Politechnika Wrocławska, Wydział Elektroniki
Instytut Telekomunikacji, Teleinformatyki i Akustyki
Raport nr I28/P-006/08

Analiza zjawisk termodynamicznych w ośrodku falowodowego lasera CO_2 pobudzanego impulsowo prądem w.cz.

Dorota Wojaczek

Rozprawa doktorska

Wrocław 2008

Spis Treści

1. Wprowadzenie..... 3
2. Przegląd literatury zagadnienia..... 7
3. Efekty spektralne w laserze CO_2..... 16
   3.1. Przestrajanie lasera..... 16
   3.2. Praca impulsowa..... 21
   3.3. Optyczne sprzężenie zwrotne..... 25
   3.4. Dudnienia modów..... 28
   3.5. Generacja fali akustycznej w plazmie lasera 30
4. Elementy układu eksperymentalnego..... 33
   4.1. Laser CO_2 pobudzany poprzecznie prądem w.cz..... 33
   4.2. Akustyka mieszanki lasera CO_2..... 36
      4.2.1. Prędkość dźwięku w mieszance..... 36
   4.3. Układ do pomiaru zmian ciśnienia w plazmie..... 39
      4.3.1. Odbicie mocy sygnału akustycznego od nieciągłości przekroju falowodu..... 40
      4.3.2. Tłumienie fali akustycznej i dyspersja prędkości dźwięku..... 42
      4.3.3. Opóźnienie sygnału akustycznego..... 44
      4.3.4. Parametry mikrofonu..... 46
   4.4. Urządzenie głośnikowe..... 49
   4.5. Komora lasera..... 49
      4.5.1. Rezonanse mechaniczne komory lasera..... 49
      4.5.2. Akustyka wnętrza komory lasera..... 50
      4.5.3. Drgania zwierciadeł rezonatora optycznego..... 55
5. Oddziaływanie falą akustyczną na plazmę lasera..... 57
   5.1. Praca impulsowa..... 57
   5.2. Praca ciągła..... 61
   5.3. Mechanizmy zachodzące w plazmie w wyniku oddziaływań fali dźwiękowej.. 65
6. Fala akustyczna jako efekt zmian parametrów plazmy..... 68
   6.1. Praca impulsowa..... 68
      6.1.1. Analiza zjawiska generacji fali akustycznej..... 72

6.1.2. Wpływ geometrii komory lasera..... 73
6.1.3. Wpływ zmian mocy wiązki optycznej..... 75
6.1.4. Wpływ optycznego sprzężenia zwrotnego..... 77
6.1.5. Obliczenia teoretyczne rozkładu natężenia fali akustycznej w przekroju komory badanego lasera..... 78
6.2. Praca ciągła..... 85
7. Podsumowanie..... 94
Załącznik..... 98
Bibliografia..... 102

1. WPROWADZENIE

Historia laserów CO_2 rozpoczęła się w 1964 roku, kiedy to C. K. N. Patel uruchomił w laboratorium Bell Telephone pierwszy laser molekularny [1]. Od tego czasu laser CO_2 stał się przedmiotem badań wielu przedstawicieli świata nauki. Na przestrzeni lat poznawano mechanizmy działania tego lasera [2-14]. Poświęcono setki stron przedstawieniu różnych konstrukcji budowy laserów [15-21], rezonatorów optycznych [22-25] oraz stabilizacji częstotliwości promieniowania [26-29], poszukując jak najbardziej optymalnych rozwiązań do konkretnych celów aplikacyjnych [5]. Podobne badania prowadzone są też obecnie. Do dziś lasery CO_2 ze względu na swoje właściwości (moc, długość fali, jakość wiązki) są powszechnie z powodzeniem wykorzystywane w wielu dziedzinach życia. Laser CO_2 okazał się użytecznym narzędziem w medycynie – szczególnie w chirurgii [30] i stomatologii [31]. Umożliwia wykonywanie precyzyjnych bezkrwawych cięć, a także otworów o nieregularnych krawędziach w tkankach twardych, co jest dużą zaletą w implantologii. Lasery CO_2 ze względu na możliwość promieniowania wysokoenergetycznej wiązki stosowane są do obróbki materiałów [32,33], w tym wytwarzania elementów optycznych np.: siatek światłowodowych [34-37] i mikrosoczewek [38]. Znalazły też zastosowanie w systemach lidarowych [39-41]. Ponadto stanowią często źródło promieniowania w badaniach fotoakustycznych [42,43].

Zjawisko fotoakustyczne polega na generacji fali akustycznej w wyniku oświetlania badanego ośrodka falą optyczną. Efekt ten daje szerokie możliwości nieinwazyjnych pomiarów. W tzw. spektroskopii fotoakustycznej próbka jest naświetlana wiązką optyczną modulowaną częstotliwością akustyczną (AM lub FM). Jeżeli badany materiał absorbuje promieniowanie następuje jego ogrzanie. W efekcie zmienia się współczynnik załamania, co jest bezpośrednią przyczyną powstania fali akustycznej [44-46]. Jako źródło promieniowania świetlnego wykorzystuje się zarówno urządzenia o jednej częstotliwości promieniowania, jak i urządzenia szerokopasmowe z zastosowaniem zewnętrznych filtrów (różnego rodzaju lasery, lampy Xe). Detektorami mogą być np.: mikrofony, piezowarstwy, czujniki ultradźwiękowe. Spektrometrię fotoakustyczną wykorzystuje się do pomiarów

składu gazów i cieczy [42,43,47-53], co ma duże znaczenie dla wojska (broń biologiczna), bezpieczeństwa publicznego (antyterroryzm) oraz ochrony środowiska (zanieczyszczenie powietrza). Ta metoda badawcza stała się również efektywnym narzędziem w diagnostyce medycznej. Z jej wykorzystaniem przeprowadza się badania naczyń krwionośnych [54,55], krwinek [56], skóry [57-59], elementów układu nerwowego [60] czy obecności komórek rakowych [61]. W 2007 roku naukowcy z Uniwersytetu w Twente (Holandia) zaprezentowali mamograf fotoakustyczny [62]. Jednak duża część wymienionych badań jest na razie przeprowadzana na zwierzętach lub fantomach tkanek rzeczywistych. Spektrometrię fotoakustyczną stosuje się również w badaniach żywności (choroby roślin, procesy fermentacji) [63,64]. Efekt fotoakustyczny wykorzystywany jest nie tylko w spektrometrii. Znalazł zastosowanie także w dopplerowskich badaniach prędkości [65] i przepływu [66].

Innym zjawiskiem wiążącym promieniowanie świetlne i dźwiękowe jest efekt akustooptyczny. Fala dźwiękowa rozchodząc się w ośrodku wywołuje okresowe zmiany jego gęstości i współczynnika załamania. Fala optyczna napotykając na taką „przeszkodę" w ogólnym przypadku ulega dyfrakcji. Zjawisko to wykorzystywane jest w przestrajanych filtrach akustooptycznych [67-69] stosowanych m.in. w sieciach WDM [70,71], modulatorach wiązki optycznej [72,73] używanych powszechnie w technologicznych zastosowaniach laserów oraz deflektorach wiązki optycznej [74,75], które znalazły zastosowanie nawet w takich aplikacjach jak system kompensacji drżenia rąk w chirurgii laserowej [76].

Obydwa krótko omówione wyżej zjawiska wykorzystywane są zwykle do badania próbek umieszczonych na zewnątrz komory lasera, bądź opierają się na interakcji fali akustycznej z falą optyczną poza obszarem jej generacji.

W niniejszej pracy zbadano czy fala akustyczna może być narzędziem do wykrywania i oceny parametrów substancji znajdującej się wewnątrz lasera - plazmy. Podczas pracy impulsowej lasera CO_2 zachodzą gwałtowne zmiany parametrów termodynamicznych. W wyniku tych perturbacji zmienia się długość optyczna rezonatora i laser przestraja się. Podczas pracy ciągłej podobny rezultat uzyskuje się przy mechanicznych zmianach odległości między zwierciadłami rezonatora. Zmiana długości optycznej jednakże nieodłącznie powiązana jest ze zmianą ciśnienia i temperatury plazmy lasera. Zbadano zatem czy te zmiany ciśnienia mogą być detekowane za pomocą mikrofonu oraz czy możliwe jest zjawisko odwrotne tzn. wymuszenie zmian częstotliwości

wiązki optycznej poprzez oddziaływanie falą akustyczną bezpośrednio na plazmę lasera. Powyższe problemy są tematem rozważań niniejszej dysertacji.

Tezy pracy:

- fala akustyczna powstająca we wnęce rezonansowej jest nośnikiem informacji o zjawiskach optycznych zachodzących w laserze CO_2;
- częstotliwość pracy lasera CO_2 może być zmieniana poprzez zmiany współczynnika załamania plazmy lasera za pomocą fali akustycznej wprowadzonej do wnęki rezonansowej lasera.

Cel pracy:

- sprawdzenie możliwości wykorzystania fali akustycznej do badania zjawisk optycznych zachodzących we wnęce rezonansowej lasera CO_2,
- sprawdzenie możliwości kontrolowania i sterowania częstotliwości promieniowania lasera CO_2 za pomocą fali akustycznej.

Rozdział drugi niniejszej dysertacji zawiera przegląd informacji dotyczących specyficznych dla lasera CO_2 zjawisk zachodzących w plazmie lasera. W rozdziale przedstawiono również stan wiedzy dotyczący oddziaływania fali akustycznej z falą elektromagnetyczną.

W rozdziale trzecim omówione zostały zjawiska optyczne występujące podczas pracy lasera przy pobudzeniu ciągłym i impulsowym z uwzględnieniem towarzyszącej im fali akustycznej.

W rozdziale czwartym zaprezentowano układ pomiarowy oraz wyjaśniono wpływ elementów układu na falę akustyczną rozchodzącą się w komorze lasera. Omówiono też wpływ parametrów mieszanki na falę dźwiękową.

W kolejnym rozdziale opisano oddziaływanie fali dźwiękowej na parametry wyjściowej wiązki optycznej lasera. Przedstawiono wyniki pomiarów uzyskane podczas pracy ciągłej i impulsowej lasera CO_2. Dokonano analizy wyników oraz wyjaśniono zależność stopnia oddziaływania fali akustycznej na falę optyczną od częstotliwości wprowadzonej do komory lasera fali akustycznej.

Rozdział szósty poświęcono wyjaśnieniu zjawiska generacji fali akustycznej podczas pracy lasera w trybie ciągłym i impulsowym. W kolejnej części przedstawiono wyniki pomiarów uzyskanych w obydwu wymienionych rodzajach pracy. Pokazano wpływ wnętrza wnęki

laserowej na falę akustyczną oraz obliczenia temperatury plazmy lasera podczas pracy impulsowej. Zaprezentowano również wyniki symulacji fali akustycznej tworzącej się w komorze lasera podczas generacji impulsu. Omówiono również przypadek rezonatora trójzwierciadlanego.

Rozdział siódmy zawiera wnioski i podsumowanie pracy.

W załączniku przedstawiono metodę wyznaczania współczynnika załamania plazmy lasera.

W ostatnim rozdziale przedstawiono bibliografię.

2. PRZEGLĄD LITERATURY ZAGADNIENIA

Niniejszy rozdział zawiera omówienie najważniejszych prac dotyczących falowodowych laserów CO_2 pobudzanych prądem w.cz.. Przedstawiono w nim również kluczowe prace traktujące o istocie zjawisk: fotoakustycznego i optoakustycznego oraz wydane na przestrzeni ostatnich lat publikacje dotyczące ich wykorzystania. Poniższe zestawienie ma na celu przygotowanie teoretycznego zarysu problemów omawianych w niniejszej dysertacji.

Przedmiotem badań przedstawionych w niniejszej pracy jest falowodowy laser CO_2 pobudzany prądem w.cz. W laserach CO_2 bardzo ważnym zjawiskiem jest silna konkurencja między liniami emisyjnymi molekuły CO_2. Zjawisko to zostało opisane przez Mockera w 1968 r. [3]. Przedstawiona przez niego praca zawiera omówienie zjawiska konkurencji między rotacyjnymi poziomami pasma 10,6 μm dwutlenku węgla dla fali bieżącej i stojącej, odpowiednio, w laserze CO_2 pierścieniowym i liniowym, dla jednoczęstotliwościowej i jednodomowej pracy lasera. Przy odpowiednio dobranych: rezonatorze optycznym i konfiguracji falowodu lasera, efekt ten jest odpowiedzialny za jednomodową pracę lasera. Można wtedy mówić o wysokiej czystości spektralnej wyjściowej wiązki optycznej. Taka konfiguracja cechuje stosowany w przedstawianych w niniejszej dysertacji eksperymentach laser CO_2, co umożliwia identyfikację i analizę obserwowanych zjawisk akustycznych. Przy zmianie długości optycznej rezonatora laser przestraja się generując kolejno na różnych liniach emisyjnych. Uzyskany w ten sposób przebieg zmian mocy wyjściowej lasera powtarza się ze zmianą długości rezonatora o $\lambda/2$ („połówkę” długości fali emitowanej przez laser). Charakterystyczny dla danej długości rezonatora optycznego przebieg zmian mocy wiązki optycznej lasera nosi nazwę sygnatury. Claspy i Pao napisali jedną z fundamentalnych prac dotyczących tego zagadnienia [77]. W pracy zamieszczono opis specyficznego działania lasera CO_2 – generację tylko jednej wybranej linii emisyjnej. Kiedy długość wnęki laserowej ulega zmianie, wtedy laser może generować po kolei na wielu liniach. Autorzy stwierdzają, że

znajomość „listy" linii biorących kolejno udział w generacji, czyli tzw. sygnatury lasera, może mieć istotne znaczenie w aplikacjach lasera, gdyż pozwoli na uniknięcie stosowania drogich i skomplikowanych elementów selekcjonujących. W 1971 r. zespół A. L. Waksberga przedstawił pracę zawierająca wyniki badań eksperymentalnych nad zależnością sygnatury lasera CO_2 od długości rezonatora optycznego [78]. W pracy pokazano, że profil zmian mocy wyjściowej lasera ulega zmianie wraz z modyfikacją odległości między zwierciadłami rezonatora, o każde kolejne $\lambda/2$. Dla danej długości rezonatora sygnatura utrzymuje się w trakcie przestrajania lasera o długość kilku „połówek fali". Następnie obserwowany jest wyraźnie inny obraz zmian mocy wiązki wyjściowej (zmienia się sygnatura lasera). W niniejszej dysertacji starano się nie tylko potwierdzić wyniki autorów, ale poszerzyć zakres tychże badań w kierunku badań termodynamicznych zjawisk występujących w laserze CO_2 możliwych do detekowania za pomocą elementów techniki elektroakustycznej. W 1971 r. Buholtz zaprezentował eksperyment, gdzie laser CO_2 (zwykle pracujący na jednej wybranej linii emisyjnej) pracuje w reżimie dwuliniowym, co autor nazywa dwukolorową pracą lasera [79]. Praca lasera na dwóch wyselekcjonowanych liniach emisyjnych została uzyskana przez ostrożne justowanie lasera. Badania nad sygnaturą lasera były przez Buholtza kontynuowane, co zaowocowało kolejną publikacją na temat sygnatur w 1982 r. [80]. Praca była rozwinięciem badań prezentowanych przez autora w roku 1980. Autor zaprezentował tym razem pracę lasera w sekwencji pięciu linii P i R. Przy czym linie te pojawiały się naprzemiennie i kolejno w ramach danego pasma emisyjnego (P22, R18, P20, R16, P18). Taki efekt jest trudny do uzyskania właśnie ze względu na specyfikę pracy lasera CO_2. Jak pokazały badania zawarte w niniejszej pracy, można mówić co najwyżej o bistabilnej pracy lasera, a przytoczone przez autora sekwencje linii (sygnatura) są najzwyklejszym rezultatem stosownego doboru długości rezonatora i łatwe do przewidzenia poprzez odpowiednią symulację.

Równocześnie z pracami eksperymentalnymi nad sygnaturą lasera naukowcy opracowywali zagadnienie teoretycznie. Zaledwie rok po ukazaniu się pracy Waksberga Schiffner podjął się matematycznego opisu sygnatury lasera [81]. Autor zaprezentował metodę predykcji sygnatury lasera CO_2 (przedstawienia zmian mocy wyjściowej lasera w funkcji długości rezonatora). Obliczenia oparte były na założeniu jednorodnie poszerzonych linii (kształt Lorentza) oraz uwzględniały wzmocnienie linii. W pracy założono jednakowy, paraboliczny kształt dla wszystkich linii emisyjnych. Za przeskok między liniami przyjęto miejsce przecięcia znormalizowanych krzywych wzmocnienia

linii. Pomimo przyjętych uproszczeń uzyskane wyniki zgadzały się z danymi eksperymentalnymi. Opublikowany przez Schiffnera artykuł to pierwsza praca, w której przedstawiono uproszczony opis matematyczny zależności zmian długości rezonatora i zmian mocy wyjściowej wiązki lasera, który mógł być wykorzystany do obliczeń sygnatury. Na podstawie zależności matematycznych została opracowana metoda służąca „przewidywaniu" sygnatury lasera przy danej długości rezonatora optycznego. Trzynaście lat później dwaj rosyjscy naukowcy Koval i Mironov przedstawili model teoretyczny zjawiska umożliwiający przewidywanie sygnatury lasera CO_2 dla określonej długości wnęki rezonansowej [82]. Zdaniem autorów forma sygnatury, czyli ilość wibracyjno-rotacyjnych przejść i sekwencja ich pojawiania się w sygnaturze, jest określona jedynie przez dwa cząstkowe wyniki przy dzieleniu długości rezonatora przez okres 2,8 mm oraz 20 cm. W późniejszych pracach potwierdzono, że rekonstrukcję żądanej sygnatury można otrzymać dla wielokrotności dokładnie 20,465249(9) cm długości rezonatora optycznego. Praca ta była potwierdzeniem opracowanego algorytmu poszukiwania stosownych sygnatur. Zjawisko sygnatury lasera jest jednym z zagadnień wchodzących w skład badań prezentowanych w niniejszej dysertacji. W wyniku zmian mocy wiązki wyjściowej spowodowanych przeskokami między liniami emisyjnymi lasera następują zmiany ciśnienia. Niniejsza praca obejmuje badania dotyczące detekcji przeskoków między liniami emisyjnymi lasera CO_2, a zatem również sygnatury lasera, za pomocą obserwacji zmian ciśnienia akustycznego w plazmie lasera. Przeskoki te mogą być spowodowane zmianą długości optycznej lasera, która natomiast może być wywołana zmianą odległości między zwierciadłami rezonatora optycznego. Zmiana długości optycznej rezonatora może również powstawać podczas pracy impulsowej w wyniku zmian współczynnika załamania ośrodka aktywnego lasera.

W latach 80 i 90 prowadzono szeroko zakrojone prace nad laserami falowodowymi pobudzanymi impulsowo. Przykładowo Sutter prowadził badania nad uzyskaniem maksymalnej mocy wyjściowej oraz pomiary stabilności amplitudy mocy wyjściowej wiązki optycznej w impulsowych, falowodowych laserach CO_2 pobudzanymi prądem w.cz. [5]. Lovold i Wang przedstawili konstrukcję i charakterystyki pracy impulsowego lasera falowodowego CO_2 pobudzanego prądem w.cz. przy ciśnieniu roboczym do 10 atm. [17]. Opublikowali również wyniki pomiarów mało sygnałowego wzmocnienia oraz stałej czasowej zaniku wzmocnienia. Zespół pod przewodnictwem D. R. Halla i H. J. Bakera zajmował się badaniem mechanizmów powodujących przesunięcie częstotliwości oscylacji w pobudzanym w.cz. falowodowym laserze CO_2, powstające

w wyniku zmiany mocy wyładowania pobudzającego [12]. W swojej pracy autorzy zaobserwowali przesunięcie częstotliwości w zakresie 0.5 do 1 MHz/W mocy wejściowej. Uzyskane rezultaty były potwierdzeniem zjawisk termicznego rozprężenia gazu laserowego powstałych w wyniku wzrostu temperatury na skutek absorpcji dostarczonej mocy. Autorzy zaproponowali wykorzystanie zjawiska przesunięcia częstotliwości wywołanego zmianami pobudzenia jako prostego modulatora częstotliwości wyjściowej lasera. Lapucci z zespołem również prowadził badania na falowodowych laserach CO_2 [8,9]. Badana była jakość i profil wiązki oraz stabilność w dwóch reżimach pracy: ciągłej i impulsowej dla różnych rozmiarów elektrod i rezonatorów optycznych lasera. Zbadano również zależność energii pojedynczego impulsu i średniej mocy wyjściowej od częstotliwości powtarzania impulsów oraz czasu trwania impulsu. Oprócz prac eksperymentalnych nad falowodowymi laserami gazowymi pobudzanymi impulsowo równocześnie prowadzono rozważania teoretyczne. Przykładami mogą być prace Andrewsa i Kinga [7] oraz zespołu Dutov et al. [10]. Andrews i King wykorzystali teoretyczny model plazmy do symulacji wyładowań w laserze zasilanym poprzecznie prądem w.cz.. Rozpatrzyli dwa aspekty: dobór najbardziej optymalnej częstotliwości prądu oraz rozkład energii elektronów, która ma decydujący wpływ na wydajność lasera. Dutov et al. prowadzili prace poświęcone badaniom nad falowodowym laserem CO_2 pobudzanym prądem w.cz.. Stworzono komputerową symulację lasera CO_2 pobudzanego ciągłym sygnałem w.cz.. Autorzy przeprowadzili również eksperymenty, które potwierdziły wyniki symulacyjne. Konstrukcja falowodowych laserów o strukturze otwartej (o falowodzie płaskim bez ścianek bocznych) zapewnia uzyskanie wyższych mocy wyjściowych niż konwencjonalne rury wyładowcze oraz przy odpowiednio dobranym rezonatorze optycznym, eliminację wyższych modów poprzecznych. Tego typu laser CO_2 jest przedmiotem niniejszej pracy. W reżimie impulsowym następuje gwałtowna zmiana parametrów termodynamicznych plazmy, w tym ciśnienia. W niniejszej dysertacji zamieszczono badania zmian ciśnienia powstałych podczas pracy impulsowej lasera czyli obserwowano powstałą falę akustyczną.

