Jr. *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation: Theory and Measurement Techniques*. Elsevier, 2010.
- [36] H. Kempkens, J. Uhlenbusch. Scattering diagnostics of low-temperature plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, **9**:492–506, 2000.

- [37] J.D. Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley, 1999.
- [38] R.B. Miles, W.R. Lampert, J.N. Forkey. Laser Rayleigh scattering. *Measurement Science and Technology*, **12**:R33–R51, 2001.
- [39] M. Born, W. Wolf. *Principles of optics*. Pergamon, 1980.
- [40] A. Raj, H. Hamaguchi, H.A. Witek. Polarizability tensor invariants of H₂, HD, and D₂. *Journal of Chemical Physics*, **148**:104308, 2018.
- [41] N.J. Bridge, A.D. Buckingham. The polarization of laser light scattered by gases. *Proceedings of the Royal Society A, Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **295**(1442):334–349, 1966.
- [42] W. Kolos, L. Wolniewicz. Polarizability of the Hydrogen Molecule. *Journal of Chemical Physics*, **46**:1426–1432, 1967.
- [43] R.L. Wilkins, H.S. Taylor. Polarizability of Molecular Hydrogen. *Journal of Chemical Physics*, **48**:4934–4937, 1968.
- [44] G.R. Alms, A.K. Burnham and W.H. Flygare. Measurement of the dispersion in polarizability anisotropies. *Journal of Chemical Physics*, **63**:3321–3326, 1975.
- [45] D. Spelsberg, W. Meyer. Static dipole polarizabilities of n₂, o₂, f₂, and h₂o. *Journal of Chemical Physics*, 101:1282–1288, 1994.
- [46] R. Thalman, K.J. Zarzana, M.A. Tolbert, R. Valkamer. Rayleigh scattering cross-section measurements of nitrogen, argon, oxygen and air. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **147**:171–177, 2014.
- [47] M. Puchalski, K. Szalweicz, M. Lesiuk, B. Jeziorski. QED calculation of the dipole polarizability of helium atom. *Physical Review A*, **101**:022505, 2020.
- [48] J.B. Mehl, M.L. Huber, A.H. Harvey. Ab Initio Transport Coefficients of Gaseous Hydrogen. *International Journal of Thermophysics*, **31**:740–755, 2010.
- [49] L.E. Golovicher, O A. Kolenchits, N.A. Nesterov. Dynamic viscosity of gases over a wide range of temperatures. I. *Journal of engineering physics*, **56**:689–694, 1989.
- [50] W.A. Cole, W.A. Wakeham. The Viscosity of Nitrogen, Oxygen, and Their Binary Mixtures in the Limit of Zero Density. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **14**no.1:209–226, 1985.
- [51] C.D. Boley, R.C. Desai, G. Tenti. Kinetics Models and Brillouin Scattering in a Molecular Gas. *Canadian journal of Physics*, **50**:2158–2173, 1972.
- [52] X. Pan, M.N. Shneider, R.B. Miles. Coherent Rayleigh-Brillouin scattering in molecular gases. *Physical Review A*, **69**:033814, 2004.
- [53] X. Pan, M.N. Shneider, R.B. Miles. Coherent Rayleigh-Brillouin Scattering. *Physical Review Letters*, **89**:183001, 2002.
- [54] M.O. Vieitez, E.J. van Duijn, W. Ubachs, B. Witschas, A. Meijer, A.S. de Wijn, N.J. Dam, W. van de Water. Coherent and spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering in atomic and molecular gases and gas mixtures. *Physical Review A*, **82**:043836, 2010.
- [55] B. Witschas. Analytical model for Rayleigh Brillouin line shapes in air. *Applied Optics*, **50**no.3:267–270, 2011.
- [56] Y. Ma, F. Fan, K. Liang, H. Li, Y. Yu, B. Zhou. An analytical model for Rayleigh Brillouin scattering spectra in gases. *Journal in Optics*, **14**:095703, 2012.
- [57] John Smith. Coherent+spontaneous rayleigh-brillouin scattering spectra (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/29108-coherent-spontaneous-rayleigh-brillouin-scattering-spectra>). *MATLAB Central File Exchange*, Retrieved January 19, 2023.

- [58] M.J. Assael, S. Mixafrendi, W.A. Wakeham. The Viscosity and thermal conductivity of Normal Hydrogen in the Limit of Zero Density. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **15**no.4:1315–1322, 1986.
- [59] C.M. Penney. Light Scattering in Terms of Oscillator Strengths and Refractive Indices. *J. Opt. Soc. Am.*, **59**:34–42, 1969.
- [60] A.B. Murphy, A.J.D. Farmer. Temperature measurement in thermal plasmas by rayleigh scattering. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 25:634–643, 1992.