Pierwsze doniesienia odnośnie generacji fali dźwiękowej w wyniku oddziaływania światła na materiał pojawiły się w 1880 roku. A. G. Bell przedstawił wówczas wyniki pionierskich eksperymentów dotyczących tego zagadnienia [83]. W tubie pomiarowej umieszczono testową próbkę materiału. Tuba zakończona była gumowym kanałem, który przytykało się do ucha. Wystawiając próbkę na działanie światła można było usłyszeć generowaną falę akustyczną. Pomimo dokonania tego odkrycia pod koniec XIX wieku

pozostało ono niewykorzystane aż do połowy XX wieku, do czasu wynalezienia laserów. Wówczas praca Bella zapoczątkowała dziedzinę nauki badającą sygnały akustyczne powstałe podczas oddziaływania fali świetlnej na materiały. Tematyka ta przyczyniła się do powstania metod pomiaru różnych parametrów materiałów tworząc dziedzinę określaną mianem spektroskopii fotoakustycznej (PAS). W 1977 roku pod redakcją Y. Pao została opublikowana praca zbiorowa przedstawiająca podstawy fotoakustyki i różne rodzaje układów do spektroskopii fotoakustycznej [46]. Publikacja traktuje o absorpcji światła przez próbki i generacji w efekcie fali akustycznej (efekt fotoakustyczny). W pracy przedstawiono również przestrajane źródła światła o długości fali z zakresu ultrafioletu, światła widzialnego i podczerwieni. Omówiono również spektroskopię gazów oraz ciał stałych, ze szczególnym uwzględnieniem zastosowania tej techniki w takich dziedzinach jak: fizyka, chemia, biologia i medycyna. Spektoskopia fotoakustyczna była cały czas rozwijana. W 1983 roku opublikowano dwie przeglądowe prace z tej tematyki. Praca G. A. Westa et al. przedstawiała opis spektroskopii fotoakustycznej [44]. Omówiono w niej poszczególne elementy toru pomiarowego PAS (źródła światła, techniki modulacji, konstrukcje komórek pomiarowych, detektory – w tym detektory zmian ciśnienia - mikrofony, detektory zmian współczynnika załamania – metoda soczewkowania termicznego). Przedstawiono dyskusję wad i zalet stosowanych technik. Ponadto przytoczono wyniki pomiarów oraz zaprezentowano zastosowania. Praca J. F. McClellanda zawierała przeglądowe informacje dotyczące źródeł światła, sposobów modulacji wiązki optycznej, detektorów akustycznych oraz konfiguracji układów pomiarowych stosowanych w PAS wykorzystywanej do celów analiz chemicznych [45]. Przedstawiała również użyteczność zastosowania PAS w analizach szerokiego zakresu materiałów. Na przestrzeni ostatnich 30 lat spektroskopia fotoakustyczna znalazła zastosowanie w olbrzymiej gamie dziedzin życia. W 2001 roku D. Hofstetter w swojej pracy przedstawił pomiary dwutlenku węgla, metanolu i amoniaku przeprowadzone z wykorzystaniem spektroskopii fotoakustycznej [84]. Jako źródło światła wykorzystano jednomodowy laser kaskadowy. Do pomiaru generowanej fali akustycznej zastosowano macierz szesnastu mikrofonów. Dwa lata później A. K. Rai i J. P. Singh przedstawili dyskusję użyteczności spektroskopii fotoakustycznej (PAS) w diagnostyce chorób roślin [63]. Zaprezentowali układ pomiarowy oraz wyniki pomiarów przeprowadzone dla różnych chorób pszenicy, trzciny cukrowej, fasoli Mung, okry, ryżu. Na podstawie przytoczonych wyników stwierdzono, że metoda PAS może być z powodzeniem wykorzystana do wykrywania różnego typu chorób u roślin. W tym samym roku T. Autrey

et al. opisali wykorzystanie PAS do liczenia molekuł. Absorpcja przypadkowego promieniowania przez molekułę może spowodować wystąpienie efektu kawitacji. Przypadkowe wystąpienia kawitacji pełnią rolę źródeł akustycznych. Napromienianie próbki niejednorodnego płynu serią krótkich impulsów laserowych i rejestracja akustycznych odpowiedzi okazała się dobrym narzędziem również w tym zastosowaniu. W 2005 roku INNVOA AIRTECH INSTRUMENTS opublikowała raport przedstawiający metody pomiarowe do wykrywania zanieczyszczeń powietrza wykorzystujące jako narzędzie pomiarowe mikrofony [51]. Przedstawione rozwiązania wykorzystują efekt fotoakustyczny. Wiązka optyczna lasera CO_2 jest kierowana na jeden lub kilka filtrów optycznych jednocześnie, a następnie oświetla próbkę gazu. W wyniku absorpcji promieniowania wzrasta energia cieplna molekuły gazu, a zatem i ciśnienie. Autorzy prezentują systemy do pomiaru obecności określonych gazów w mieszance, nawet o zbliżonych pasmach absorpcyjnych, a także pomiar w czasie rzeczywistym zawartości tlenu i dwutlenku węgla podczas przepływu badanej mieszanki gazowej. W tym samym roku Choi i Kopica zaprezentowali laserowy prędkościomierz dopplerowski (LDV) [65]. Sygnał Dopplera powstały w wyniku interferencji fali wyjściowej i powracającej od poruszającego się obiektu do lasera CO_2 jest detekowany mikrofonem. Taki pomiar jest możliwy, gdyż w przeciwieństwie do typowych LDV w prezentowanej konfiguracji nie został wykorzystany układ interferometryczny. Wiązka optyczna po rozproszeniu na obiekcie wraca do rezerwuaru lasera, gdzie następuje jej zdudnienie z wiązką wyjściową. Takie zaburzenie amplitudy natężenia wewnętrznej wiązki optycznej powoduje generację fali akustycznej. Na podstawie zmierzonych częstotliwości sygnału akustycznego można wyznaczyć prędkość poruszającego się obiektu. Autorom udało się uzyskać pomiar częstotliwości sygnału dźwiękowego aż do 34 kHz. Ukazała się również samodzielna praca J. Choi'a, w której zaprezentował wykonany przez siebie układ stabilizacji lasera CO_2 wzbudzanego prądem w.cz. z wykorzystaniem efektu fotoakustycznego [86]. W wyniku zmian długości optycznej rezonatora, realizowanych w układzie przez przesunięcie wyjściowej siatki dyfrakcyjnej zamontowanej na przetworniku piezoelektrycznym, zmieniają się m.in. moc wyjściowa lasera i ciśnienie gazu. W efekcie generowany jest sygnał akustyczny odbierany mikrofonem wmontowanym w falowód lasera. Sygnał ten natomiast generuje sygnał błędu sterujący przetwornikiem piezoelektrycznym przesuwającym wyjściową siatkę dyfrakcyjną. W wyniku zastosowania tej metody autor otrzymał stabilizację częstotliwości wiązki wyjściowej na poziomie $5{,}4 \cdot 10^{-8}$ i mocy wiązki wyjściowej do 9 %. Obecnie wykorzystuje

się efekt fotoakustyczny również w celach detekcji groźnych dla zdrowia substancji. W 2007 roku K. P. Gurton et al. przedstawili wyniki badań spektroskopowych aerozoli na bazach chemicznych, w szczególności taką grupę związków chemicznych, która jest wykorzystywana jako substytut groźnych dla układu nerwowego substancji [43]. Jako źródło światła wykorzystany został laser CO_2. Sygnał akustyczny rejestrowany w wyniku absorpcji światła podczerwonego w próbce aerozolu (fotoakustyka) oraz zastosowanie fourierowskiej techniki FTIR pozwala na jednoczesne pomiary wielkości chmury gazowej, gęstości cząstek i dawki promieniowania.

W większości przypadków zjawisko fotoakustyczne wykorzystywane jest do badania próbek umieszczonych na zewnątrz komory lasera. W niniejszej pracy zastosowano podejście podobne po prezentowanego przez J. Choi'a i M. Kupicę czyli dokonano pomiaru zmian ciśnienia powstałych w plazmie w wyniku zmian natężenia wiązki optycznej. W niniejszej dysertacji przedstawiono także badania zjawiska optycznego sprzężenia zwrotnego. Podobnie jak w przytoczonych powyżej metodach pomiarowych, do pomiaru zmian ciśnienia w ośrodku gazowym zastosowano mikrofon. Przy pomiarach sygnatury lasera podobnie jak u Choi'a dokonywano zmiany długości rezonatora za pomocą przetwornika piezoelektycznego. W niniejszej pracy zbadano czy fala akustyczna może być narzędziem do detekcji i oceny parametrów substancji znajdującej się wewnątrz lasera - plazmy. Szeroka gama obecnych zastosowań zjawiska fotoakustycznego potwierdza celowość prowadzonych badań. Zapoznanie się z podstawami zjawiska oraz ich zastosowaniem dało podwaliny do sformułowania tez.

Efekt fotoakustyczny nie jest jedynym zjawiskiem łączącym fale dźwiękowe i świetlne. W 1922 roku Brillouin przewidział dyfrakcję fali świetlnej na fali dźwiękowej rozchodzącej się w ośrodku, przez który przechodzi światło [87]. Efekt ten zwany zjawiskiem akustooptycznym został eksperymentalnie uzyskany przez Debye'a i Sears'a [88]. Autorzy przedstawili wyniki eksperymentów rozpraszania światła na fali ultradźwiękowej. Badania zostały przeprowadzone w układzie pomiarowym, którego idea została zaproponowana przez Brillouina w pierwszej opublikowanej pracy dotyczącej tej tematyki. Pomiary przeprowadzono dla różnych kierunków padania fali optycznej. Jest to jedna z dwóch pierwszych prac przedstawiających obrazy rozproszenia światła na fali dźwiękowej wielkiej częstotliwości. Dopiero trzynaście lat później C. V. Raman i N. S. Nagendra Nath podjęli się opisu teoretycznego zjawiska akustooptycznego [89-91]. W swych trzech publikacjach przedstawili teoretyczny aspekt oddziaływania fali akustycznej z falą dźwiękową. W części pierwszej zaprezentowali opis teoretyczny

zjawiska akustooptycznego opracowany na podstawie rozważań transmisji fali świetlnej w ośrodku, w którym rozchodzi się fala ultradźwiękowa, z uwzględnieniem zmian fazy fali optycznej. Przedstawili teorię zbliżoną do teorii Rayleigha dotyczącej dyfrakcji fali płaskiej na powierzchni falistej przy założeniu prostokątnego przekroju komórki z falą ultradźwiękową i prostopadłego kierunku padania wiązki świetlnej na falę akustyczną. Opisana teoria była rozwinięciem rozważań Debye'a i Searsa z roku 1932. Uzyskane analitycznie wyniki znalazły potwierdzenie w eksperymentach Bära. Jest to pierwsza praca opisująca teoretycznie zjawisko akustooptyczne. Część druga była kontynuacją studiów przedstawionych w części pierwszej. Tym razem autorzy rozważyli różne kierunki padania fali optycznej na falę ultradźwiękową (nie tylko prostopadły jak w części pierwszej). Dokonali opisu zjawiska przy podejściu geometrycznym i analitycznym. Opracowaną teorię potwierdzają wyniki eksperymentalne uzyskane przez duet Debye i Sears. Ostatnia publikacja tego autorstwa z cyklu dotyczącego dyfrakcji światła na fali ultradźwiękowej uwzględnia pominięte dotychczas zmiany współczynnika załamania ośrodka w czasie. Przedstawiono analizę przeprowadzoną dla bieżącej i stojącej fali ultradźwiękowej. Pokazano, że światło rozproszone na bieżącej fali akustycznej ulega zjawisku Dopplera. Dla stojącej fali ultradźwiękowej obserwuje się charakterystyczny obraz parzystych i nieparzystych prążków. Opracowana teoria jest zgodna z eksperymentami Bära. Zjawisko akustooptyczne znalazło zastosowanie w wielu urządzeniach modulacyjnych. Przykładem może być praca P. Maáka et al. poświęcona zagadnieniom projektowania jedno- i dwuwymiarowych akustooptycznych deflektorów światła [92]. Autorzy przedstawiają rozwinięcie modelu teoretycznego, na którym opiera się dotychczas stosowana metoda projektowania. Zastosowano aproksymacje zaniedbywanych dotychczas efektów tj. dywergencji wiązki optycznej, dyfrakcji drugiego rzędu oraz aktywności optyczna. Zaprezentowane zostały także konfiguracje zapewniające maksymalną efektywność i rozdzielczość. Prezentowana metoda projektowania deflektorów akustooptycznych została zoptymalizowana i potwierdzono eksperymentalnie jej poprawność. W 2006 roku L. A. Kulakova przedstawiła zakres badań prowadzonych na przestrzeni ostatnich lat w Instytucie Fizyczno-Technicznym Ioffe wykorzystujących technikę akustooptyczną [93]. Zaprezentowała rezultaty badań własności materiałów wielowarstwowych, kryształów i szkieł oraz powstających w nich zjawisk w wyniku oddziaływania akustooptycznego. Eksperymenty przeprowadzono dla szerokiego zakresu długości fal źródeł światła, temperatur, częstotliwości ultradźwiękowych. W 2007 roku H. Kurosaki zaprezentował wykorzystanie przestrajanych filtrów akustooptycznych (AOTF) oraz ciekłokrystalicznych

(LCTF) w sondach pomiarowych [94]. Układy te charakteryzuje duża szybkość przestrajania, wysoka rozdzielczość oraz mała waga. Z tych względów mogą być stosowane w satelitach do celów obserwacji ziemi np.: jej środowiska naturalnego.

Omówione wyżej zjawisko akustooptyczne dotyczy sytuacji, w której fala dźwiękowa oddziałuje z wyjściową wiązka lasera. Fala akustyczna przechodząc przez ośrodek zmienia jego właściwości np.: współczynnik załamania. W ten sposób zmianie ulega fala świetlna transmitowana przez tak stymulowany ośrodek. W niniejszej dysertacji badano oddziaływanie fali akustycznej na wyjściową wiązkę optyczną poprzez zmianę współczynnika załamania ośrodka aktywnego lasera. Podobnego typu prace były już prowadzone na Politechnice Wrocławskiej przez prof. Godzińskiego [95]. Wówczas badano fluktuacje częstotliwości wyjściowej fali optycznej lasera He-Ne powstające w wyniku oddziaływania fali akustycznej (rozmowa, krzyk) na konstrukcję lasera. Istotną różnicę w stosunku do badań będących przedmiotem niniejszej pracy jest sposób oddziaływania falą akustyczną na laser. W przypadku badań z 1973 roku fala dźwiękowa oddziaływała na całą konstrukcję lasera – dźwięk generowany był na zewnątrz rury wyładowczej lasera. W niniejszej dysertacji zamieszczono wyniki eksperymentów, w których fala dźwiękowa generowana jest w komorze lasera. Zatem w tej sytuacji otrzymano bezpośrednie oddziaływanie fali dźwiękowej na plazmę lasera.

Na koniec niniejszego rozdziału warto wspomnieć o jeszcze jednej pracy. M. I. Abu-Taha et al. piszą o szerokim zastosowaniu laserów gazowych, w tym o takim, gdzie stosuje się głośnik w modulacji promieniowania laserowego przez bezpośrednie naklejenie zwierciadła na centrum membrany głośnika [96]. Modulacja głośnikiem okazała się równie efektywna, co modulacja mechanicznym przerywaczem wiązki. Metoda została oceniona jako wystarczająco czuła dla określenia niewielkich zmian współczynnika załamania lub zmian transmisji (przezroczystości) badanego materiału na skutek niewielkich zmian grubości próbki. Przedstawiona w cytowanej pracy metoda modulacji wiązki lasera zwierciadłem na głośniku była z powodzeniem stosowana we wstępnych eksperymentach poprzedzających opisywane w niniejszej dysertacji badania nad efektem optycznego sprzężenia zwrotnego.

3. EFEKTY SPEKTRALNE W LASERZE CO_2

Laser CO_2 ze względu na silną konkurencję między przejściami rotacyjnymi w danym momencie generuje falę optyczną o jednej częstotliwości. W wyniku zmian parametrów termodynamicznych, długości rezonatora lub zakłóceń zewnętrznych może ulec zmianie moc i częstotliwość wyjściowej wiązki lasera. Wiele publikacji poświęcono badaniom tych zmian [5,6,8,9,97]. Ze zmianą parametrów termodynamicznych plazmy (w tym ciśnienia) nieodłącznie powiązane są zmiany mocy wiązki optycznej: generowana jest fala akustyczna.

Niniejszy rozdział zawiera omówienie wybranych charakterystycznych dla lasera CO_2 efektów optycznych powstałych w wyniku: przestrajania lasera, pracy impulsowej, optycznego sprzężenia zwrotnego oraz dudnienia modów. W każdym z wymienionych przypadków zwrócono uwagę na mechanizm formowania się fali akustycznej. Na końcu rozdziału przedstawiono opis teoretyczny generacji fali akustycznej,

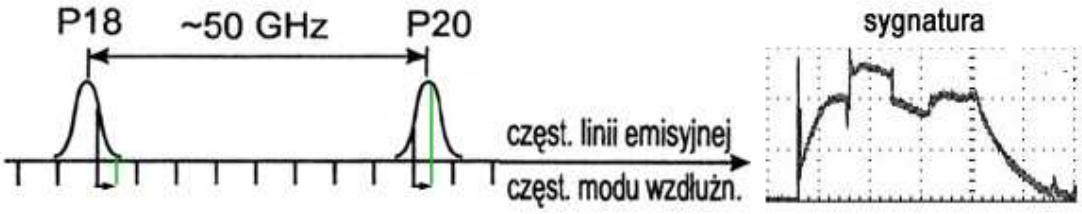
3.1. PRZESTRAJANIE LASERA

Molekuła CO_2 charakteryzuje się bogatym widmem emisyjnym. Akcja laserowa zachodzi przy przejściu molekuły między dwoma poziomami wibracyjnymi, $00^01 \rightarrow 10^00$ (emisja fali o długości λ=10,6 μm) oraz $00^01 \rightarrow 02^00$ (emisja fali o długości λ=9,6 μm), w zakresie sąsiednich poziomów rotacyjnych. (Jeżeli cząstka znajdzie się na poziomie rotacyjnym J=2, to może przejść na poziom J=1 – pasmo R lub J=3 – pasmo P). Duża liczba poziomów rotacyjnych daje możliwość wystąpienia akcji laserowej na wielu liniach emisyjnych przy przejściu cząstki między dwoma poziomami wibracyjnymi. O wyborze aktywnej linii emisyjnej (biorącej udział w akcji laserowej) decyduje długość optyczna rezonatora. Wielkość ta określa rozłożenie wzdłużnych rezonansów optycznych. Częstotliwości rezonansów wzdłużnych określa zależność:

$$\nu_q = \frac{qc}{2L}, \tag{3.1}$$

gdzie L – długość optyczna rezonatora,
q – ilość węzłów między zwierciadłami rezonatora optycznego [98].

Gdy częstotliwość modu wzdłużnego pokrywa się z częstotliwością linii emisyjnej następuje generacja. W przypadku zgodności kilku rezonansów optycznych z częstotliwościami linii emisyjnych, w akcji laserowej bierze udział linia emisyjna o najwyższym wzmocnieniu.



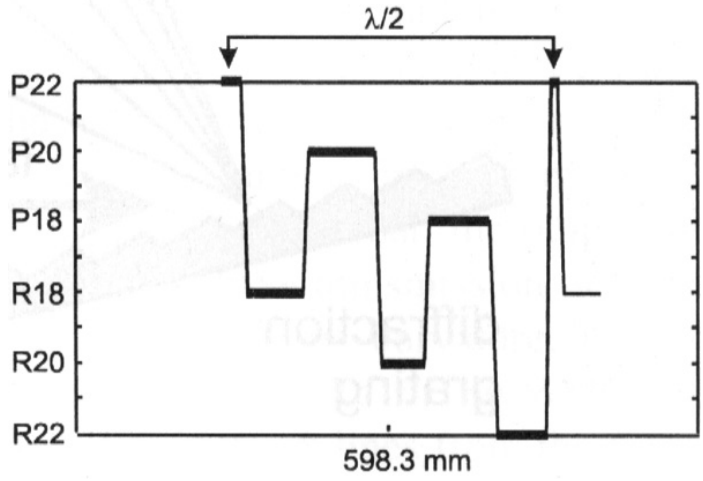
Rys. 3.1. Mechanizm powstawiania sygnatury lasera

Dzieje się tak na skutek silnej konkurencji między przejściami rotacyjnymi cząsteczki CO_2. W danym momencie laser CO_2 pracuje tylko na jednej linii emisyjnej. Zmiana długości optycznej rezonatora powoduje przesunięcie się rezonansów, zatem inne częstotliwości widma emisyjnego są w zgodności z modami rezonatora (rys. 3.1). Zmiana ta może być wywołana poprzez zmianę geometrycznej długości rezonatora, bądź w wyniku zmian współczynnika załamania plazmy lasera (wzór 3.2).

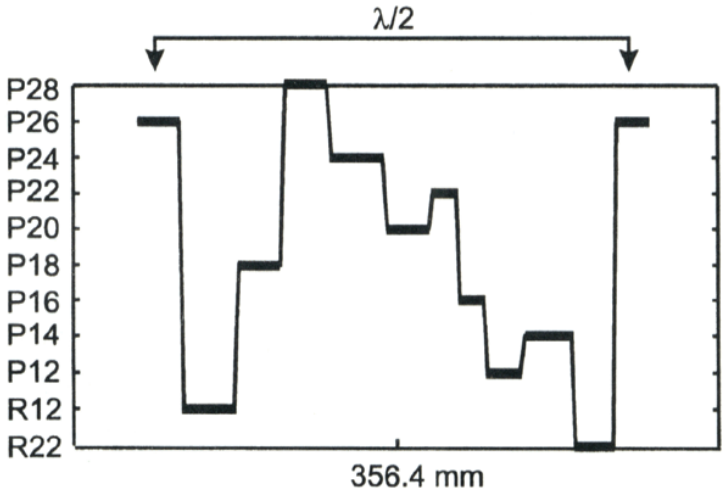
$$L = L_{geo} \cdot n \tag{3.2}$$

W efekcie obserwowany jest przeskok lasera z jednej linii emisyjnej na drugą (zmiana natężenia i częstotliwości promieniowania). Powstałe w ten sposób zmiany natężenia wiązki optycznej tworzą charakterystyczny, dla lasera o danej długości rezonatora, obraz powtarzalny ze zmianą długości o $\lambda/2$ (rys. 3.1). Zmiany mocy wyjściowej wiązki optycznej wynikające z przeskoków między liniami emisyjnymi spowodowanych delikatnym przestrajaniem długości optycznej rezonatora, uzyskane dla danej długości rezonatora to tzw. sygnatura lasera (rys. 3.1) obserwowana po raz pierwszy przez Bridgesa w roku 1966 [99]. Osiem lat później Schiffner zaproponował metodę predykcji przeskoków między liniami emisyjnymi lasera CO_2 [81]. Metoda ta uwzględniała kształt

linii emisyjnych, rozłożenie modów wzdłużnych rezonatora oraz odległość danego modu optycznego od centrum linii emisyjnej. Pomimo wielu założeń upraszczających model dotyczących m.in. poszerzenia linii, wielkości przesuwu zwierciadeł, współczynnika załamania medium czy strat, metoda Schiffnera dostarczała rezultaty zbieżne z wynikami eksperymentalnymi. Procedura ta wiele lat później została uproszczona i zoptymalizowana [100]. Na rys. 3.2 i rys. 3.3 przedstawiono przykładowe wyniki uzyskane uproszczoną metodą.