- [61] A. Messiah. *Quantum mechanics: two volumes bound as one*. Dover Publications, 1999.
- [62] M. Rotenberg, R. Bivins, N. Metropolis, J.K. Woolen Jr. *The 3-J and 6-J Symbols*. MIT Press, 1959.
- [63] I.I. Sobelman. *Atomic Spectra and Radiative Transitions*. Springer-Verlag, 1992.
- [64] M. Gavrilu. Elastic Scattering of Photons by a Hydrogen Atom. *Physical Review*, **163**:147–155, 1967.
- [65] M. Gavrilu. Rayleigh scattering from n=2 states of atomic hydrogen. *Zeitschrift für Physik A*, **293**:269–179, 1979.
- [66] V. Florescu, A. Cionga. Rayleigh Scattering from n = 3 States of Hydrogenlike Atoms. *Zeitschrift für Physik A*, **321**:187–200, 1985.
- [67] S.J. Grunefeld, M.W.J. Bromley, Y. Cheng. The photon scattering cross-sections of atomic hydrogen. *arXiv:1606.00939 [physics.atom-ph]*, 2016.
- [68] J. M. Schulman, J.I. Musher. Hydrogen Atom Polarizability as a Hartree Fock Perturbation Expansion: A Geometric Approximation to Atomic Polarizabilities. *The Journal of Chemical Physics*, **49**:4845–4848, 1968.
- [69] D.E. Evans, J. Katzenstein. Laser light scattering in laboratory plasmas. *Report on Progress in Physics*, **32**:207–271, 1969.
- [70] D.K.C. MacDonald. *Noise and Fluctuations*. Wiley, 1962.
- [71] S. Kharpak. Floating potential of a small particle in a plasma: Difference between Maxwellian and Druyvesteyn electron velocity distributions. *Physics of Plasmas*, **17**:104502, 2010.
- [72] S.F. Adams, J.A. Miles, V.I. Demidov. Non-Maxwellian electron energy distribution function in a pulsed plasma modeled with dual effective temperatures. *Physics of Plasmas*, **24**:053508, 2017.
- [73] H. Amemiya. Plasma Dispersion for Druyvesteyn Type Velocity Distribution. *Journal of the Physical Society of Japan*, **81**:074501, 2012.
- [74] A.A. Abid, S. Ali, J. Du, A.A. Mamun. Vasyliunas-Cairns distribution function for space plasma species. *Physics of Plasmas*, **22**:084607, 2015.
- [75] P.M. Kozłowski, B.J.B. Crowley, D.O. Gericke, S.P. Regan, G. Gregori. Theory of Thomson scattering in inhomogeneous media. *Scientific Reports*, **6**:24283, 2016.
- [76] P.M. Kozłowski, B.J.B. Crowley, D.O. Gericke, S.P. Regan, G. Gregori. Thomson scattering in inhomogeneous plasmas: The role of the fluctuation-dissipation theorem. *Scientific Reports*, **8**:7946, 2018.
- [77] M. Nishihara. Influence of mode-beating pulse on laser-induced plasma. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **51**:135601, 2018.
- [78] K. Dzierżęga, A. Mendys, B. Pokrzywka. What can we learn about laser-induced plasmas from Thomson scattering experiments. *Spectrochimica Acta Part B*, **98**:76–85, 2014.
- [79] K. Dzierżęga, T. Pięta, W. Zawadzki, E. Stambulchik, M. Gavrilović Božović, S. Jovičević, B. Pokrzywka. Study of Stark broadening of Li I 460 and 497 nm spectral lines with independent

- plasma diagnostics by Thomson scattering. *Plasma Sources Science and Technology*, **27**:025013, 2018.
- [80] S. Gordon, B.J. McBride. Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications. *National Aeronautics and Space Administration, Office of Management, Scientific and Technical Information Program*, 1996.
- [81] A. Dalgarno, D.A. Williams. Rayleigh Scattering by Molecular Hydrogen. *Astrophysical Journal*, **136**:690–692, 1962.
- [82] M.S. Varda. Planck and Rosseland Mean of Rayleigh Scattering by H₂. *Astrophysical Journal*, **135**:303–304, 1962.
- [83] S.G. Johnson. *Faddeeva package*. Massachusetts Institute of Technology, https://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Faddeeva_Package, dostęp: 2023.05.09.
- [84] P.R. Bevington, D.K. Robinson. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical sciences*. McGraw-Hill, 2003.
- [85] P.A. Norreys, K.L. Lancaster, H. Habara, J.R. Davies, J.T. Mendonça, R.J. Clarke, B. Dromey, A. Gopal, S. Karsch, R. Kodama. Observation of ion temperatures exceeding background electron temperatures in petawatt laser-solid experiments. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **47**:L49–L56, 2005.
- [86] C.E. Rakowski, P. Ghavamian, J.P. Hughes. The Physics of Supernova Remnant Blast Waves. II. Electron-Ion Equilibration in DEM L71 in the Large Magellanic Cloud. *The Astrophysical Journal*, **590**:846–857, 2003.
- [87] P. Ghavamian, J.M. Laming, C.E. Rakowski. A Physical Relationship between Electron-Proton Temperature Equilibration and Mach Number in Fast Collisionless Shocks. *The Astrophysical Journal*, **654**:L69–L72, 2007.
- [88] J.A. Slavin, E.J. Smith, D.G. Sibeck, D.N. Baker, R.D. Zwickl, S-I. Akasofu. An ISEE 3 study of average and substorm conditions in the distant magnetotail. *Journal of Geophysical Research*, **90**:10875–10895, 1985.
- [89] A.B. Murphy. Electron Heating In Thomson Scattering Measurements Of Plasma Temperature: Are Thermal Plasmas Thermal? *Physical Review Letters*, **89**:025002, 2002.
- [90] G. Travaillé, A. Mendys, K. Dzierżęga, S. Pellerin, B. Pokrzywka, E. Thouin, B. Bousquet, L. Canioni. Study of Heating Effects During Thomson Scattering in Laser Induced Plasma in Air. *Contribution to Plasma Physics*, **51**:171–175, 2011.
- [91] A.J. Friss, A.P. Yalin. Cavity-enhanced Thomson scattering measurements of electron density and temperature in a hollow cathode discharge. *Optics Letters*, **43**:5343–5346, 2018.
- [92] X. Pan, P.F. Barker, A. Meschanov, J.H. Grinstead, M.N. Schneider, R.B. Miles. Temperature measurements by coherent Rayleigh scattering. *Optics Letters*, **27**:161–163, 2002.
- [93] A.S. Meijer, A.S. de Wijn, M.F.E. Peters, N.J. Dam, W. van de Water. Coherent Rayleigh-Brillouin scattering measurements of bulk viscosity of polar and nonpolar gases, and kinetic theory. *The Journal of Chemical Physics*, **133**:164315, 2010.
- [94] A.J. Effenberger, Jr., J.R. Scott. Practical high-resolution detection method for laser-induced breakdown spectroscopy. *Applied Optics*, **51**no.7:165–170, 2012.
- [95] F. Sobczuk. *Spektroskopia wysokiej zdolności rozdzielczej z użyciem spektrometru i interferometru Fabry’ego-Pérot’a w zastosowaniu do impulsowych źródeł światła*. Uniwersytet Jagielloński w Krakowie, praca magisterska, dostęp: <https://zf.if.uj.edu.pl/pl/node/619>, 2018.
- [96] Y. Zhao, S.G. Adie, H. Tu, Y. Liu, B.W. Graf, E.J. Chaney, M. Marjanovic, S.A. Boppert. Opti-

- cal parametrically gated microscopy in scattering media. *Optics Express*, **22**no.19:22547–22560, 2014.
- [97] S. Du, D. Zhang, Y. Shi, S. Wang, Q. Li, B. Feng, J-Y. Zhang. Detection of scattered light pulses at femto-Joule level by using a picosecond BBO optical parametric amplifier. *Optics Communications*, **281**:2638–2643, 2008.
- [98] S. Du, D. Zhang, Y. Shi, Q. Li, B. Feng, X. Han, Y. Weng, J-Y. Zhang. Characterization of ultraweak fluorescence using picosecond non-collinear optical parametric amplifier. *Optics Communications*, **282**:1884–1887, 2009.
- [99] S. Du, D. Zhang, Y. Shi, Q. Li, B. Feng, J-Y. Zhang. Picosecond optical parametric amplification of stimulated Raman as high peak-power source and ultra-sensitive preamplifier. *Optics Communications*, **281**:5014–5018, 2008.
- [100] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2020.
- [101] R.A. Alpher, D.R. White. Optical refractivity of high-temperature gases. i. effects resulting from dissociation of diatomic gases. *Physics of Fluids*, **2**:153–161, 1959.
- [102] F. Sobczuk, K. Dzierżęga, E. Stambulchik. Plasma Stark effect of He II Paschen- α : Resolution of the disagreement between experiment and theory. *Physical Review E*, **106**:L023202, 2022.
- [103] K. Dzierżęga, F. Sobczuk, E. Stambulchik, B. Pokrzywka. Studies of spectral line merging in a laser-induced hydrogen plasma diagnosed with two-color thomson scattering. *Physical Review E*, **103**:063207, 2021.