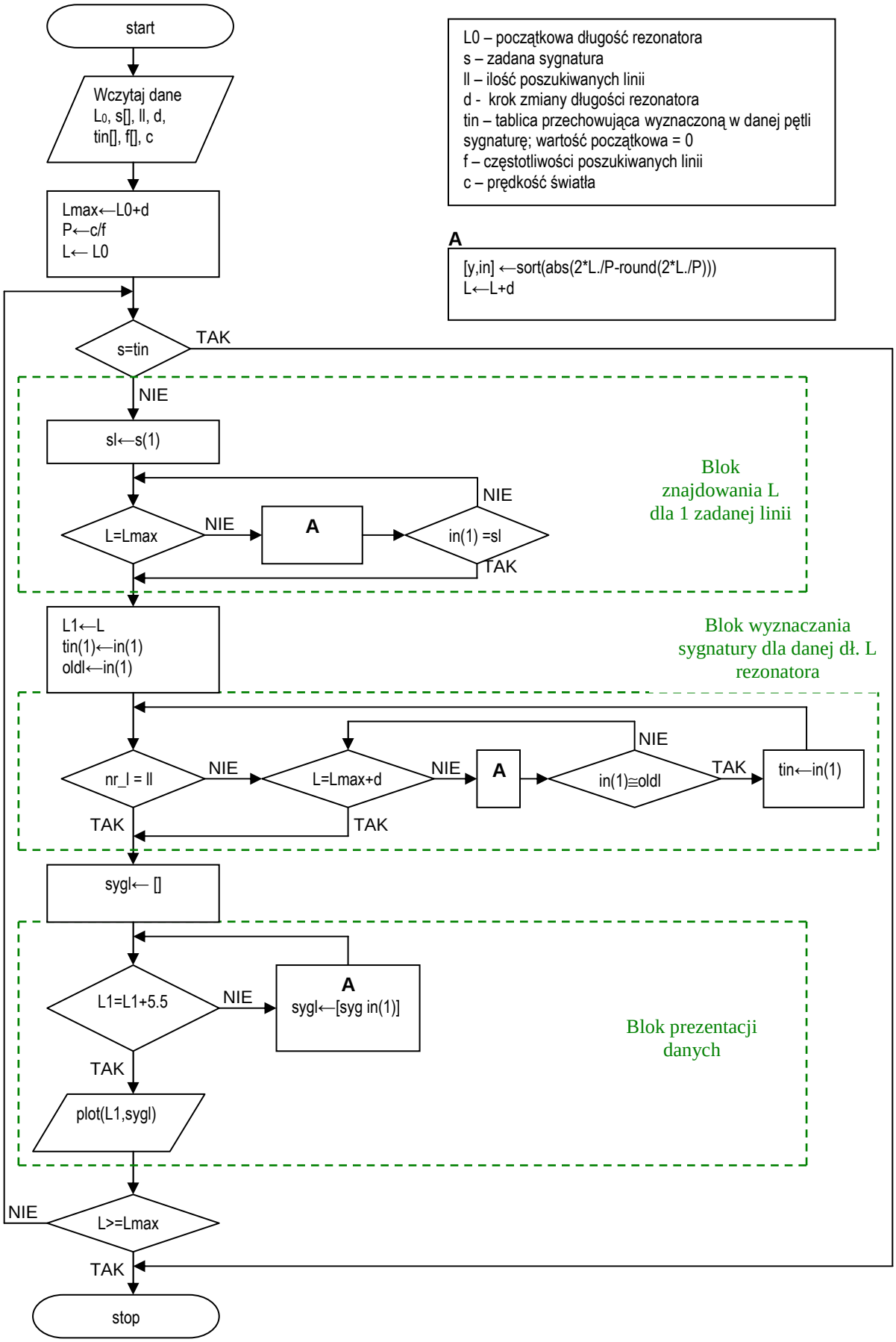


Rys. 3.2. Predykcja sygnatury dla długości rezonatora 598,3 mm. (Potwierdzenie sygnatury badanej przez Buholtza [80])



Rys. 3.3. Predykcja sygnatury dla długości rezonatora 356,4 mm. (Potwierdzenie sygnatury badanej przez Schiffnera [81])

Rys. 3.4 przedstawia schemat blokowy algorytmu procedury służącej do wykreślania zadanej przez użytkownika sygnatury lasera oraz wyznaczania długości rezonatora, dla której taka sygnatura się pojawi.



Rys. 3.4. Schemat blokowy algorytmu procedury wyznaczania zadanej sygnatury użytkownika

Po pobraniu danych wejściowych m.in. podanej przez użytkownika sygnatury (zwanej dalej zadaną), ilości linii, długości początkowej rezonatora, sprawdzany jest podstawowy warunek zgodności uzyskanej sygnatury z sygnaturą zadaną. Następnie realizowany jest blok znajdowania długości rezonatora, dla której pojawi się pierwsza z zadanych linii. W bloku A (rys. 3.4) dla każdej długości fali tworzącej zadaną sygnaturę obliczona zostaje różnica między rzeczywistym a całkowitym ilorazem dwukrotności długości rezonatora i długości fali. Wielkość ta określa odległość środka rozpatrywanej linii emisyjnej od rezonansu optycznego określonego przyjętą długością rezonatora. Ze wszystkich uzyskanych wyników (dla wszystkich linii) wybierana jest wartość minimalna – linia, której środek jest najbliższy rezonansowi optycznemu. Przy zgodności tej linii z pierwszą linią zadaną procedura przechodzi do bloku wyznaczania sygnatury dla tej długości rezonatora. Kolejne linie wchodzące w skład zadanej sygnatury są obliczane w analogiczny sposób do linii pierwszej. Koniec „poszukiwań" następuje przy osiągnięciu zadanej liczby linii lub maksymalnej długości rezonatora. Uzyskana sygnatura zostaje wyświetlona, a następnie porównana z sygnaturą zadaną. Gdy ten warunek zostanie spełniony lub długość rezonatora osiągnie wartość maksymalną, procedura zostaje przerwana.

Pomimo uwzględniania jedynie długości rezonatora optycznego i odległości rezonansów optycznych od centrów linii emisyjnych wyniki uzyskane w oparciu o procedurę są zbieżne z eksperymentalnymi [100]. Możliwe jest zatem dobranie odpowiedniej długości rezonatora, w celu wymuszenia pracy lasera na kilku określonych liniach emisyjnych w żądanej sekwencji. Przykładowo Buholtz przedstawiał „dwukolorową" (praca bistabilna lasera na dwóch liniach emisyjnych) [79] i „pięciokolorową" (praca na sekwencji pięciu linii) [80] pracę lasera, natomiast autorzy Pliński i Witkowski – WOLS (well-ordered laser signature) czyli uporządkowaną sygnaturę [100].

Przestrajaniu lasera towarzyszy tzw. „przeciąganie częstotliwości" [101,102]. Zjawisko to polega na przesunięciu częstotliwości lasera w stronę centrum linii. Gdy zmianie ulega położenie rezonansów optycznych „aktywny" rezonans dosuwany jest do centrum aktywnej linii emisyjnej. W wyniku przeciągania częstotliwości laser dążąc niejako do samostabilizacji utrzymuje pracę na danej linii emisyjnej. W momencie, gdy wskutek przestrajania lasera, rezonans optyczny znajdzie się w dużej bliskości centrum innej linii emisyjnej, niż dotychczas aktywna, następuje natychmiastowy przeskok między liniami.

Zmiana natężenia wiązki optycznej występująca w wyniku przeskoku lasera między liniami powinna pociągać za sobą „lokalną” zmianę parametrów termodynamicznych plazmy, w tym temperatury i ciśnienia. W ten sposób może zostać wywołana fala akustyczna. W takim wypadku poprzez pomiar ciśnienia można by obserwować zmiany natężenia wiązki optycznej, a więc również sygnaturę lasera, co jest celem niniejszej pracy.

3.2. PRACA IMPULSOWA

Tryb pracy impulsowej laserów zastosowano ze względu na zapotrzebowanie wyższych mocy wyjściowych wiązek optycznych. W pracy ciągłej ze wzrostem mocy wyjściowej (a zatem też doprowadzanej) pojawia się problem z chłodzeniem plazmy (chłodzenie nie kompensuje wzrostu temperatury). W wyniku następuje spadek mocy wyjściowej lasera. Praca impulsowa umożliwia uzyskiwanie wysokich mocy wiązki wyjściowej, gdyż przy pobudzeniu ośrodka wyładowczego krótkimi, wysokoenergetycznymi impulsami o odpowiednio małej częstotliwości powtarzania, straty mocy średniej podczas cyklu nie ulegają wzrostowi. (Nie obserwuje się przegrzania aktywnej mieszanki lasera). Początkowo praca impulsowa w laserze CO_2 była realizowana mechanicznie poprzez rotację zwierciadła tworzącego wraz ze zwierciadłem wyjściowym rezonator optyczny lasera. Takie rozwiązanie było możliwe ze względu na długie czasy życia poziomów wibracyjnych odpowiedzialnych za akcję laserową. Obecnie podobne techniki wykorzystuje się w systemach przełączania dobroci wnęki laserowej (Q-switching) [103]. Innym sposobem wyzwalania pracy impulsowej w przypadku układów pobudzanych prądem w.cz. jest modulacja amplitudy prądu pobudzenia. Lasery CO_2 pracujące w reżimie impulsowym są powszechnie wykorzystywane ze względu na uzyskiwane wysokie moce wyjściowe. Dużą zaletą tych laserów jest oddziaływanie na materiały bez powodowania wzrostu ich temperatury. Dostarczenie mocy do mieszanki gazowej lasera powoduje zjonizowanie ośrodka, a następnie inwersję obsadzeń. W wyniku obserwuje się akcję laserową. Powstanie impulsu wyjściowego lasera jest opóźnione w stosunku do momentu pojawienia się plazmy. Czas tego opóźnienia zależy od ciśnienia, dostarczonej mocy i składu mieszanki.

W trakcie rozwoju impulsu wyróżnia się cztery fazy:

- pik mocy – faza trwająca maks. kilkaset nanosekund; charakteryzuje się niewielkimi zmianami współczynnika załamania oraz dużymi zmianami ciśnienia,
- wybrzuszenie azotowe – faza trwająca od 1 do 2 μs; związana z transferem energii między cząsteczkami azotu i dwutlenku węgla,
- stan ustalony,
- wygaszenie – faza następująca po wyłączeniu impulsu pompującego; następuje relaksacja cząstek i spadek temperatury plazmy.

Impulsowy tryb pracy jest wysoce niestabilny w porównaniu z pracą ciągłą. Gwałtownym zmianom ulegają parametry termodynamiczne plazmy, a co za tym idzie także wyjściowa wiązka lasera. Należy tu dodać, że dla konstrukcji falowodowej lasera i poprzecznego pobudzenia prądem w.cz. w reżimie impulsowym, kształt generowanych impulsów mocy wyjściowej jest powtarzalny. Ta cecha układu umożliwiła dowodzenie tez zawartych w dysertacji. W trakcie rozwoju impulsu obserwowane są skoki natężenia wiązki związane z przestrajaniem lasera, które jest wynikiem zmiany długości optycznej rezonatora na skutek zmian współczynnika załamania. W początkowej fazie impulsu gwałtownie rośnie ciśnienie i temperatura. Później następuje rozprężenie gazu, a więc spadek ciśnienia i współczynnika załamania.

Związek współczynnika załamania z gęstością ośrodka przedstawia zależność Gladstone'a-Dale'a dla gazu doskonałego:

$$\frac{n-1}{N} = \gamma , \tag{3.3}$$

gdzie: n – współczynnik załamania ośrodka,
N – gęstość ośrodka,
γ – stała Gladstone'a-Dale'a.

Zgodnie z równaniem stanu gazu doskonałego zmiany gęstości płynu są ściśle powiązane ze zmianami ciśnienia p i temperatury T.

$$N = \frac{p}{kT} , \tag{3.4}$$

gdzie: k – stała Boltzmana.

Z porównania zależności (3.3) i (3.4) otrzymuje się bezpośrednie powiązanie współczynnika załamania z parametrami termodynamicznymi ośrodka:

$$n-1=\gamma\cdot\frac{p}{kT}\,. \tag{3.5}$$

Współczynniki załamania dla składników mieszanki gazowej lasera CO_2 (CO_2, N_2, He) wynoszą [104]:

$$\begin{aligned}(n-1)^{CO_2} &= 450\cdot10^{-6},\\ (n-1)^{N_2} &= 300\cdot10^{-6},\\ (n-1)^{He} &= \ 36\cdot10^{-6}.\end{aligned} \tag{3.6}$$

Uwzględniając skład procentowy mieszanki można wyznaczyć wypadkowy współczynnik załamania mieszanki gazowej [105]:

$$n-1=10^{-6}\cdot\left(450\,f_{CO_2}+300\,f_{N_2}+36\,f_{He}\right), \tag{3.7}$$

gdzie: f_{CO_2}, f_{N_2}, f_{He} - odpowiednio zawartość procentowa CO_2, N_2, i He w mieszance.

Po uwzględnieniu zależności (3.3) i (3.4) w formule (3.7) otrzymuje się zależność:

$$n-1=10^{-6}\cdot\left(450\,f_{CO_2}+300\,f_{N_2}+36\,f_{He}\right)\cdot\frac{p}{p_0}\cdot\frac{T_0}{T}\,. \tag{3.8}$$

Dla T_0 = 273.16 K, i p_0 = 760 Tr:

$$n-1=3.59\cdot10^{-7}\cdot\left(450\,f_{CO_2}+300\,f_{N_2}+36\,f_{He}\right)\cdot\frac{p}{T}\,. \tag{3.9}$$

W niniejszej pracy użytą w eksperymentach mieszankę gazową stanowią: dwutlenek węgla, azot i hel w proporcji, CO_2:N_2:He=1:1:3, zatem:

$$450\,f_{CO_2}+300\,f_{N_2}+36\,f_{He}=450\cdot0.2+300\cdot0.2+36\cdot0.6=176.1\,. \tag{3.10}$$

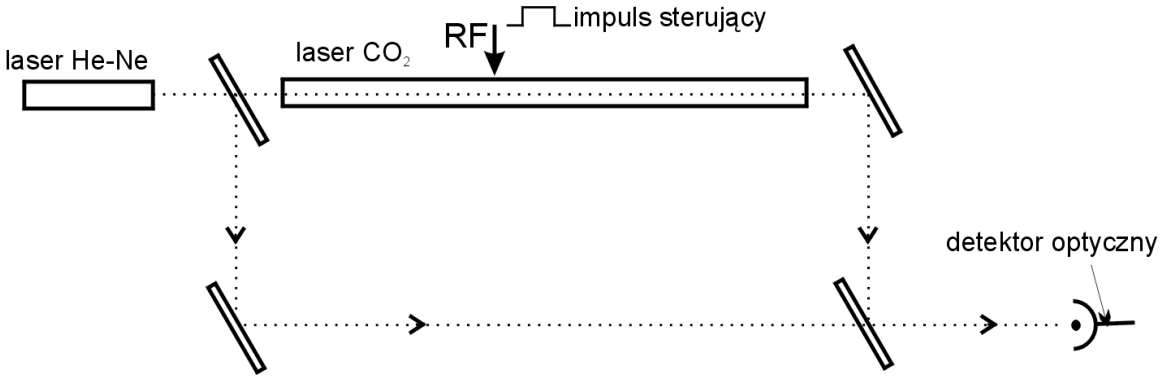
W warunkach dynamicznych ciśnienie i temperatura są wielkościami zależnymi od miejsca i czasu. Zakładając równomierne pobudzenie całego obszaru aktywnego między elektrodami lasera, powyższe wielkości można uniezależnić od położenia w przestrzeni. Ostatecznie otrzymuje się zależność wiążącą współczynnik załamania, ciśnienia oraz temperatury plazmy [106]:

$$n = 1 + 6.17 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{p}{T}, \tag{3.11}$$

gdzie p w Torr, i T w K.

Dostarczenie mocy do ośrodka aktywnego lasera wywołuje zmiany parametrów plazmy. Występujące podczas pracy impulsowej zmiany ciśnienia mogą być traktowane jako fala akustyczna (patrz rozdział 3.5). Pomiary fali dźwiękowej oraz zmian współczynnika załamania mogą posłużyć do obliczeń temperatury plazmy (wzór 3.11). Podczas rozwoju impulsu lasera można dokonać pomiaru zmian ciśnienia za pomocą mikrofonu.

Prążki interferencyjne uzyskane w układzie Macha-Zendera mogą posłużyć do wyznaczenia zmian współczynnika plazmy lasera występujących podczas rozwoju impulsu [107]. W jednym z ramion interferometru umieszczono laser CO_2 bez rezonatora optycznego (rys. 3.5). Źródłem światła w tym układzie jest laser He-Ne (630 nm).



Rys. 3.5. Układ interferometru Macha-Zendera do pomiaru zmian współczynnika załamania w reżimie impulsowym lasera CO_2

Podczas pracy impulsowej plazmy CO_2 obserwowane są prążki interferencyjne wiązki przechodzącej przez badany obiekt i wiązki odniesienia (patrz załącznik). Na podstawie uzyskanych przebiegów interferencyjnych można wyznaczyć zmiany współczynnika załamania zgodnie z zależnością:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{L} \cdot k, \tag{3.12}$$

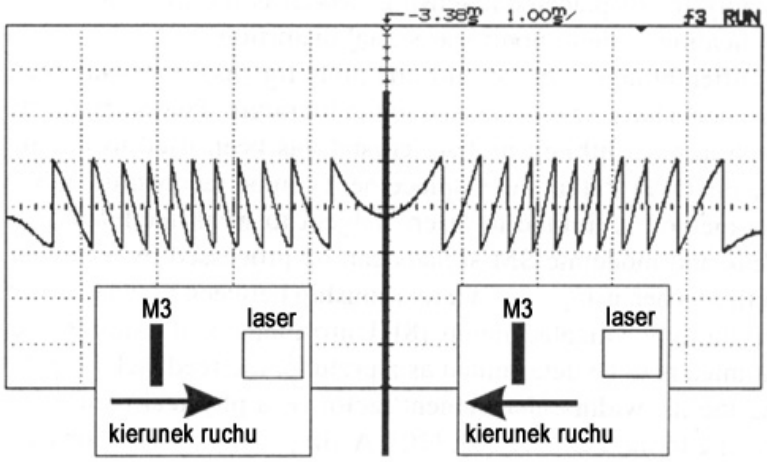
gdzie: L - długość lasera CO_2,
λ - długość fali optycznej lasera He-Ne
k - ilość prążków interferencyjnych,

Δn - zmiana współczynnika załamania.

Tak wyznaczone zmiany współczynnika załamania zostały wykorzystane do obliczeń temperatury plazmy w czasie rozwoju impulsu.

3.3. OPTYCZNE SPRZĘŻENIE ZWROTNE

Wiązka optyczna emitowana przez laser w wyniku częściowego lub całkowitego odbicia może powrócić do komory lasera. Skutkiem powstałej interferencji powracającej fali z wewnętrznym polem optycznym są perturbacje częstotliwości i mocy wiązki wyjściowej. Zmiany mocy wyjściowej lasera, podczas jego przestrajania lub ruchu zewnętrznej powierzchni odbijającej, mają charakter piłokształtny, którego nachylenie zależy od kierunku poruszającego się obiektu (rys. 3.6).



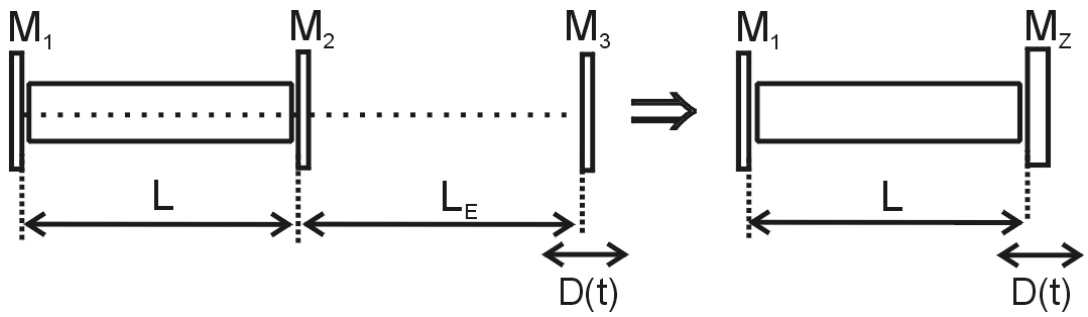
Rys. 3.6. Typowy piłokształtny przebieg mocy wiązki wyjściowej lasera przy jej odbiciu od ruchomej powierzchni. Wynik eksperymentalny. Wg Plantier at al.[108]

Powstałe w ten sposób dopplerowskie przesunięcie częstotliwości wynosi

$$\nu_D = \frac{2\upsilon \cos\theta}{\lambda}, \tag{3.13}$$

gdzie: ν_D - przesunięta dopplerowsko częstotliwość wiązki,
υ - prędkość badanego obiektu,
θ - kąt między osią optyczną rezonatora laserowego i kierunkiem prędkości poruszającego się obiektu,
λ - długość fali promieniowanej przez laser.

Efekt ten jest wykorzystywany w laserowych prędkościomierzach Dopplerowskich [65, 109]. Po raz pierwszy efekt optycznego sprzężenia zwrotnego (*self-mixing*) został opisany przez Kinga [110]. W 1968 roku Born przedstawił teoretyczny opis optycznego sprzężenia zwrotnego. Model oparty jest na strukturze trójzwierciadlanego rezonatora Fabry-Perota. Zewnętrzna powierzchnia odbijająca (zwana dalej obiektem) jest reprezentowana przez zwierciadło M_3 o współczynniku odbicia R_3.



Rys. 3.7. Model zastępczy rezonatora trójzwierciadlanego

Jeżeli obiekt odbijający światło jest w ruchu, to można go przedstawić wraz z wyjściowym zwierciadłem lasera jako zwierciadło zastępcze o zespolonym współczynniku odbicia R_z (rys.3.7), uwzględniającym współczynnik odbicia obiektu i zwierciadła zewnętrznego, a także czas propagacji fali świetlnej w zewnętrznym rezonatorze (tworzonym przez zwierciadła M_1 i M_3, rys.3.7) [108].

$$R_z(\nu) = R_2 + \left(1 - \left|R_2\right|^2\right) \cdot R_3 \cdot e^{-j2\pi\nu\tau_E}, \tag{3.14}$$

gdzie $\tau_E = 2L_E/c$ – czas propagacji światła w zewnętrznym rezonatorze

Współczynnik odbicia zwierciadła zastępczego zmienia się w zależności od położenia obiektu. W momencie wystąpienia optycznego sprzężenia zwrotnego częstotliwość fali wiązki wyjściowej lasera zaczyna fluktuować (staje się funkcją czasu) – wynika to z warunków powstania akcji laserowej [111]. Zmiany długości promieniowanej fali optycznej można wyznaczyć poprzez rozwiązanie równania fazowego [112]

$$x_0(t) = x_F(t) + C\sin[x_F(t) + arctan(\alpha)], \tag{3.15}$$

gdzie $x_F(t)$ oraz $x_0(t)$ to sygnały fazowe będące odpowiednio funkcjami częstotliwości fali lasera $\lambda_F(t)$ oraz λ_0

$$\begin{aligned} x_F(t) &= 2\pi\nu_F(t)\tau(t) \\ x_0(t) &= 2\pi\nu_0(t)\tau(t) \end{aligned}, \tag{3.16}$$

gdzie: $\tau(t)=2D(t)/c$,
$D(t)$ – przemieszczenie powierzchni odbijającej w stosunku do położenia początkowego.

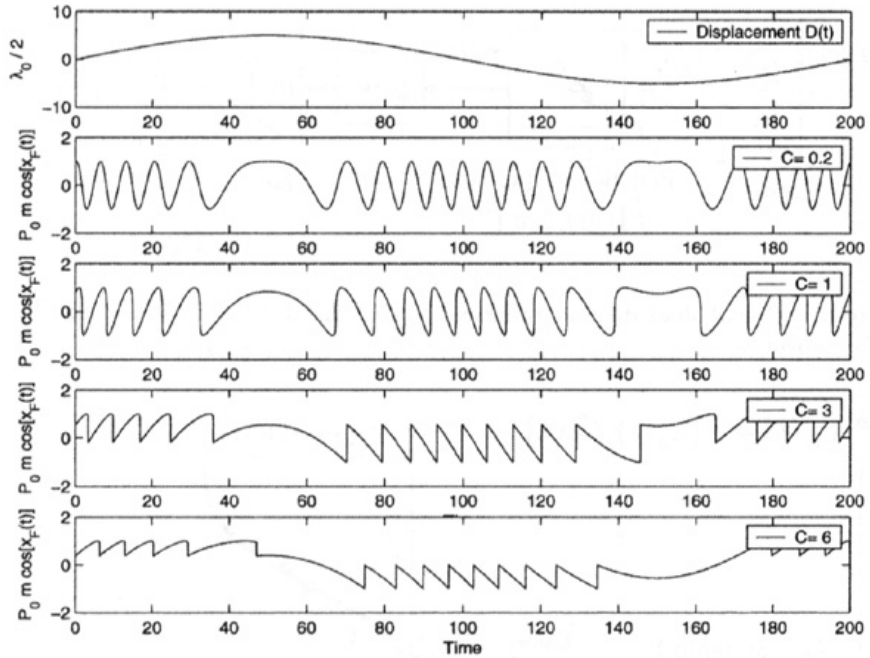
Zawarty w wyrażeniu (3.15) współczynnik sprzężenia zwrotnego C ma bardzo duży wpływ na charakter zmian mocy wyjściowej lasera. Parametr ten zależy głównie od współczynnika odbicia powierzchni zewnętrznej oraz jej odległości od lasera.

$$C = \frac{\tau_E}{\tau_L} \cdot \kappa_E \cdot \sqrt{1+\alpha^2}\ , \tag{3.17}$$

gdzie $\tau_L=(2Ln/c)$ – czas propagacji światła w wewnętrznym rezonatorze,
α – stosunek rzeczywistej do urojonej części współczynnika załamania, zwykle przyjmuje wartości z zakresu 3-7 [113],
natomiast współczynnik κ_E jest opisany wzorem:

$$\kappa_E = \frac{\left(1-|R_2|^2\right)\cdot R_3}{R_2}.$$

Współczynnik odbicia od trzeciego zwierciadła decyduje zarówno o amplitudzie jak i o kształcie zmian mocy wiązki optycznej.



Rys. 3.8. Wyniki symulacji fluktuacji mocy wyjściowej P(t) diody laserowej dla współczynnika sprzężenia C=0.2, C=1, C=3 i C=6. D(t) to przemieszczenie powierzchni

odbijającej, o charakterze sinusoidalnym i wartości międzyszczytowej $5\lambda_0$ i współczynniku wzmocnienia α=5.Wg Plantier et al. [108]

Im większa wartość współczynnika α, tym przebieg zmian staje się bliższy przebiegowi piłokształtnemu. Dla większych wartości współczynnika sprzężenia zwrotnego uzyskuje się bardziej stromy sygnał piłokształtny mocy wyjściowej. Dla wartości C<1 sygnał przyjmuje kształt sinusoidalny. Dla wartości C>>1 występują skokowe zmiany mocy lasera. Praca lasera jest mocno niestabilna (rys. 3.8 – C=6) i mówi się wówczas o tzw. chaosie [114-116]. Zwykle w pomiarowych zastosowaniach aplikacyjnych stosuje się współczynnik sprzężenia zwrotnego z zakresu 0.1 – 4.6 [117]. W celu poznania stopnia wpływu różnych parametrów układu na zachowanie się wiązki optycznej przy występowaniu optycznego sprzężenia zwrotnego opracowuje się metody symulacji zjawiska *self-mixing* [108, 118]. Metody te umożliwiają zobrazowanie perturbacji mocy wyjściowej wiązki optycznej przy występowaniu optycznego sprzężenia zwrotnego. Ze względu na skokowe zmiany mocy wyjściowej lasera do pełnego zobrazowania zjawiska, przy wartości współczynnika C>1, procedury obliczeniowe powinny wykorzystywać metody matematyczne wyznaczające więcej niż jedno rozwiązanie równania (3.15) ze względu na ν_F.

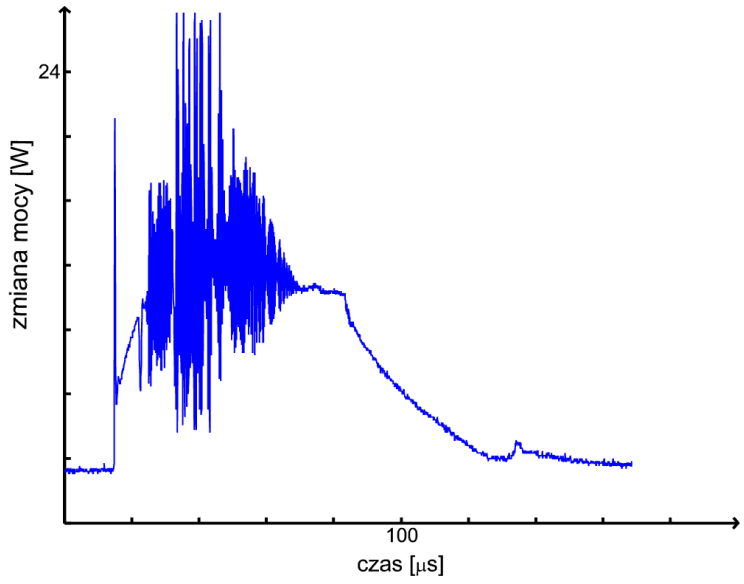
Jak przedstawiono w niniejszym rozdziale w wyniku optycznego sprzężenia zwrotnego powstają zmiany mocy wiązki optycznej. W termodynamice plazmy zmiany te objawiają się zmianami temperatury, a zatem również ciśnienia. Zatem można oczekiwać, że wystąpienie optycznego sprzężenia zwrotnego będzie generować falę akustyczną. Takie eksperymenty zostały wykonane w ramach niniejszej pracy.

3.4. DUDNIENIA MODÓW

W wielu zastosowaniach lasera CO_2 wymagana jest czystość spektralna wiązki wyjściowej oraz wysoka sprawność lasera. Rezonator optyczny jest bardzo ważnym elementem lasera, wpływającym w sposób istotny na akcję laserową i parametry emitowanej wiązki świetlnej. Wymiary rezonatora optycznego są dużo większe od długości generowanej fali elektromagnetycznej. Istnieje zatem możliwość jednoczesnego wzbudzania się wielu drgań rezonansowych na długości rezonatora

(tzw. mody podłużne). Najprostszą strukturę rezonatorową stanowi rezonator Fabry'ego-Perota. Są to umieszczone równolegle względem siebie dwa zwierciadła płaskie.

W rzeczywistym układzie wymiary zwierciadeł są dużo mniejsze od dystansu między nimi. Na krawędziach zwierciadeł powstają efekty dyfrakcyjne, a fale przemieszczające się w rezonatorze nie są falami płaskimi. Powstają tzw. mody poprzeczne w płaszczyznach prostopadłych do osi rezonatora [119]. Mody oznaczane są symbolem TEM_{mnq}, gdzie indeks q oznacza rząd drgań poosiowych (wzdłużnych), natomiast m i n to symbole modów poprzecznych (powstających w płaszczyznach prostopadłych do osi rezonatora). W celu uzyskania wysokiej sprawności lasera i dobrej jakości wiązki optycznej ważne jest zapewnienie wypełnienia całego obszaru wyładowania modem podstawowym (TEM_{00}) czyli eliminacja wszystkich modów poprzecznych wyższego rzędu. W takim przypadku laser generuje w jednym modzie poprzecznym i kilku modach wzdłużnych. Stłumienie wszystkich drgań niepożądanych prowadzi do pracy „jednoczęstotliwościowej". Taką sytuację obserwujemy w falowodowych laserach CO_2 bez ścianek bocznych z rezonatorem niestabilnym. Dobrze zjustowany rezonator zapewnia w takim przypadku pracę w modzie podstawowym, natomiast silna konkurencja między liniami emisyjnymi lasera jest odpowiedzialna za pracę tylko w jednym modzie wzdłużnym.



Rys. 3.9. Zmiany mocy wiązki wyjściowej impulsu 100 μs. Widoczne zaburzenie wiązki spowodowane jest występowaniem zdudnienia modów na danej linii emisyjnej

W przypadku rozjustowania rezonatora optycznego w badanym laserze CO_2 mogą pojawić się mody pasożytnicze - poprzeczne mody wyższego rzędu korzystające z innych fragmentów przestrzeni rezonatora, niewykorzystanych przy tworzeniu podstawowego

modu wzdłużnego. Występuje wtedy dudnienie modów we wnęce lasera obserwowane jako charakterystyczne zaburzenia mocy wiązki wyjściowej lasera (rys. 3.9). Perturbacje te wywołują zmiany temperatury i ciśnienia czyli można powiedzieć, że w wyniku dudnień międzymodowych powstaje fala akustyczna (patrz rozdział 3.5).

3.5. GENERACJA FALI AKUSTYCZNEJ W PLAZMIE LASERA

Dostarczenie energii cieplnej do pewnej objętości gazu w wyniku pobudzenia ośrodka aktywnego lasera lub poprzez zmiany mocy wiązki optycznej powoduje zmianę jego parametrów fizycznych. Do dalszych rozważań przyjmuje się następujące parametry:

- $P+p$ - całkowite ciśnienie (ciśnienie statyczne gazu + zmiana ciśnienia związana z dostarczeniem ciepła),
- $\rho+\delta$ - całkowita gęstość gazu (gęstość statyczna gazu + zmiana gęstości związana z dostarczeniem ciepła),
- $T+\tau$ - całkowita temperatura gazu (temperatura statyczna gazu + zmiana temperatura związana z dostarczeniem ciepła),
- $S+\sigma$ - całkowita entropia gazu (entropia statyczna gazu + zmiana entropii związana z dostarczeniem ciepła),

przez „statyczne” rozumie się wartość parametru w stanie równowagi ośrodka - bez dostarczenia do układu zewnętrznych energii [120].

W wyniku dostarczenia energii cieplnej do objętości gazu powstaje fala akustyczna, której równanie można wyznaczyć z równania ciągłości przepływu masy gazu:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \mathbf{u}) = \rho q(r,t)\,, \tag{3.18}$$

gdzie: ρ - gęstość gazu,
t - czas,
$\mathbf{u}$ - wektor prędkości akustycznej gazu,
q - współczynnik wzrostu objętości gazu w wyniku dostarczenia energii.

Prawa strona równania związana jest ze zwiększeniem objętości gazu w wyniku dostarczenia do gazu ciepła.

Zmiana gęstości gazu wynika ze zmiany ciśnienia i temperatury:

$$\delta = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_T p + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P \tau = \gamma \rho \kappa_S (p - \alpha\tau), \tag{3.19}$$

gdzie: δ - zmiana gęstości gazu,
κ_S - współczynnik ściśliwości adiabatycznej,
p - zmiana ciśnienia gazu (ciśnienie akustyczne),
τ - zmiana temperatury,

$\alpha = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \frac{\beta}{\kappa_T} \rightarrow \frac{P}{T}$ (dla gazu doskonałego),

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$,

c_p - ciepło właściwe gazu przy stałym ciśnieniu,
c_v - ciepło właściwe gazu przy stałej objętości.

Zmianę gęstości gazu w czasie można przedstawić następująco wykorzystując zależność (3.19):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \equiv \frac{\partial \delta}{\partial t} \cong \gamma \rho \kappa_S \frac{\partial}{\partial t}(p - \alpha\tau), \tag{3.20}$$

Podstawiając zależność (3.20) do (3.18) otrzymuje się:

$$\gamma \rho \kappa_S \frac{\partial}{\partial t}(p - \alpha\tau) + div(\rho \mathbf{u}) = \rho q(r,t) \tag{3.21}$$

Różniczka po czasie znajdująca się po lewej stronie równania (3.21) może być wyrażona następująco:

$$\frac{\partial}{\partial t}(p - \alpha\tau) \cong \frac{1}{\gamma}\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\alpha\xi}{c_p}, \tag{3.22}$$

gdzie: ξ - dostarczona energia cieplna przypadająca na jednostkę masy gazu.

Przepisując równanie (3.21) z wykorzystaniem zależności (3.22) otrzymuje się

$$\rho \kappa_S \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\gamma \rho \kappa_S \alpha \xi}{c_p} + \rho div\mathbf{u} = \rho q\,. \tag{3.23}$$

Różniczkując po czasie równanie (3.23) i zapisując je z wykorzystaniem równania Eulera (3.24) otrzymuje się (3.25):

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} gradp, \tag{3.24}$$

$$\rho\kappa_S \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + div(-gradp) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\gamma\kappa_S \alpha}{c_p} H \right), \tag{3.25}$$

gdzie: H - gęstość energii cielnej (dostarczona energia cieplna na jednostkę objętości),
$H = \rho\xi$.

Wyrażenie towarzyszące podwójnej różniczce ciśnienia po czasie jest wielkością stałą, która może być wyrażona przez prędkość dźwięku w ośrodku

$$c^2 = \frac{1}{\rho\kappa_S}. \tag{3.26}$$

Współczynniki towarzyszące energii cieplnej w równaniu (3.25) można wyrazić następująco:

$$\frac{\gamma\kappa_S \alpha}{c_p} = \frac{\gamma - 1}{T\beta c^2} \to -\frac{\gamma - 1}{c^2} \text{ (dla gazu doskonałego).} \tag{3.27}$$

Ostatecznie podstawiając zależność (3.26) i (3.27) do równania (3.25) otrzymuje się równanie wiążące zmiany ciśnienia gazu i dostarczoną energię cieplną. Jest to równanie falowe.

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \frac{\gamma - 1}{c^2}\frac{\partial H}{\partial t} \tag{3.28}$$

Dostarczenie mocy do plazmy lasera oraz zmiany mocy wiązki optycznej są źródłem fali akustycznej. W niniejszej pracy zamiennie używane będą sformułowania *fala akustyczna*, *fala dźwiękowa* oraz *dźwięk* rozumiane jako zaburzenie falowe rozchodzące się w środowisku sprężystym, związane z drganiami akustycznymi o takiej częstotliwości, że zdolne jest wytworzyć wrażenie słuchowe u człowieka [121].

4. ELEMENTY UKŁADU EKSPERYMENTALNEGO

W niniejszym rozdziale zawarto omówienie parametrów lasera CO_2, który jest przedmiotem zrealizowanych badań. Przedstawiono koncepcję układu pomiarowego oraz poddano dyskusji wpływ poszczególnych elementów układu na uzyskiwane wyniki.

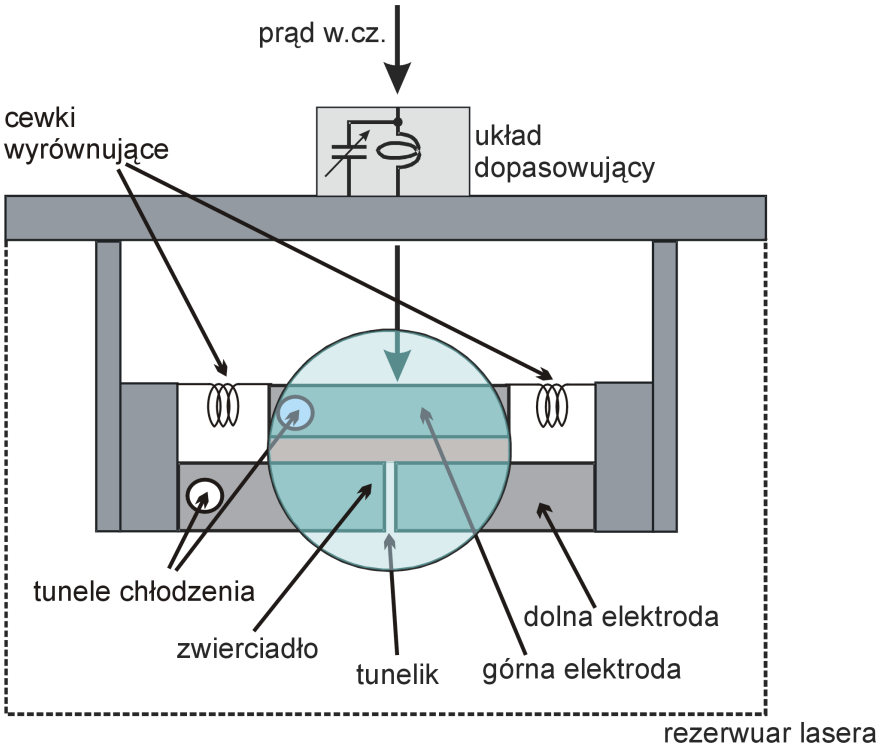
4.1. LASER CO_2 POBUDZANY POPRZECZNIE PRĄDEM W.CZ.

Obiektem badań w niniejszej pracy jest falowodowy laser CO_2 o strukturze otwartej (o falowodzie płaskim bez ścianek bocznych) (rys.4.1). Taka konstrukcja zapewnia uzyskanie wyższych mocy wyjściowych niż konwencjonalne rury wyładowcze. Falowód płaski bez ścianek bocznych tworzy strukturę falowodową między elektrodami oraz warunki wolnej przestrzeni dla propagacji fali w kierunku prostopadłym, przez co umożliwia przy odpowiednio dobranym rezonatorze optycznym, eliminację wyższych modów poprzecznych pojawiających się podczas generacji w laserach jednokanałowych (falowodowych ze ściankami bocznymi) [122]. Strukturę falowodu płaskiego badanego lasera tworzą dwie aluminiowe elektrody o wymiarach 380 x 20 mm^2 (górna) i 400 x 110 mm^2 (dolna) zamocowane w odległości 2 mm od siebie. Taka odległość międzyelektrodowa przy odpowiednio dobranym ciśnieniu i częstotliwości prądu pobudzenia (w rozpatrywanym przypadku odpowiednio 40-50 Tr i 125 MHz) gwarantuje uzyskanie optymalnej mocy wyjściowej [123]. Górna elektroda jest krótsza w celu uniknięcia krawędziowego przebicia elektrycznego do elektrody dolnej. W dolnej elektrodzie wydrążony jest otwór o średnicy 1 mm, zapewniający przejście fali akustycznej z obszaru plazmy lasera do membrany mikrofonu. Ta nieciągłość powierzchni elektrody nie powoduje zaburzenia struktury falowodowej lasera. Obydwie elektrody posiadają

na całej długości kanały chłodzenia, które realizowane jest poprzez układ przepływu wody (niezamknięty). Niewielka odległość między elektrodami zapewnia efektywne odprowadzanie ciepła z obszaru aktywnej mieszanki, gdyż cząstki w krótkim czasie mogą dotrzeć do powierzchni „zimnych" elektrod. Taka konfiguracja oraz poprzeczne pobudzenie układu pozwala na pracę lasera w reżimie odciętym – bez przepływu mieszanki gazowej w celu jej schłodzenia. Ze względu na mniejsze perturbacje parametrów mieszanki w reżimie odciętym, stabilność emitowanej wiązki lasera jest dużo większa niż w laserach przepływowych. Układ pobudzany jest prądem w.cz. (125 MHz) z generatora mocy (do 2 kW). W celu uzyskania pracy impulsowej generator może być sterowany sygnałem prostokątnym podawanym na wejście szeregowe RS. W momencie dostarczenia mocy do mieszanki lasera powstaje plazma w.cz., którą można rozważać jako obciążenie impedancyjne dla układu zasilania. W pobliżu elektrod tworzą się dodatnio naładowane jonowe powłoki przyelektrodowe. Pozostały obszar plazmy można przyjąć za elektrycznie neutralny. W przeciwieństwie do laserów jednokanałowych, w laserach falowodowych otwartych, ze względu na wielkość zajmowanego przez przyelektrodowe powłoki obszaru, ich wpływ na impedancję plazmy nie może być pominięty. Zatem impedancja plazmy reprezentowana jest pojemnością powłok przyelektrodowych oraz pojemnością i rezystancją neutralnej plazmy [124]. W celu dopasowania impedancji układu zasilającego do impedancji plazmy zastosowany jest elektryczny układ dopasowujący o regulowanej pojemności. Takie rozwiązanie umożliwia optymalny transfer energii z układu pobudzającego. W systemach pobudzanych prądem w.cz. długość fali wzbudzającej i długość elektrod są porównywalne. Jest to przyczyną nierównomierności rozkładu natężenia pola elektrycznego wzdłuż długości elektrody. Stosuje się, zatem układ cewek łączących elektrody, zapewniający równomierne rozłożenie natężenia pola elektrycznego wzdłuż elektrod. W rezultacie otrzymuje się jednakowe pobudzenie obszaru aktywnego na całej długości.

Jak nadmieniono na początku rozdziału, czystość spektralna emitowanej wiązki lasera silnie zależy od struktury rezonatora optycznego. Najprostszym typem jest rezonator płasko-płaski (rezonator Fabry-Perota). Strukturę tę tworzą dwa płaskie równoległe względem siebie zwierciadła. W takim rezonatorze wzbudzanych jest jednak wiele modów poprzecznych i trudno go zjustować dla modu podstawowego w strukturze falowodowej (patrz rozdział 3.4) [124]. W falowodach płaskich pozbawionych ścianek bocznych zwykle stosuje się rezonatory optyczne niestabilne konfokalne, gdyż rezonatory te w sposób naturalny wypełniają obszar generacji modem podstawowym. W rozpatrywanym

w niniejszej dysertacji laserze CO_2 zastosowany jest rezonator optyczny niestabilny, konfokalny z dodatniej gałęzi diagramu stabilności [125]. Rezonatory tego typu w porównaniu z rezonatorami stabilnymi i niestabilnymi ujemnymi zapewniają wysoką czystość spektralną i jednorodny rozkład promieniowania wewnątrz rezonatora. Są też wrażliwsze na zmiany odchylenia zwierciadeł (szybciej się rozjustowują) [122]. Stosowany w eksperymentach rezonator optyczny stanowią: stalowe pokryte złotem zwierciadło oraz zwierciadło transmisyjne ZnSe o promieniach krzywizn R_1 = 5800 mm (tylne, całkowicie odbijające) i R_2 = -5000 mm (wyjściowe, 8% transmisji). Zwierciadło transmisyjne zastosowano w celu kontroli rozkładu poprzecznego natężenia wiązki – kontroli modowej. Jak już wspomniano jest to niestabilny rezonator konfokalny dodatniego obszaru uniwersalnego diagramu stabilności [98]. Zastosowanie tego typu rezonatora zapewnia uzyskanie jednomodowej wzdłużnej pracy lasera CO_2.



Rys. 4.1. Schemat przekroju falowodowego płaskiego lasera CO_2 bez ścianek bocznych

Zwierciadła rezonatora znajdują się wewnątrz komory lasera. Zwierciadła zamocowane są na pręcie inwarowym o liniowym współczynniku rozszerzalności cieplnej około 10^{-6} cm/°C, co zapewnia wystarczającą do badań stabilność termiczną układu optycznego. Wykorzystywana w badaniach jako medium aktywne mieszanka gazowa to: CO_2:N_2:He w proporcji 1:1:3 o ciśnieniu roboczym z zakresu 40 – 50 Tr.

Przedstawione w niniejszym rozdziale parametry badanego falowodowego lasera CO_2 zapewniają dużą stabilność pracy. Jest to urządzenie dobrze zdefiniowane, co pozwala na udowodnienie postawionych w pracy tez. Jest to szczególnie ważne w pracy impulsowej, gdzie zastosowany układ zapewnia powtarzalność impulsów.

4.2. AKUSTYKA MIESZANKI LASERA CO_2

Ośrodek aktywny lasera CO_2 stanowi mieszanina gazów CO_2, N_2, He. W celu uzyskania inwersji obsadzeń mieszanina ta pobudzana jest prądem o częstotliwości 125 MHz i mocy z zakresu 200-600 W tworząc słabo zjonizowaną plazmę. W takim ośrodku dominująca rolę pełnią cząstki neutralne. Jednak jony i elektrony cały czas pobudzane są zewnętrznym polem elektrycznym. Dochodzi do transferu energii między cząstkami naładowanymi a neutralnymi. Większość energii jest przekazywana w wyniku zderzeń sprężystych, natomiast pozostała część to strata energii cząsteczek na ściankach komory lasera oraz jonizacja i pobudzenie cząstek neutralnych. W wyniku zmian różnic temperatur w czasie cząstek neutralnych i elektronów powstaje fala akustyczna. Fala ta jest widoczna podczas dostarczenia energii do plazmy lasera (patrz rozdział 6). Znaczącym momentem w akustyce plazmy jest również wyłączenie impulsu pobudzenia. W czasie zaniku plazmy temperatura elektronów natychmiastowo spada w porównaniu z temperaturą cząstek nienaładowanych. Natomiast gęstość elektronów zmniejsza się znacznie wolniej i ma mniejszy wpływ na generację fali akustycznej [120].

4.2.1. Prędkość dźwięku w mieszance

W badanym laserze ośrodek wyładowczy stanowi mieszanina gazów (CO_2, N_2, He). Podczas pracy lasera obszar plazmy osiąga temperaturę do ok. 600 K. W takim ośrodku prędkość dźwięku różni się znacznie od prędkości w powietrzu.
Rozchodzenie się fali dźwiękowej w ośrodku przedstawia równanie falowe

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{c_D{}^2}\frac{\partial p}{\partial t}, \tag{4.1}$$

gdzie ρ – zmiana gęstości ośrodka,
p – zmiana ciśnienia,
c_D – prędkość dźwięku,
t – czas.

Stosunek przyrostu ciśnienia do przyrostu gęstości ośrodka jest stały. Jest to prędkość rozchodzenia się fali akustycznej [126]

$$c_D = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}\,. \tag{4.2}$$

Zmiana gęstości ośrodka wywołana zaburzeniami ośrodka powodowanymi rozchodzeniem się dźwięku związana jest ze zmianą objętości

$$d\rho = -\frac{mdV}{V^2}\,, \tag{4.3}$$

gdzie: m,V – masa i objętość środowiska, w którym rozchodzi się fala akustyczna.

Zatem zależność prędkości dźwięku (4.2) po uwzględnieniu zależności (4.3) przyjmuje postać

$$c_D = \sqrt{-\left(\frac{V^2 dP}{mdV}\right)}\,, \tag{4.4}$$

gdzie: P - całkowite ciśnienie w danym punkcie (ciśnienie statyczne + przyrost ciśnienia)

Zgodnie z teorią Laplace'a przemieszczaniu fali akustycznej przez ośrodek towarzyszy przemiana adiabatyczna. Zatem z równania adiabaty otrzymuje się

$$PV^{\kappa} = const\,, \tag{4.5}$$

gdzie κ – stosunek ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu do ciepła właściwego przy stałej objętości.

Iloczyn ciśnienia i objętości jest wielkością stałą, zatem różniczka wyrażenia (4.5) musi być równa zeru.

$$V^{\kappa} dP + \kappa V^{\kappa-1} P dV = 0 \tag{4.6}$$

Po przekształceniu otrzymujemy

$$\frac{dP}{dV} = -\kappa \frac{P_0}{V}\,, \tag{4.7}$$

gdzie: P_0 – ciśnienie gazu statyczne – w sytuacji bez zaburzeń akustycznych

Po podstawieniu zależności (4.7) do wzoru (4.4) i zastosowaniu równania Clapeyrona otrzymujemy wzór na prędkość dźwięku w gazie

$$c_D = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M}}, \tag{4.8}$$

gdzie: R – stała Boltzmana,
M – masa molowa ośrodka.

Należy tutaj wspomnieć, że równanie Clapeyrona dotyczy gazów idealnych w sensie termodynamicznym. Przy powyższym założeniu prędkość dźwięku nie zależy zatem od ciśnienia gazu. W gazach rzeczywistych prędkość zależy od ciśnienia. Jednak powyższe założenie jest dobrym przybliżeniem rzeczywistości, co potwierdzają wyniki zamieszczone w tabeli 4.1.

Badany ośrodek stanowi mieszankę trzech gazów, zatem wielkości κ i M zostały wyznaczone jako wielkości średnie zgodnie z zależnością (4.9), uwzględniającą udział procentowy gazów w mieszance (CO_2 – 20%, N_2 – 20%, He – 60%).

$$\bar{x} = f_{CO2}x_{CO2} + f_{N2}x_{N2} + f_{He}x_{He} = \frac{1}{5}x_{CO2} + \frac{1}{5}x_{N2} + \frac{3}{5}x_{He}, \tag{4.9}$$

gdzie x = κ lub M zależnie od wyznaczanej wielkości.

Przyjęte do obliczeń wartości i uzyskane wyniki zamieszczono w tabeli 4.1. Dla porównania przedstawiono również dane dotyczące powietrza.

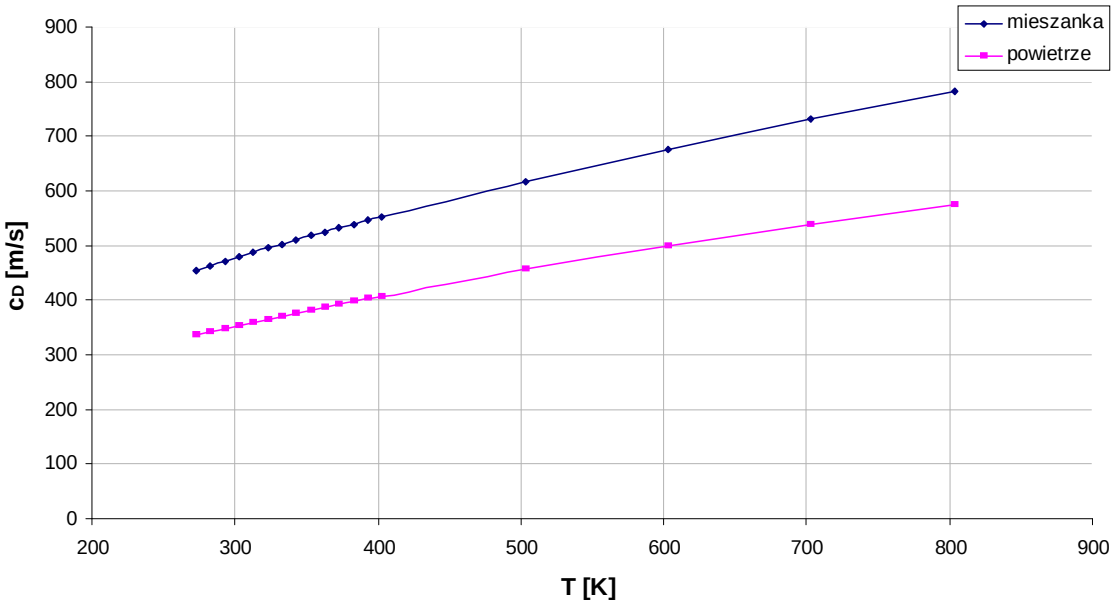
Tabela. 4.1. Wartości ośrodka przyjęte do obliczeń prędkości dźwięku

	CO_2	H_2	He	Mieszanka	Powietrze
κ	1.300	1.398	1.660	1.5356	1.4398
M [g/mol]	44.009	28.014	4.003	16.8064	1.29
R [J/(K·mol)]	8.31434				

Stosunek wielkości κ/M mieszanki jest dużo większy niż powietrza, dlatego prędkość dźwięku w mieszance szybciej rośnie wraz z temperaturą niż w powietrzu. Poza obszarem plazmy, ze względu na chłodzenie, założono temperaturę mieszanki 288 K, dla której to

wielkości obliczona średnia prędkość dźwięku wynosi 468 m/s. Ta wartość została przyjęta w dalszych obliczeniach jako prędkość dźwięku w mieszance.

W zastosowanym układzie pomiarowym fala dźwiękowa docierając do membrany mikrofonu przemieszcza się w stratnym układzie akustycznym (igelitowa rurka). Prędkość dźwięku w tym przypadku musi się różnić od prędkości wyznaczonej w obszarze komory lasera. Omówienie tej sytuacji znajduje się w podrozdziale 4.3.



Rys. 4.2. Zależność prędkości dźwięku c_D w mieszance lasera CO_2 i powietrza od temperatury T

4.3. UKŁAD DO POMIARU ZMIAN CIŚNIENIA W PLAZMIE

Przedstawiony na rys. 4.3 schemat prezentuje uproszczony układ do pomiaru zmian ciśnienia plazmy laserowej i generacji dźwięku wewnątrz komory lasera. Do pomiarów zmian ciśnienia powstałych w ośrodku lasera wykorzystano mikrofon, który został umieszczony wewnątrz rezerwuaru lasera. W zastosowaniach fotoakustycznych mikrofon (zwykle elektretowy) często montowany jest w ściance komórki pomiarowej, bądź wtapiany w szklaną rurę wyładowczą lasera. W badanym przypadku takie rozwiązanie nie jest możliwe z kilku względów:

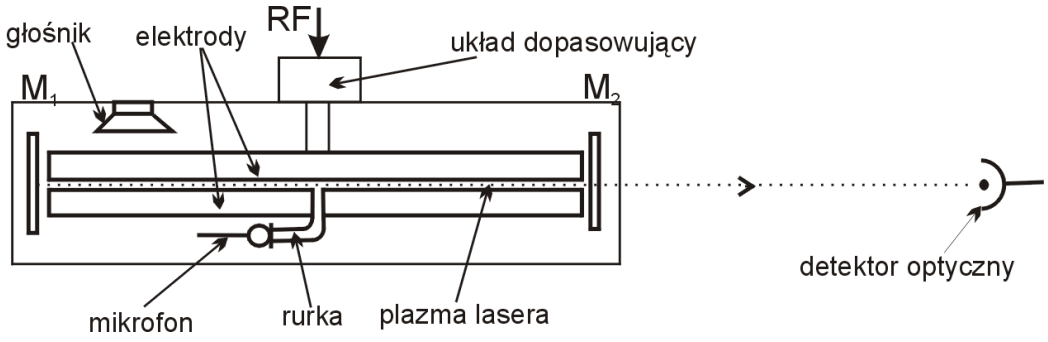
- po pierwsze, został zastosowany mikrofon pojemnościowy, który posiada w obudowie otwór wyrównywania ciśnienia. Otwór ten powinien znajdować się w tym samym ośrodku i ciśnieniu co membrana mikrofonu;

- po drugie, układ elektrod lasera nie umożliwia umieszczenia mikrofonu pojemnościowego (charakteryzują go większe rozmiary niż mikrofon elektretowy) bezpośrednio przy obszarze plazmy;
- nie ma także możliwości wtopienia mikrofonu bezpośrednio w elektrodę ze względów elektrycznych i technologicznych.

Z wyżej wymienionych przyczyn mikrofon został połączony z obszarem plazmy za pomocą elastycznej, igelitowej rurki o średnicy przekroju 2 mm i długości 15 cm. Od strony mikrofonu rurka włożona jest w tuleję łączącą ją bezpośrednio z membraną, natomiast doprowadzenie falowodu do plazmy odbywa się poprzez wydrążony w dolnej elektrodzie otwór o średnicy 1 mm. W sumie długość całego falowodu (rurka + łącznik do elektrody) wynosi 17,5 cm. Odebrany sygnał dźwiękowy transmitowany jest na zewnątrz do miernika poziomu dźwięku, i dalej na oscyloskop. W celu eliminacji przenoszenia ewentualnych wibracji konstrukcji lasera na mikrofon, został on zapobiegawczo umieszczony na gumowej podkładce.

Zastosowanie falowodu akustycznego jakim jest rurka powoduje:

1. odbicie części mocy sygnału akustycznego na nieciągłości przekroju falowodu,
2. tłumienie fali akustycznej i dyspersję prędkości dźwięku,
3. opóźnienie obserwowanego sygnału akustycznego,
4. zmianę charakterystyki częstotliwościowej mikrofonu.

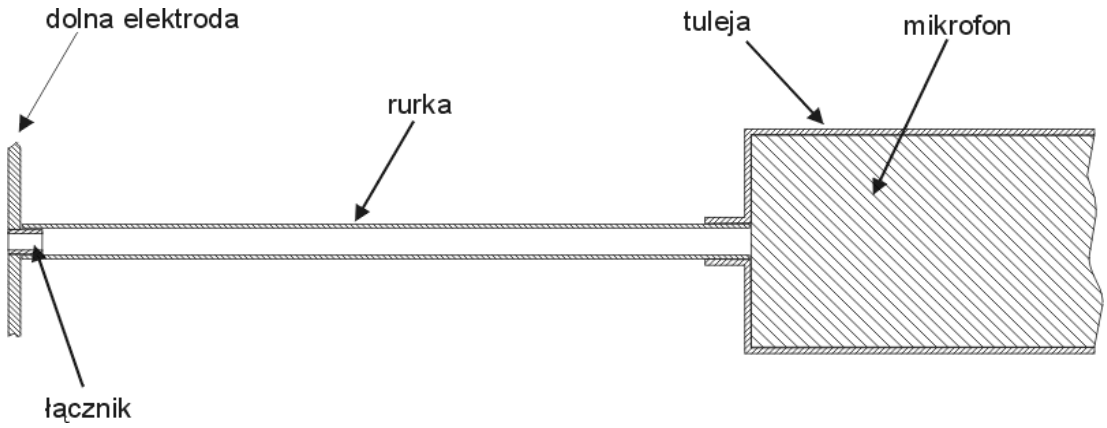


Rys. 4.3. Schemat układu pomiarowego do badań fali akustycznej w plazmie lasera

4.3.1. Odbicie mocy sygnału akustycznego od nieciągłości przekroju falowodu

Układ połączenia mikrofonu z obszarem plazmy można rozpatrywać jako falowód akustyczny z nieciągłością i zamkniętym końcem (rys. 4.4). W prezentowanym układzie

nieciągłość falowodu stanowi łącznik dopasowujący przekrój rurki igelitowej do rozmiarów otworu wydrążonego w dolnej elektrodzie.



Rys. 4.4. Schemat doprowadzenia fali akustycznej z obszaru plazmy laserowej do membrany mikrofonu

W miejscu nieciągłości (zmiana powierzchni przekroju rury) fala akustyczna ulega odbiciu. Z warunków ciągłości ciśnienia i prędkości objętościowej:

$$\begin{aligned} p_i + p_r &= p_t \\ V_i + V_r &= V_t \end{aligned}, \tag{4.10}$$

gdzie: p_i, V_i – odpowiednio amplituda ciśnienia i prędkości objętościowej fali padającej,
p_r, V_r – odpowiednio amplituda ciśnienia i prędkości objętościowej fali odbitej,
p_t, V_t – odpowiednio amplituda ciśnienia i prędkości objętościowej na impedancji Z_k,

można wyznaczyć współczynnik odbicia ciśnienia akustycznego

$$r_p = \frac{p_r}{p_i} = \frac{Z_k - Z_{af}}{Z_k + Z_{af}}, \tag{4.11}$$

gdzie: Z_k – impedancja falowa miejsca nieciągłości
Z_{af} – impedancja falowa rury.

Impedancje falowe każdego z odcinków falowodu wynoszą:

$$Z_{af} = \frac{\rho_0 c_D}{S}, \tag{4.12}$$

gdzie: S – przekrój falowodu.

W omawianym przypadku (połączenie falowodów o różnych przekrojach) impedancja Z_k ma charakter rezystancyjny i współczynnik odbicia ciśnienia akustycznego przyjmuje postać:

$$r_p = \frac{p_r}{p_i} = \frac{Z_{af2} - Z_{af1}}{Z_{af2} + Z_{af1}} = \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2}. \tag{4.13}$$

Współczynniki odbicia i transmisji mocy wynoszą

$$\rho = \left(\frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} \right)^2 \text{ [126].} \tag{4.14}$$
$$\tau = 1 - \rho$$

W Tabeli 4.2 zamieszczono wielkości parametrów akustycznych wyznaczone dla układu stosowanego w pomiarach.

Tabela. 4.2. Wartości parametrów akustycznych falowodu akustycznego wykorzystanego w pomiarach zmian ciśnienia plazmy

Z_{af1} [ray/m^2]	Z_{af2} [ray/m^2]	r_p	ρ	τ
735 408	183 852	-0,6	0,36	0,64

Zastosowanie łącznika o mniejszej średnicy przekroju powoduje utratę 36% mocy odbieranego sygnału akustycznego. Jak już wcześniej wspomniano ze względu na falowodową strukturę lasera wykonanie większego otworu w dolnej elektrodzie jest niemożliwe. Jak pokazały eksperymenty sygnał akustyczny generowany w plazmie lasera jest na tyle silny, że nawet przy wyznaczonej w niniejszym rozdziale utracie mocy sygnału jest łatwy do zaobserwowania.

4.3.2. Tłumienie fali akustycznej i dyspersja prędkości dźwięku

Rurka igelitowa zastosowana w pomiarach może być rozpatrywana ze względu na wymiary jako falowód akustyczny o stałych rozłożonych. Rzeczywiste układy są układami stratnymi, zatem można wyznaczyć tłumienie (tłumienność jednostkowa)

$$\alpha = \frac{\omega}{c_D} \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \frac{r^2}{\omega^2 \rho_0^2}} - 1}{2}}, \tag{4.11}$$

gdzie: ω – pulsacja fali akustycznej,
c_D – prędkość dźwięku w mieszance,
r – akustyczna rezystancja jednostkowa falowodu,
ρ_0 – gęstość ośrodka.

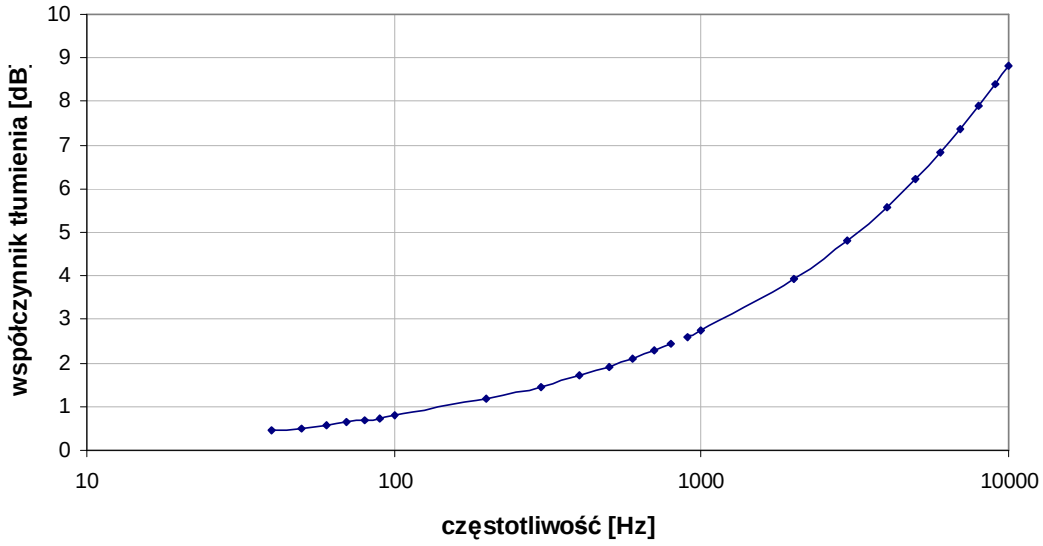
oraz dyspersję (przesuwność jednostkowa)

$$\beta = \frac{\omega}{c_D} \frac{\frac{r}{2\omega\rho_0}}{\sqrt{\frac{\sqrt{1+\frac{r^2}{\omega^2\rho_0^2}}-1}{2}}}, \tag{4.12}$$

$$r = \frac{1}{a}\sqrt{2\mu\rho_0\omega}, \tag{4.13}$$

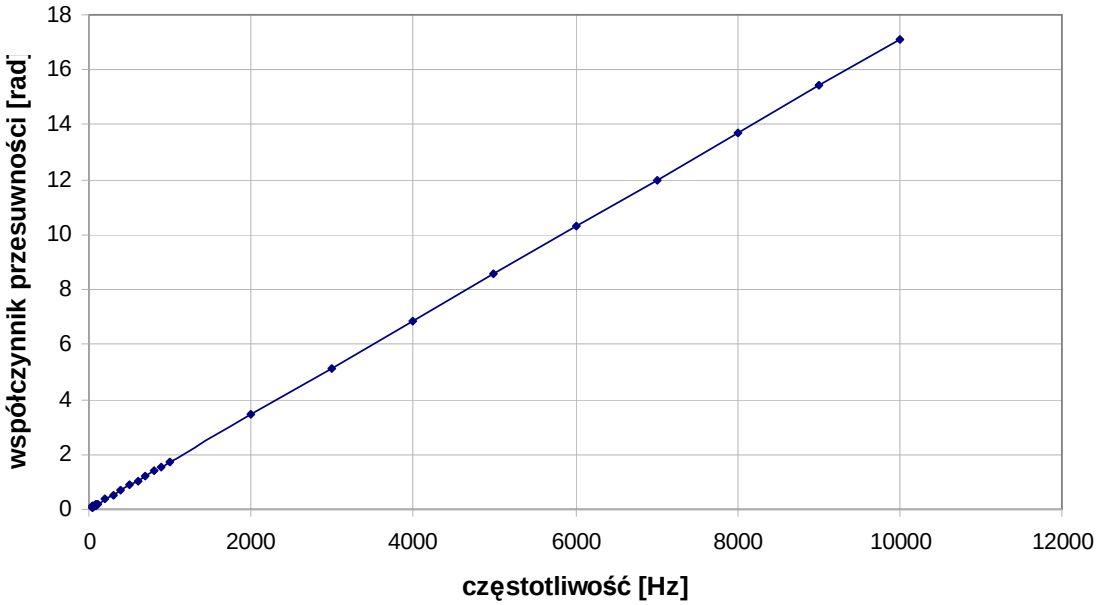
gdzie: a – średnica przekroju falowodu,
μ – dynamiczny współczynnik lepkości środowiska wypełniającego falowód [126].

Współczynnik lepkości środowiska wypełniającego falowód oraz jego gęstość wyznaczono uwzględniając udział procentowy gazów w mieszance (CO_2:N_2:He – 1:1:3) oraz w przypadku gęstości – ciśnienie robocze mieszanki (40 Tr). Na podstawie tak wyznaczonych parametrów ośrodka obliczono współczynnik tłumienia (rys. 4.5) i współczynnik przesuwności (rys. 4.7) w kanale akustycznym doprowadzającym dźwięk do odbiornika elektroakustycznego.



Rys. 4.5. Zależność współczynnika tłumienia rurki igelitowej o długości 12,5 cm od częstotliwości transmitowanej fali (dla temperatury 288 K)

Współczynnik tłumienia zastosowanego falowodu silnie zależy od częstotliwości. Najmniej tłumione są niskie tony.



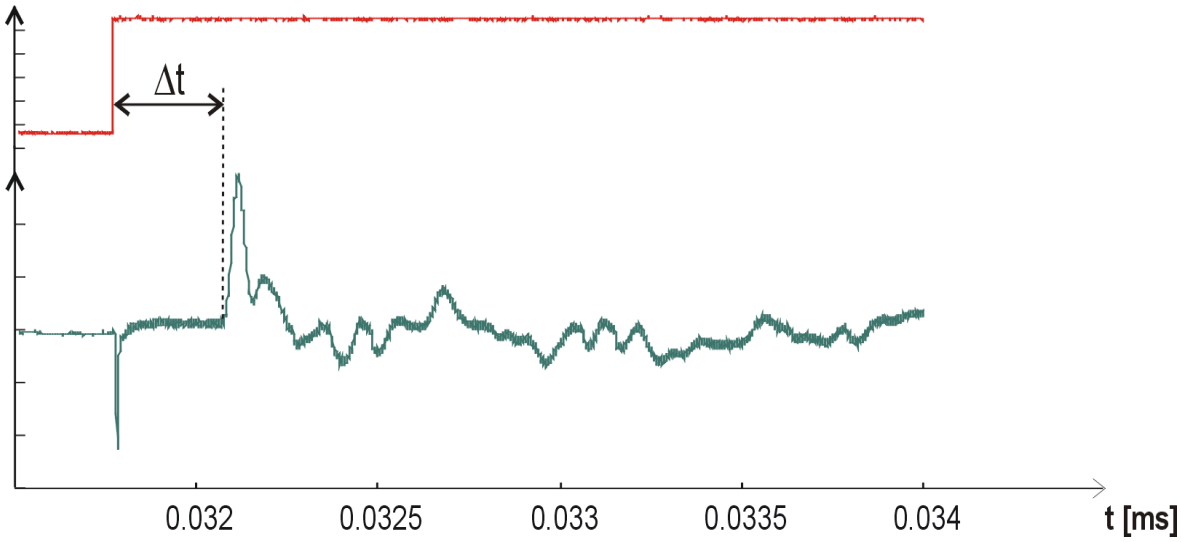
Rys. 4.6. Zależność współczynnika przesuwności rurki igelitowej o długości 12,5 cm od częstotliwości transmitowanej fali (dla temperatury 288 K)

Rurka igelitowa wypełniona mieszanką gazową ze względu na małą średnicę przekroju jest ośrodkiem tłumiącym i dyspersyjnym. Współczynnik przesuwności liniowo zmienia się ze wzrostem częstotliwości, zatem występuje dyspersja fali akustycznej (zmiana prędkości fali od częstotliwości). Fale akustyczne o częstotliwościach powyżej 5 kHz są silnie tłumione (ponad 6 dB). Zastosowanie rurki o przekroju dziesięciokrotnie większym (10 mm) pozwoliłoby na eliminację dyspersji prędkości i zmniejszenie tłumienia. Ze względu jednak na znaczne ograniczenie przestrzeni dostępnej na instalację mikrofonu (układ elektrod) oraz ograniczenie wielkości otworu w dolnej elektrodzie (aby uniknąć zaburzenia struktury falowodowej lasera) konieczne jest zastosowanie falowodu o mniejszej średnicy przekroju.

4.3.3. Opóźnienie sygnału akustycznego

Fala dźwiękowa docierając do membrany mikrofonu przemieszcza się w stratnym układzie akustycznym (rurka). Pokonuje odległość kilkunastu centymetrów między obszarem plazmy a mikrofonem, co powoduje wystąpienie przesunięcia czasowego między rejestrowanym sygnałem akustycznym a jego źródłem. Podczas pracy impulsowej lasera wyraźnie widoczne jest opóźnienie sygnału akustycznego (rys. 4.7). Wyznaczone

czasy opóźnienia na podstawie średniej prędkości dźwięku w falowodzie oraz średnie czasy zmierzone zamieszczono w tabeli 4.3. Obliczeń dokonano dla ciśnienia 40 Tr i dwóch długości falowodu l_R: 12,5 cm oraz 17,5 cm.



Rys. 4.7. Sygnał akustyczny (dolny) powstały w wyniku pobudzenia plazmy sygnałem impulsowym (góra). Pomiar przeprowadzony dla kanału akustycznego o dł. 12,5 cm.

Uzyskane z pomiarów wartości czasów opóźnienia dźwięku są większe od obliczonych. Różnice między czasami opóźnień zmierzonego i obliczonego, dla obydwu długości falowodu są jednak podobne. Rozbieżność między obliczonym i zmierzonym czasem opóźnienia sygnały akustycznego może wynikać z:

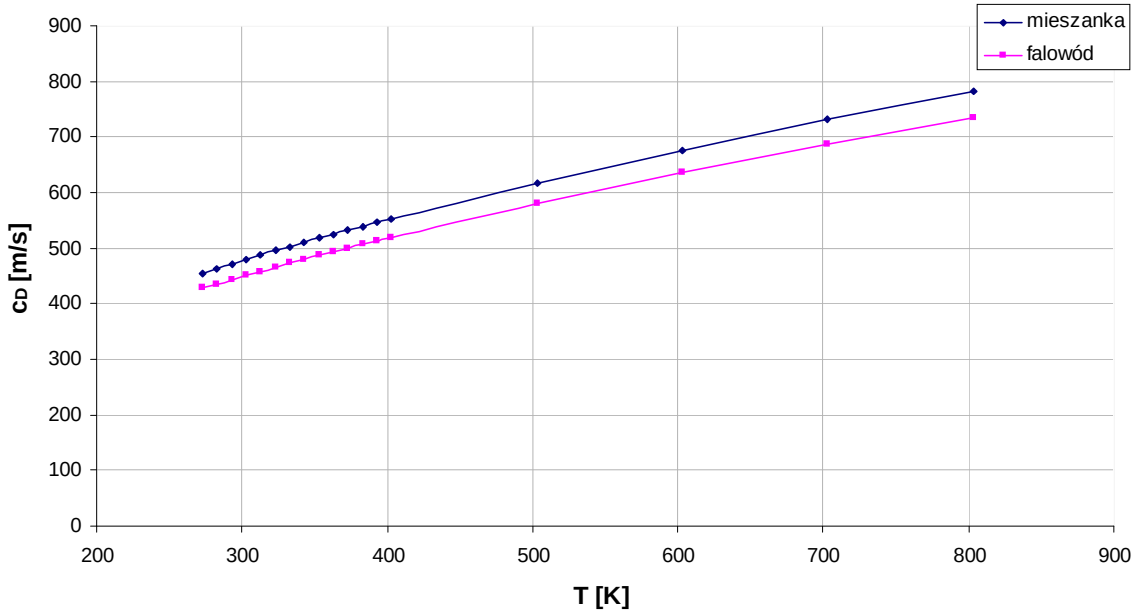
- błędu odczytu czasu opóźnienia podczas pomiarów,
- przyjętej w obliczeniach temperatury mieszanki wypełniającej kanał akustyczny,
- przyjętych do obliczeń wartości stałych.

Tabela. 4.3. Czas opóźnienia dźwięku w falowodzie akustycznym

l_R [m]	$\Delta t_{zmierzony}$[ms]	$\Delta t_{obliczony}$[ms]
0,125	0,301	0,284
0,175	0,420	0,400

Na podstawie obliczeń strat w falowodzie (rozdział 4.3.2) wyznaczono zależność średniej prędkości dźwięku w rurce igelitowej od temperatury (rys. 4.8). Przyjęto temperaturę mieszanki w rurce 288 K dla ośrodka laserowego oraz 293 K dla powietrza. Dla

porównania zamieszczono również podobną zależność prędkości dźwięku w komorze lasera. Uzyskana różnica między prędkościami dźwięku wynosi ok. 50 m/s.



Rys. 4.8. Zależność prędkości dźwięku w mieszance lasera CO_2 i powietrza od temperatury

4.3.4. Parametry mikrofonu

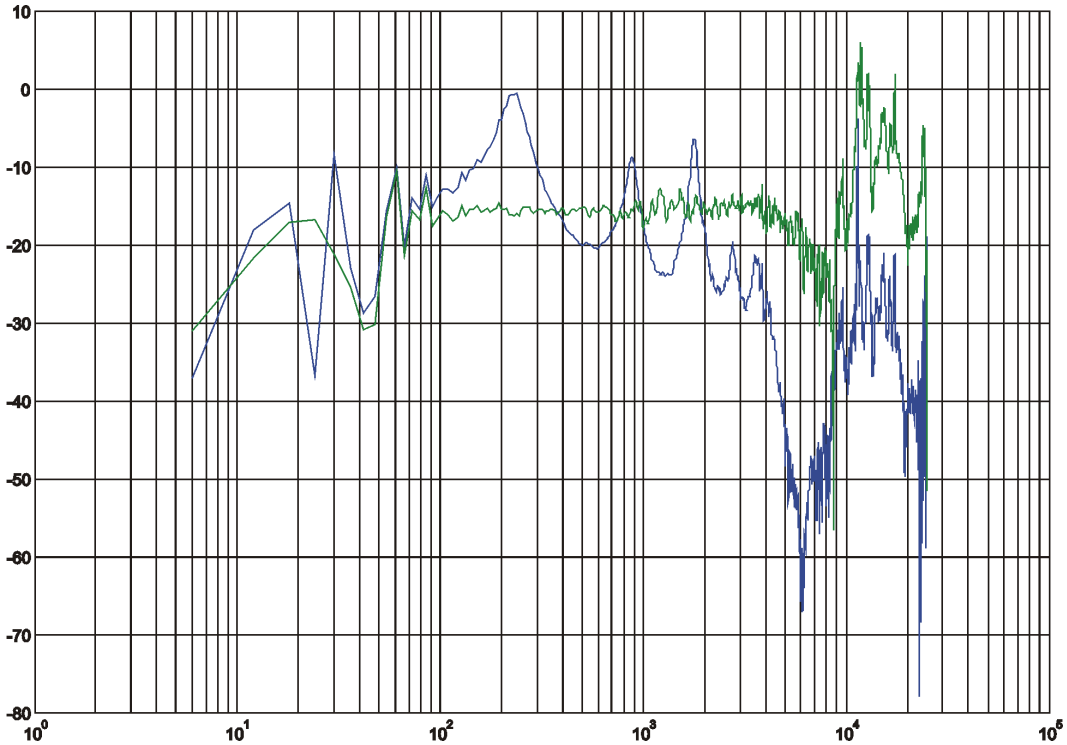
Do pomiarów zmian ciśnienia w plazmie lasera zastosowano pojemnościowy mikrofon 1/2" firmy B&K model 4155. Mikrofony pojemnościowe charakteryzują się wyrównaną charakterystyką częstotliwościową w szerokim zakresie, małymi zniekształceniami i odpornością na wibracje mechaniczne. Do obioru i pobudzenia dźwięku nie wykorzystano głowic ultradźwiękowych (umożliwiających odbiór i emisję sygnału akustycznego w zakresie sięgającym do klikuset MHz) ze względu na niedopasowanie impedancji akustycznej głowicy i środowiska gazowego. (Na skutek niedopasowania impedancji promieniowane ultradźwięki ulegają całkowitemu odbiciu od powierzchni gazu. Pomiary ultradźwiękowe stosuje się zwykle w środowiskach ciekłych bądź stałych.) Zastosowany mikrofon umożliwia pracę przy braku wstępnej polaryzacji elektrod, co eliminuje ryzyko elektrycznego uszkodzenia mikrofonu podczas pobudzania plazmy oraz przebicia przy zasilaniu sięgającym 200 V. Membrana mikrofonu wykonana jest z niklu, natomiast elektroda wewnętrzna (sztywna) z monelu (70% niklu, 30% miedzi z niewielkimi dodatkami manganu i żelaza). Materiały te zapewniają wysoką odporność na korozję i dobre własności mechaniczne elektrod. Częstotliwość rezonansowa

membrany wynika z jej masy i naprężeń. Struktura mikrofonu powoduje mniejsze tłumienie wysokich częstotliwości, więc wykonuje się kanały w elektrodzie, by dokonać wyrównania charakterystyki. Dla niskich ciśnień ze względu na inną sztywność gazu kanały nie spełniają swojego zadania. Przez sztywność gazu rozumie się wielkość charakterystyczną dla danego gazu mierzoną wartością siły potrzebnej do przesunięcia punktu materialnego w gazie o jednostkę długości [121].

Zmiany odpowiedzi impulsowej mikrofonu przy zmianie gazu (innego niż powietrze) wynika z:

- innej sztywności gazu w komorze (dla częstotliwości dźwięku poniżej rezonansu membrany),
- lepkości gazu między elektrodami (dla częstotliwości dźwięku odpowiadającej rezonansowi membrany),
- bezwładności gazu między elektrodami (dla częstotliwości dźwięku powyżej rezonansu).

Charakterystyka przenoszenia mikrofonu jest wg danych producenta wyrównana w zakresie częstotliwości 20 Hz – 20 kHz. Dokonano pomiaru charakterystyki częstotliwościowej mikrofonu w komorze bezechowej Zakładu Akustyki Politechniki Wrocławskiej za pomocą programu WinPomi.

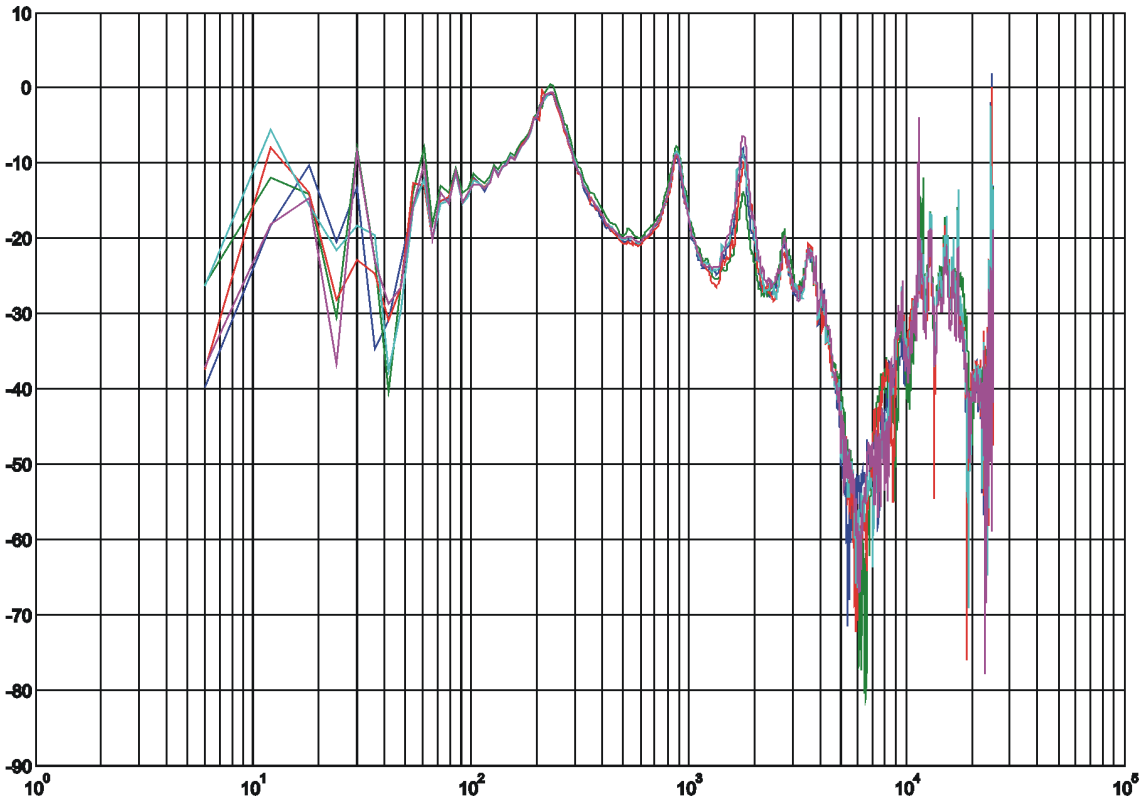


Rys. 4.9. Charakterystyka częstotliwościowa mikrofonu B&K 4155. Z falowodem (niebieski), bez falowodu (zielony)

Mikrofon pobudzano sygnałem typu *chirp*. Uzyskane wyniki dla małych częstotliwości nie mogą być uwzględniane w określaniu charakterystyki badanego mikrofonu ze względu na parametry układu pomiarowego. (Wykorzystywana w pomiarach komora bezechowa posiada wysoki poziom szumów tła dla małych częstotliwości).

Na rys. 4.9 przedstawiono charakterystykę przenoszenia mikrofonu bez falowodu (przebieg zielony) oraz z zamocowaną rurką igelitową (przebieg niebieski). Zastosowana w układzie rurka znacząco wpływa na charakterystykę przenoszenia mikrofonu. W obszarze wyrównanej charakterystyki mikrofonu pojawiają się wyraźne lokalne maksima dla częstotliwości: 231 Hz, 884 Hz, 1792 Hz, 2720 Hz oraz 3550 Hz. Dla częstotliwości 4 kHz – 7 kHz występuje silne tłumienie.

Umieszczona w rezerwuarze lasera rurka ze względu na geometrię wnętrza jest zagięta. Rys. 4.10 przedstawia charakterystyki częstotliwościowe mikrofonu dla różnych pozycji ułożenia falowodu. Ułożenie rurki zmienia charakterystykę częstotliwościową mikrofonu jedynie w zakresie niskich częstotliwości (do 40 Hz), które i tak ze względu na system pomiarowy nie są brane pod uwagę.



Rys. 4.10. Charakterystyka częstotliwościowa mikrofonu B&K 4150 przy różnych ułożeniach falowodu

Nie odnotowano znaczących zmian charakterystyki dla wyższych częstotliwości.

Charakterystyki częstotliwościowe mikrofonu pomiarowego zostały zmierzone w powietrzu w ciśnieniu atmosferycznym. Należy tutaj zwrócić uwagę, że nie mogą być wiążące, a jedynie poglądowe, dla eksperymentów przeprowadzanych w innym gazie (mieszanka CO_2, He, N_2) i w innym ciśnieniu (40 Tr), ze względu na inną pracę membrany i kanałów mikrofonu, o czym była mowa w niniejszym rozdziale.

4.4. URZĄDZENIE GŁOŚNIKOWE

W eksperymentach z pobudzeniem plazmy falą dźwiękową wykorzystano proste urządzenie głośnikowe. Głośnik o średnicy membrany 5 cm umieszczono w niedużej obudowie i przytwierdzono do pokrywy lasera. Jest to głośnik miniaturowy należący do grupy akcesoriów akustycznych wykorzystywanych w realizacjach układów elektronicznych. Średnia moc wyjściowa wynosi 0,6 W, natomiast charakterystyka częstotliwościowa to zakres 200 Hz – 5 kHz.

4.5. KOMORA LASERA

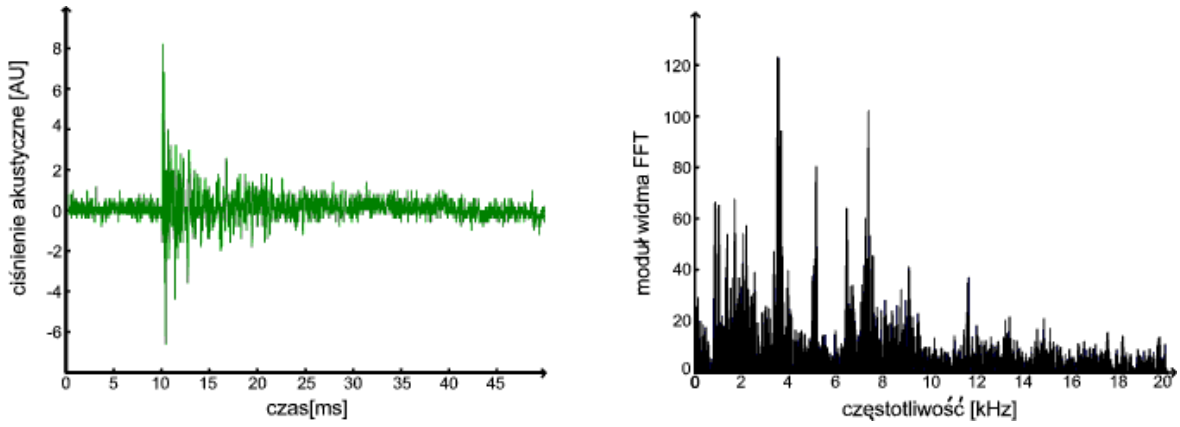
4.5.1. Rezonanse mechaniczne komory lasera

Nie sposób umieścić urządzenie głośnikowe w komorze lasera bez elementów mechanicznego mocowania. Jakikolwiek sposób mocowania może prowadzić do przenoszenia się drgań membrany głośnika na elementy mechaniczne rezerwuaru laserowego. To jest, pośrednio poprzez ścianki rezerwuaru, mocowania dystansownika inwarowego, mocowań zwierciadeł laserowych i dalej na same zwierciadła. Oznacza to, że zwierciadło laserowe może być poddane drganiom mechanicznym na skutek drgań membrany głośnika. Drgania zwierciadła oznaczają wprost zmianę długości rezonatora optycznego lasera, a to, jak wiadomo, prowadzi do przestrajania częstotliwości lasera. Wyeliminowanie tego efektu jest trudne (bo oznaczałoby wyeliminowanie mechanicznego mocowania głośnika), stąd potrzeba sprawdzenia do jakiego stopnia drgania membrany głośnika mogą wpływać na przestrajanie lasera drogą pośrednią przez drgania mechaniczne całego układu lasera.

Cel ten zrealizowano pobudzając impulsowo konstrukcję całego mechanicznego układu lasera. Odpowiedź akustyczna mierzona była mikrofonem. Na rys. 4.11 (lewy)

przedstawiono przebieg takiego sygnału oraz jego analizę częstotliwościową (rys. 4.11 prawy). Jak widać, w widmie odebranego sygnału akustycznego wyraźnie widoczne są maksima dla częstotliwości 3530 Hz, 5160 Hz, 6460 Hz, 7370 Hz, 9100 Hz oraz 11,6 kHz.

W zakresie częstotliwości $750 \div 2800$ Hz obserwowane jest lekkie wzmocnienie częstotliwości. W celu zapewnienia, by drgania mechaniczne wywołane pracą głośnika, przenoszone przez konstrukcję lasera nie brały znaczącego udziału w procesie generacji zmian długości optycznej lasera, eksperymenty powinny być przeprowadzone w zakresie częstotliwości znajdującym się poza widocznymi rezonansami lub z ich uwzględnieniem jeśli tego wymaga sytuacja.



Rys. 4.11. Zmierzony sygnał akustyczny drgań konstrukcji badanego lasera CO_2 powstały na skutek impulsowego pobudzenia (lewy) oraz jego widmo częstotliwościowe (prawy). (AU – jednostka względna)

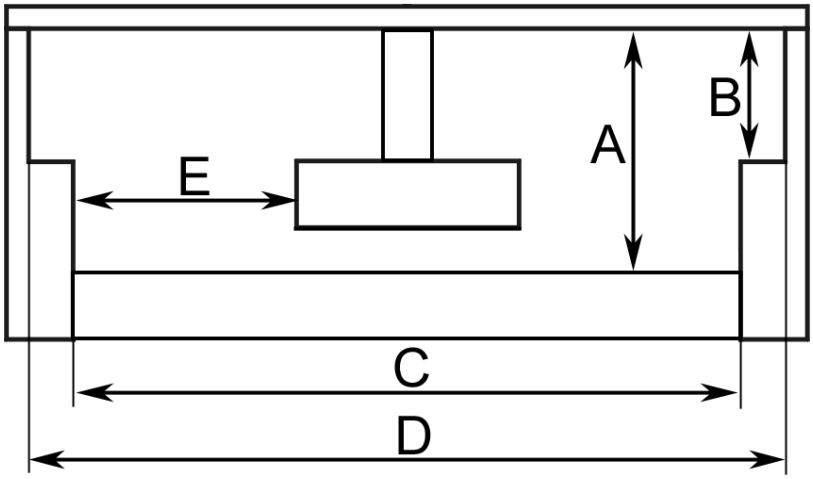
Reasumując, w projektowaniu eksperymentu należy uwzględnić rezonanse struktury mechanicznej komory lasera wraz ze wszystkimi jego elementami mechanicznymi. Pomiary widma odpowiedzi komory lasera ułatwiły identyfikację źródeł fali akustycznej możliwej do powstania w tak zaaranżowanym eksperymencie.

4.5.2. Akustyka wnętrza komory lasera

Z punktu widzenia akustyki komora badanego lasera gazowego jest „pomieszczeniem". Takie wnętrze można byłoby rozpatrywać z punktu widzenia akustyki wnętrz, gdyby nie to, że rozmiary komory lasera tworzącej to wnętrze są porównywalne z długością fali akustycznej. (Pomijając ultradźwięki, które nie były rozpatrywane w niniejszej pracy). Zwykle w konwencjonalnych wnętrzach do analizy ich akustyki stosuje się tak zwane metody geometryczne. Można tu wyróżnić metodę źródeł pozornych

(MISM) [127] oraz metodę promieniową (RTM) [128]. Stosuje się również metody hybrydowe łączące ze sobą zalety obydwu wymienionych metod [128]. Metody te oparte są na reprezentacji fal akustycznych w postaci promieni. Metoda MISM wykorzystuje analizę drogi powrotnej promienia od miejsca odbioru dźwięku do źródła, natomiast w RTM energia emitowana przez źródło dzielona jest na skończoną liczbę promieni, których przebieg w danym pomieszczeniu jest następnie poddany analizie. W typowych pomieszczeniach mamy do czynienia z takimi efektami jak nierównomierność rozłożenia dźwięku w wyniku nieodpowiedniego kształtu, bądź nachylenia powierzchni ograniczających wnętrze (np.: powierzchnie kuliste, działające jak skupiająca soczewka w optyce), „trzepotanie echa", nieodpowiednia długość czasu pogłosu, co ma duże znaczenie przy ocenie zrozumiałości mowy. W przypadku zastosowania na ścianach materiałów zbytnio pochłaniających może wystąpić zbyt krótki czas pogłosu, lub w odwrotnym przypadku zbyt długi. Specyficznym akustycznie wnętrzem jest studio nagrań, które charakteryzuje się stosunkowo niedużymi gabarytami. W takich pomieszczeniach szczególnie dla niskich częstotliwości istotną rolę zaczynają odgrywać tworzące się między ścianami rezonanse akustyczne. W celu zapewnienia równomiernego rozłożenia dźwięku oraz eliminacji ewentualnych rezonansów stosowaną powszechnie praktyką jest umieszczenie na ścianach elementów rozpraszających dźwięk oraz nierównoległe ułożenie ścian pomieszczenia. Ten właśnie sposób na uniknięcie fal stojących został zastosowany w badanym rezerwuarze laserowym. Również i to pomieszczenie, jak studio nagrań, jest proste akustycznie w sensie położenia ścianek. Tu również mogą powstać fale stojące na skutek architektury rozpatrywanego wnętrza jakim jest komora lasera. W studiu dźwiękowym dodatkowo stosuje się materiały wytłumiające w celu minimalizacji odbić dla uzyskania krótkiego czasu pogłosu. Również stosuje się różne nachylenie ścianek w celu uniknięcia rezonansów akustycznych.

Komora lasera jest obiektem, w którym fala dźwiękowa nie rozchodzi się swobodnie. Napotyka na przeszkody w postaci ścian, elektrod i innych powierzchni, w wyniku czego ulega wielokrotnym odbiciom. Powstaje w ten sposób pole rozproszone. Wymiary komory są mniejsze lub porównywalne z długościami rozpatrywanych fal akustycznych (zakres 20 Hz – 20 kHz to 23,4 m – 2,4 cm w stosowanej mieszance). Należy zatem zgodnie z teorią falową traktować badany układ jako złożony przestrzenny układ wielorezonansowy o teoretycznie nieskończonej liczbie częstotliwości drgań własnych (mody własne).



Rys. 4.12. Schemat przekroju poprzecznego wnętrza komory lasera z zaznaczonymi odległościami, dla których przeprowadzono obliczenia

Fale stojące mogą powstawać prostopadle do powierzchni tworzących komorę (mody osiowe), wzdłuż przekątnych ścian (mody styczne) lub wzdłuż przekątnych całej bryły komory (mody skośne) [121]. Częstotliwości własne komory prostopadłościennej opisuje zależność (4.10)

$$f_m(i,j,k) = \frac{c_D}{2}\sqrt{\left(\frac{i}{D}\right)^2 + \left(\frac{j}{S}\right)^2 + \left(\frac{k}{W}\right)^2}\,, \tag{4.14}$$

gdzie: i, j, k – liczby całkowite dodatnie,

D, S, W – wymiary liniowe wnętrza [m],

c_D – prędkość rozchodzenia się dźwięku w mieszance (468 m/s).

Komora lasera ze względu na dużą ilość elementów jest wnętrzem mocno skomplikowanym akustycznie. Istnieje wiele wzajemnie równoległych powierzchni, między którymi mogą formować się fale stojące. W tabeli 4.2 i 4.3 zamieszczono wyznaczone wg wzoru (4.14) osiowe mody własne rezerwuaru lasera wypełnionego odpowiednio mieszanką i powietrzem, dla kilku wybranych wymiarów przedstawionych na rys. 4.12.

We wnęce laserowej może formować się wiele fal stojących, szczególnie o wyższych częstotliwościach, które mogą być modami wyższych rzędów dłuższych wymiarów lub modami podstawowymi krótkich odległości, których w komorze lasera jest bardzo dużo. Otrzymuje się zatem bardzo złożone widmo częstotliwości własnych komory.

Tabela. 4.4. Częstotliwości drgań własnych dla kilku wymiarów komory lasera wypełnionej mieszanką

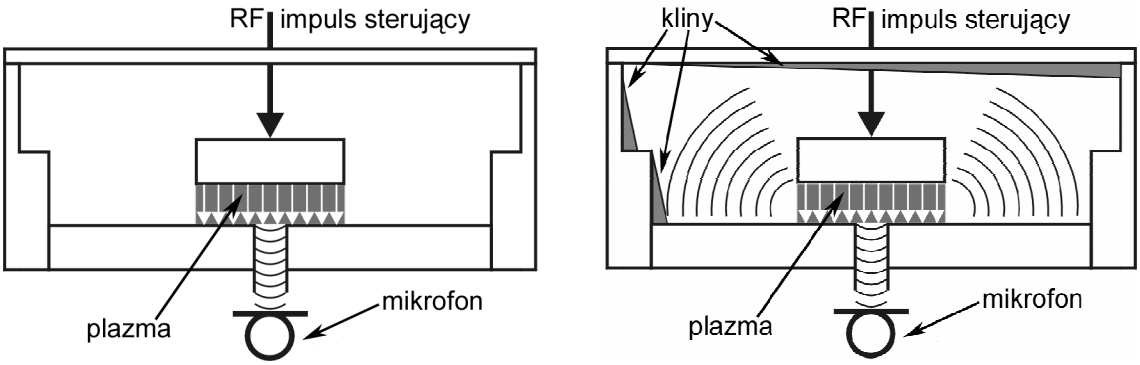
Odległość [cm]		f_{m1} [Hz]	f_{m2} [Hz]	f_{m3} [Hz]	f_{m4} [Hz]
dł. komory lasera	70	334	669	1003	1337
A	10,2	2295	4588	6882	9176
B	8,2	2854	5707	8561	11415
C	11,7	2000	4000	6000	8000
D	13,7	1708	3416	5124	6832
dł. rezonatora optycznego	41,0	571	1141	1712	2283
E	4,9	4776	9551	14327	19102

Tabela. 4.5. Częstotliwości drgań własnych dla kilku wymiarów komory lasera wypełnionej powietrzem

Odległość [cm]		f_{m1} [Hz]	f_{m2} [Hz]	f_{m3} [Hz]	f_{m4} [Hz]
dł. komory lasera	70	243	486	729	971
A	10,2	1667	3333	5000	6667
B	8,2	2073	4146	6220	8293
C	11,7	1453	2906	4359	5812
D	13,7	1241	2482	3723	4964
dł. rezonatora optycznego	41,0	415	829	1244	1659
E	4,9	3469	6939	10408	13878

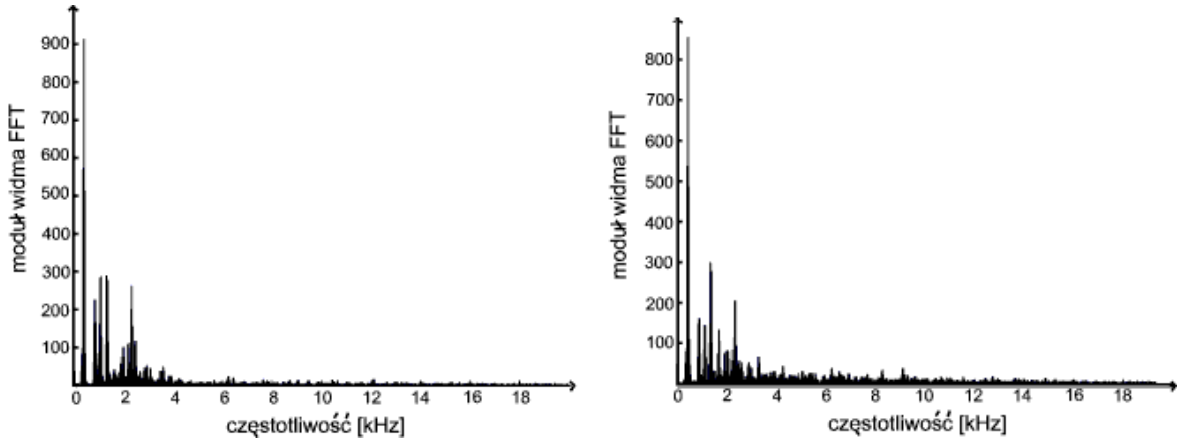
W celu eliminacji części rezonansów oraz sprawdzenia wpływu geometrii wnętrza na propagację fali akustycznej wprowadzono do komory lasera aluminiowe kliny (rys. 4.13). Zastosowanie tak prostej adaptacji uwarunkowane jest małymi możliwościami gabarytowymi i materiałowymi (ze względu na budowę i funkcję badanego lasera). W części górnej ściany bocznej rezerwuaru lasera umieszczono jeden długi klin o wymiarach 0,5 cm x 5,5 cm x 35,5 cm. W dolnej części ściany ze względu na obecność elementów układu pobudzającego (miejsca mocowania cewek wyrównujących) zastosowano 3 kliny o wymiarach 0,5 cm x 5,5 cm x 6cm – dwa kliny zewnętrzne i 0,5 cm x 5,5 cm x 24,5 cm – klin środkowy. Do pokrywy lasera został przymocowany jeden duży klin o wymiarach 1 cm x 11 cm x 50 cm. Kąt rozwarcia wszystkich klinów

wynosi jedynie 5º, gdyż geometria budowy lasera nie umożliwiała zastosowania grubszych klinów.



Rys. 4.13. Schemat przekroju poprzecznego badanego lasera falowodowego; bez klinów (lewy), z klinami (prawy)

Badania wpływu klinów na tworzenie się rezonansów we wnęce lasera przeprowadzono przy pobudzeniu wnętrza komory lasera sygnałem szumu białego o poziomie dźwięku 70 dB. Na rys. 4.14 przedstawiono uzyskane transformaty Fouriera sygnałów akustycznych otrzymanych dla wnętrza komory lasera bez adaptacji akustycznej (rys. 4.14 lewy) oraz z wprowadzonymi do wnętrza klinami (rys. 4.14 prawy). Oba widma sygnałów zawierają maksima dla częstotliwości 432 Hz, 880 Hz, 1100 Hz, 1340 Hz oraz 2350 Hz.

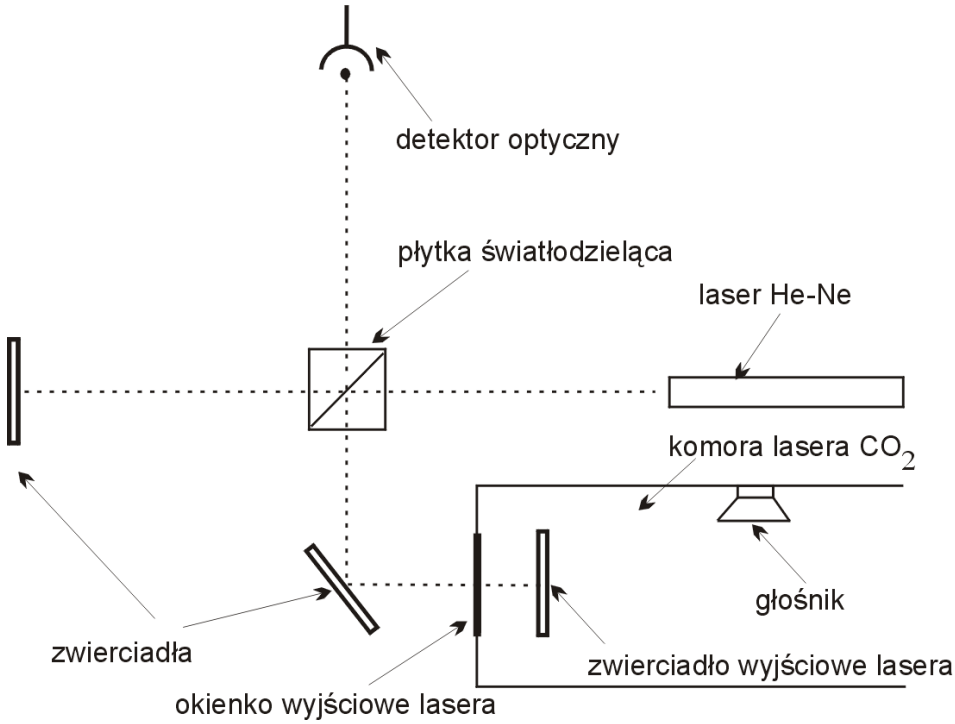


Rys. 4.14. Widmo częstotliwościowe sygnału akustycznego powstającego w rezerwuarze lasera przy emisji szumu białego

W układzie z klinami odnotowano jednak mniejsze wartości maksimów dla czterech z wymienionych częstotliwości. Jedyna częstotliwość, dla której nie odnotowano zmiany amplitudy to 1340 Hz.

4.5.3. Drgania zwierciadeł rezonatora optycznego

W celu zbadania bezpośredniego wpływu fali akustycznej na położenie zwierciadła rezonatora optycznego badanego lasera wykonano pomiary w układzie interferometru Michelsona (rys. 4.15). Źródłem światła zastosowanym w układzie interferometru jest laser He-Ne (λ=0,63 μm). Jedno z ramion interferometru stanowi zwierciadło wyjściowe rezonatora optycznego lasera CO_2, którego przesunięcie powstałe w wyniku oddziaływania fali akustycznej jest przedmiotem badań, drugie to ramię odniesienia.



Rys. 4.15. Układ interferometru Michaelsona wykorzystany do pomiaru przesunięcia zwierciadła rezonatora optycznego lasera CO_2 w wyniku oddziaływania fali akustycznej

Wychylenie zwierciadła w takim układzie można wyznaczyć z zależności:

$$\Delta L = \frac{\lambda}{n} \tag{4.15}$$

Przyjmując λ=0,63 μm i n=1,0000727 (współczynnik załamania dla powietrza) otrzymano:

$$\Delta L = 0{,}63\ \mu m/prążek$$

Badania przeprowadzono z wykorzystaniem dwóch źródeł dźwięku: urządzenia głośnikowego (bezpośrednie pobudzenie zwierciadła falą akustyczną rozchodzącą się w ośrodku gazowym) oraz uderzenie komory lasera narzędziem (przenoszenie drgań przez konstrukcję lasera). W celu eliminacji drgań zwierciadła rezonatora wywołanych innymi

źródłami wibracji (np. drganiami budynku) w układzie zastosowano wzmacniacz sygnału Lockin, do którego doprowadzono sygnał z urządzenia głośnikowego oraz uzyskany sygnał interferencyjny z detektora optycznego. Przy włączonym urządzeniu głośnikowym (emisja fali akustycznej) nie odnotowano przesunięcia zwierciadła rezonatora. Ruch cząstek powietrza wywołany falą akustyczną nie jest na tyle silny, by wprawić w wibracje zwierciadło zamocowane w konstrukcji lasera (w całym zakresie przenoszonych przez urządzenie głośnikowe częstotliwości i poziomów ciśnienia). Uderzenie narzędziem komory lasera powoduje pojawienie się sygnału różnicowego na ekranie wzmacniacza Lockin. Zatem eksperymenty z badaniem oddziaływania fali dźwiękowej na zachowanie wyjściowej wiązki lasera należy przeprowadzać przy zapewnieniu warunków możliwie największej izolacji wibracyjnej lasera.

Na podstawie uzyskanych wyników można stwierdzić, że fala akustyczna nie wprowadza bezpośrednio w drgania zwierciadeł rezonatora optycznego.

5. ODDZIAŁYWANIE FALĄ AKUSTYCZNĄ NA PLAZMĘ LASERA

Historia efektu akustooptycznego czyli oddziaływania fali akustycznej z wiązką świetlną sięga początków XX w. W 1922 roku Brillouin przewidział dyfrakcję fali świetlnej na fali dźwiękowej rozchodzącej się w ośrodku, przez który przechodzi światło [87]. Efekt ten został eksperymentalnie potwierdzony 10 lat później przez dwa niezależne zespoły naukowców: Debye'a i Sears'a [88] oraz Lucasa i Biquarda [129]. Niedługo później Raman i Nath stworzyli model teoretyczny interakcji fali akustycznej i świetlnej [88-91]. Do czasu wynalezienia lasera rozważania te toczyły się jedynie za drzwiami laboratoriów. Pojawienie się tak specyficznego źródła światła spowodowało powszechne wykorzystanie akustooptyki do odchylenia, modulacji i przetwarzania sygnału optycznego. Wszystkie wspomniane zastosowania dotyczą sytuacji, gdy wyjściowa wiązka lasera kierowana jest na materiał, w którym rozchodzi się fala akustyczna. Fala dźwiękowa okresowo zmienia współczynnik załamania materiału. W plazmie lasera CO_2 współczynnik załamania decyduje o długości optycznej rezonatora laserowego i równocześnie o aktywnej linii emisyjnej lasera. Można zatem przyjąć tezę dowodzoną w niniejszej pracy, że oddziaływanie falą akustyczna na plazmę lasera spowoduje przestrojenie lasera.

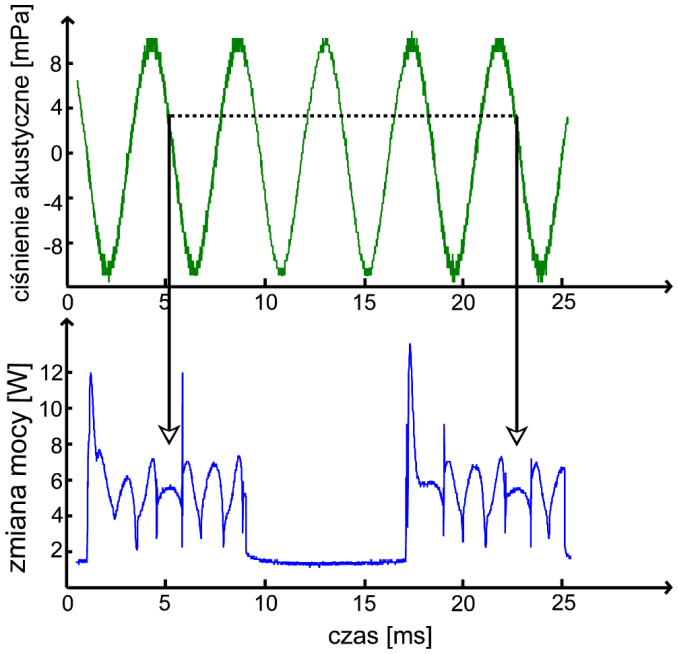
W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki eksperymentów z pobudzeniem plazmy falą akustyczną przeprowadzonych w dwóch reżimach pracy lasera CO_2: impulsowej i ciągłej. Omówiono mechanizm oddziaływania fali akustycznej na plazmę lasera, a tym samym na wyjściową wiązkę optyczną.

5.1. PRACA IMPULSOWA

Fala akustyczna to mechaniczne drgania cząsteczek wywołujące zaburzenia ciśnienia ośrodka w czasie. Wprowadzona do ośrodka aktywnego lasera fala akustyczna wywołuje

zmianę gęstości plazmy, zatem również prawdopodobnie może powodować zmiany współczynnika załamania plazmy. W ten sposób zmianie ulegnie długość optyczna rezonatora, co oznacza zmianę rezonansów optycznych czyli powinno być obserwowane przestrojenie lasera. Jednak aby wywołać zmianę długości optycznej rezonatora tylko o 0,1 μm (2 % długości sygnatury) zgodnie z zależnością (3.11) i założeniu stałej temperatury aktywnej mieszanki T_0=600 K potrzeba by zmiany ciśnienia o ok. 2,4 Tr (320 Pa). Dla porównania maksymalne ciśnienie generowane w odległości 1 m przez profesjonalny zestaw głośnikowy do zastosowań plenerowych o mocy 1,1 kW wynosi ok. 280 Pa. Jednak w przypadku pracy bistabilnej lasera ze względu na zjawisko przeciągania częstotliwości, nawet minimalna zmiana ciśnienia spowoduje przeskok akcji laserowej między liniami.

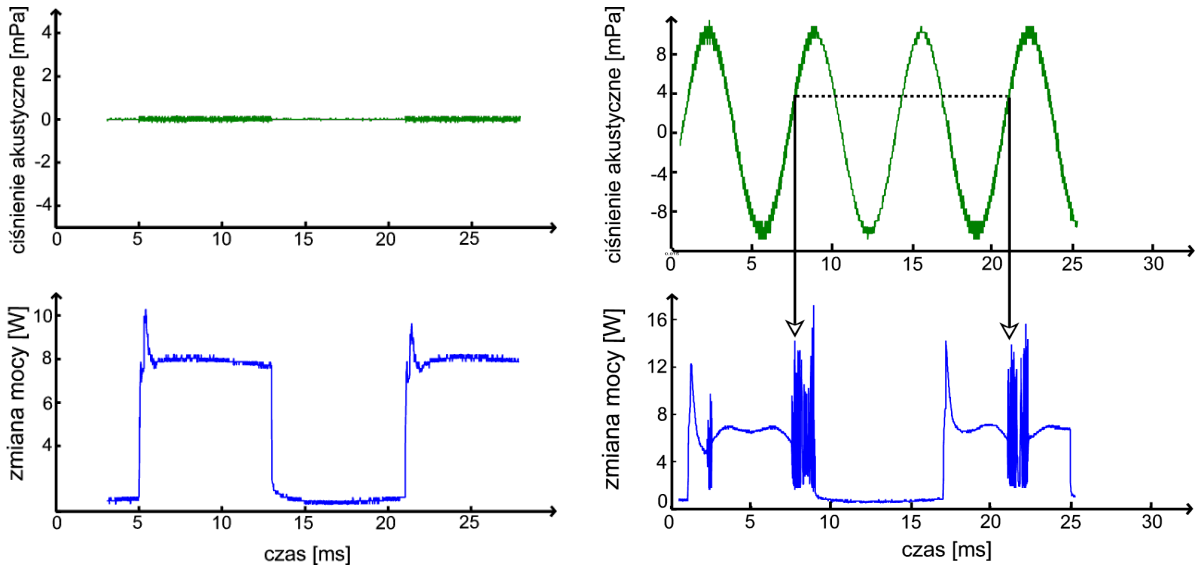
Badania efektów oddziaływania fali akustycznej na plazmę lasera podczas pracy impulsowej przeprowadzono w układzie eksperymentalnym przedstawionym na rys. 4.3. Do generacji fali akustycznej zostało wykorzystane urządzenie głośnikowe, sterowane sygnałem sinusoidalnym, przytwierdzone do pokrywy komory lasera. W pomiarach zastosowano fale dźwiękowe o poziomie ciśnienia akustycznego 50-70 dB i częstotliwościach z zakresu 20 Hz – 10 kHz, co odpowiada długościom fali w obszarze plazmy 23,4 m – 4,68 cm. (Prędkość dźwięku w plazmie przyjęto na postawie obliczeń z rozdziału 3). Falowodowy laser CO_2 pobudzany prądem w.cz. z optycznym rezonatorem niestabilnym sprzyja zachowaniu powtarzalności wyjściowych impulsów w trakcie trwania eksperymentu.



Rys. 5.1. Zmiany mocy wyjściowej wiązki lasera (dół) powstałe na skutek oddziaływania na plazmę lasera falą dźwiękową o długości 2 m (góra)

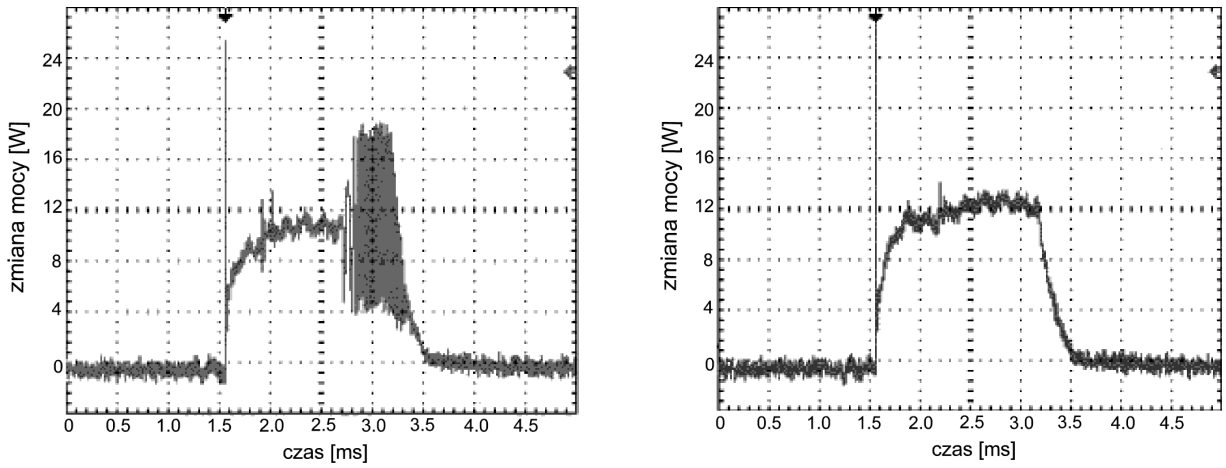
Ze względu na powyższy fakt, możliwa była obserwacja zmian mocy wiązki wyjściowej lasera wynikających z obecności we wnętrzu rezerwuaru laserowego fali dźwiękowej.

Dla częstotliwości fali akustycznej z zakresu 20 Hz – 100 Hz nie obserwowano zmian mocy wyjściowej wiązki lasera. Rezultat ten jest wynikiem bardzo małej sprawności głośnika w tym zakresie częstotliwości. Dla długości fal od 3,9 m do 67 cm w profilu impulsu wyjściowego lasera wyraźnie widoczne są zaburzenia spowodowane obecnością fali akustycznej we wnęce laserowej. W tym przypadku charakter zmian mocy promieniowania laserowego zależy od częstotliwości wprowadzonej fali akustycznej. Powstałe w ten sposób zmiany współczynnika załamania mogą powodować zjawisko *line hoppings* (przeskoki między liniami emisyjnymi). Taka sytuacja została zaprezentowana na rys. 5.1. Widoczne skoki mocy wyjściowej wiązki optycznej związane są z pracą lasera na różnych liniach emisyjnych. Zmiany ciśnienia wywołane falą dźwiękową powodują okresowe zmiany współczynnika załamania plazmy. Jest to przyczyną zmiany długości optycznej rezonatora, a zatem przestrajania lasera. Wynikiem są skoki mocy wiązki optycznej odbywające się w takt zmian amplitudy fali akustycznej (rys. 5.1 strzałki). Można tak dobrać wypełnienie sygnału impulsowania, by podczas pobudzania plazmy sygnałem dźwiękowym uzyskać w kolejnych impulsach jednakowe zmiany wiązki optycznej. Na rys. 5.2 zaprezentowano wynik wzbudzenia modów poprzecznych za pomocą fali dźwiękowej. Rys. 5.2 (lewy) przedstawia profil impulsu lasera bez pobudzenia plazmy falą akustyczną. Nie są obserwowane żadne zmiany mocy wiązki optycznej.



Rys. 5.2. Ciśnienie akustyczne wprowadzonej do rezerwuaru lasera fali akustycznej (góra) i odpowiadające mu zmiany mocy wiązki optycznej lasera (dół). Lewy – brak fali akustycznej, prawy – fala akustyczna o długości 3 m

Po wprowadzeniu do komory lasera sygnału dźwiękowego uzyskano zaburzenie w profilu mocy wiązki wyjściowej. W wyniku oddziaływania fali akustycznej następuje przestrojenie lasera i przeskok akcji laserowej między liniami emisyjnymi, na których pojawiają się mody poprzeczne. W obrazie mocy wyjściowej lasera obserwowane są wyraźne zaburzenia związane z obecnością zdudnień modów lasera (rys. 5.2 – prawy). Tu także obserwujemy dla danej wartości ciśnienia akustycznego podobne zachowanie promieniowanej wiązki lasera. Wyłączenie generacji fali akustycznej powoduje zniknięcie obydwu efektów (*line hoppings* i dudnień). W omawianej sytuacji fala akustyczna wywoływała zdudnienie modów lasera. Możliwe jest również uzyskanie efektu odwrotnego. Poprzez wprowadzenie fali dźwiękowej do komory lasera można eliminować niepożądane efekty optyczne tj. dudnienia modów. Rys. 5.3 przedstawia zmiany mocy wyjściowej lasera podczas pracy impulsowej. Wyraźnie widoczna jest praca na linii emisyjnej, na której występuje dudnienie modów (rys. 5.3 - lewy).



Rys. 5.3. Zmiany mocy wiązki optycznej bez pobudzenia plazmy falą akustyczną (lewy) i przy pobudzeniu falą o długości 1,3 m (prawy)

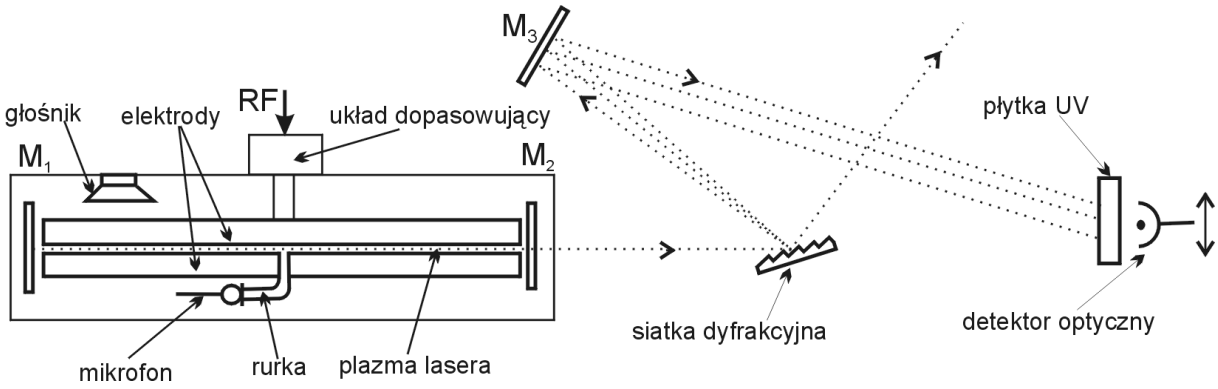
Po dostarczeniu fali akustycznej do plazmy lasera (włączenie głośnika) efekt został usunięty (rys. 5.3 - prawy). Dla częstotliwości fali akustycznej powyżej 700 Hz wpływ oddziaływania fali dźwiękowej nie jest obserwowany. Warto tu nadmienić, że zanik wpływu fali akustycznej na wyjściową wiązkę lasera następuje stopniowo ze wzrostem częstotliwości. Przy wzroście częstotliwości fali akustycznej od ok. 500 Hz (94 cm) obserwuje się coraz mniejszy udział fali akustycznej w zmianach mocy wiązki wyjściowej lasera.

Podsumowując, podczas pracy impulsowej lasera CO_2 oddziaływanie na plazmę falą akustyczną z zakresu 3,9 m do 67 cm powoduje takie zmiany współczynnika załamania, które są odpowiedzialne za przestrajanie lasera i pojawianie się takich efektów jak przeskoki

między liniami emisyjnymi czy dudnienia modów. Możliwe jest także wyeliminowanie dudnień międzymodowych za pomocą fali akustycznej. W tym przypadku możemy mówić o swoistym czyszczeniu spektralnym wiązki optycznej falą akustyczną.

5.2. PRACA CIĄGŁA

Badania oddziaływania fali akustycznej na plazmę lasera podczas pracy ciągłej zostały przeprowadzone w dwóch konfiguracjach pomiarowych: w układzie z rys. 4.3, i z wykorzystaniem siatki dyfrakcyjnej (rys. 5.4). Układ z rys. 4.3 został wykorzystany do detekcji zmian mocy wyjściowej wiązki lasera w czasie, przy pobudzonym głośniku wewnątrz komory lasera. W celu obserwacji przeskoków między liniami emisyjnymi lasera, do układu wprowadzono siatkę dyfrakcyjną, dzięki której fale optyczne o różnych częstotliwościach widoczne były na różnych wysokościach płytki termowizyjnej. Za pomocą detektora optycznego umieszczonego w oprawce o regulowanej wysokości możliwy był pomiar zmian natężenia wiązki optycznej o różnych częstotliwościach (różne linie emisyjne). Płytka termowizyjna oraz detektor wykorzystywane były w tym układzie naprzemiennie. Zwierciadło M_3 o promieniu krzywizny R=2 m zostało wykorzystane do odtworzenia na płytce termowizyjnej profilu wiązki optycznej opuszczającej komorę lasera.

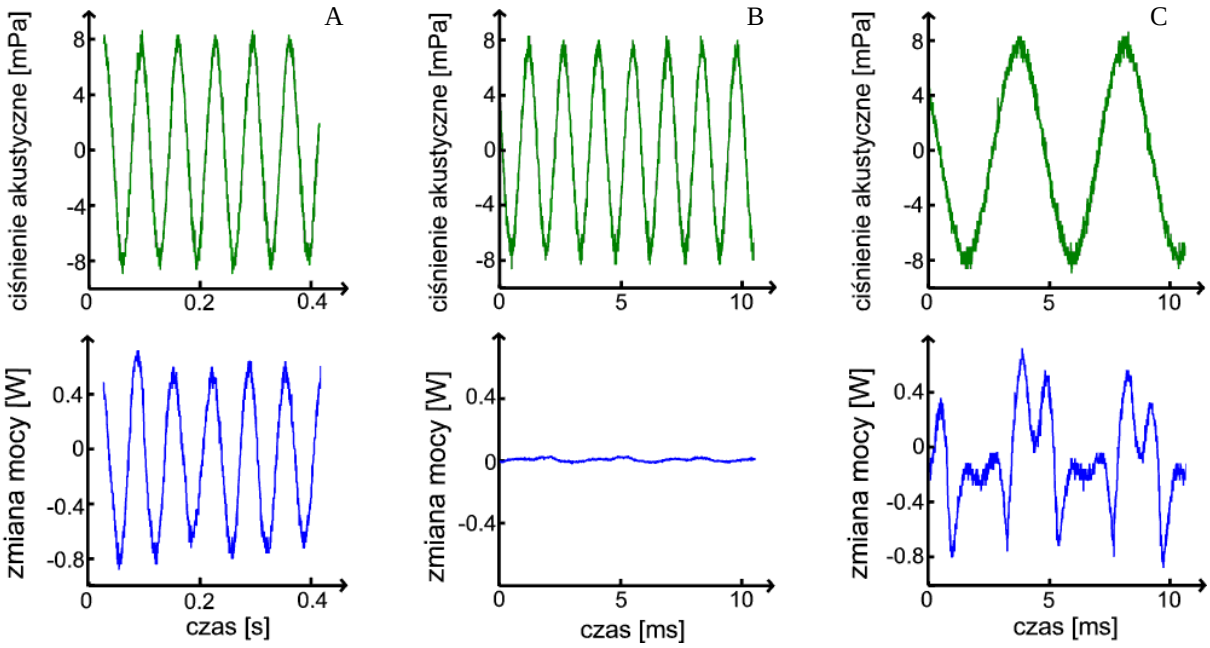


Rys. 5.4. Schemat układu do pomiarów przeskoków między liniami emisyjnymi lasera podczas pobudzenia plazmy falą akustyczną

Dla długości fali dźwiękowej poniżej 4,68 m nie obserwowano wpływu fali akustycznej na plazmę lasera. Tak samo jak w przypadku pracy impulsowej odpowiedzialna za taką sytuację jest mała sprawność głośnika, dla tych częstotliwości. Dla fali akustycznej o długości fali z zakresu od 3,9 m do 67 obserwowano trzy różne zachowania wiązki optycznej (rys. 5.5).

Były to:

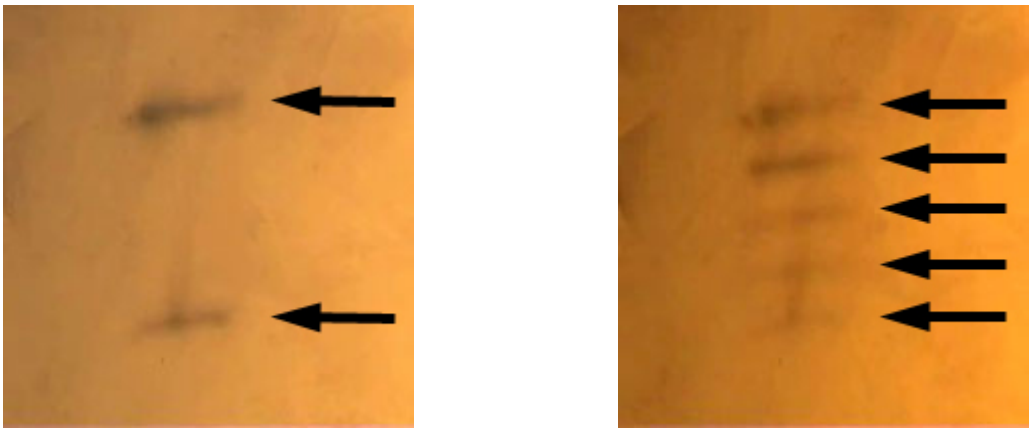
- sinusoidalne zmiany mocy wiązki wyjściowej (rys. 5.5 A), które wskazują na pracę lasera na jednej linii emisyjnej, ale w części liniowej;
- niewielkie zmiany mocy wiązki lasera (rys. 5.5 B), co wiąże się z pracą na silnej linii emisyjnej;
- skokowe zmiany mocy wiązki lasera (rys. 5.5 C), powstałe podczas pracy bistabilnej.



Rys. 5.5. Ciśnienie akustyczne wywołane falą dźwiękową (góra) oraz towarzyszące mu zmiany mocy wiązki optycznej (dół) dla fali akustycznej o długości: A – 3,12 m, B – 1,4 m, C – 2 m

Ze względu na stosunkowo niewielkie zmiany ciśnienia powodowane rozchodzeniem się fali akustycznej w rezerwuarze, podczas pracy lasera na silnej linii emisyjnej, fala dźwiękowa steruje zmianami mocy tylko w obszarze jednej linii (rys. 5.5 A i B). Obserwowane są wówczas sinusoidalne zmiany mocy wiązki optycznej – fala optyczna jest modulowana z częstotliwością akustyczną. Głębokość modulacji zależy od tego w jakim obszarze linii emisyjnej pracuje laser (czy na centrum – mniejsza modulacja, czy na zboczu – większa modulacja). Podczas pracy bistabilnej lasera obserwowane są przeskoki akcji laserowej między liniami emisyjnymi. Występowanie tych przeskoków w wyniku oddziaływania fali akustycznej jest bardzo dobrze widoczne na płytce termowizyjnej. Na rys. 5.6 (lewy) przedstawiono obraz uzyskany na płytce termowizyjnej w przypadku braku obecności fali dźwiękowej. Na dwóch różnych wysokościach widoczne są dwa „prążki” związane z pracą lasera naprzemiennie na dwóch liniach emisyjnych. Ze względu na pewną bezwładność płytki

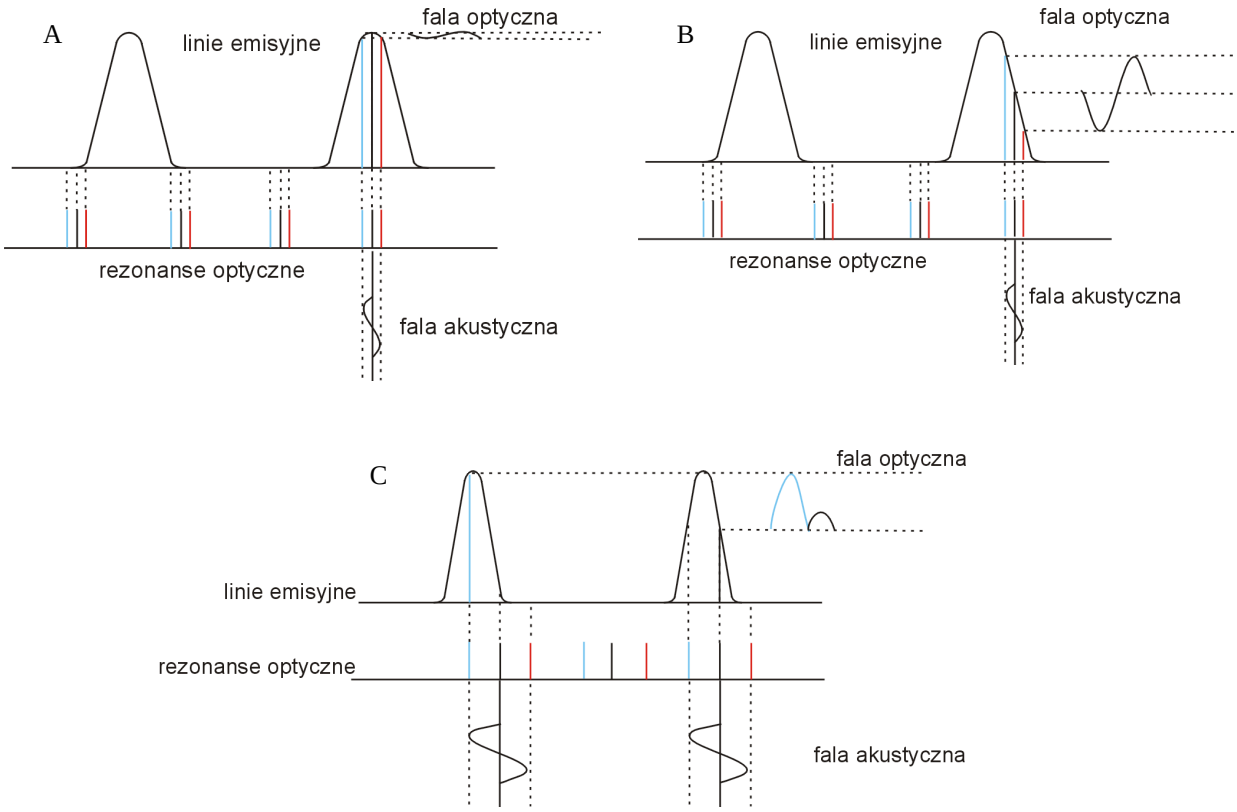
detekującej promieniowanie świetlne, obserwowane są dwa „prążki” jednocześnie (rys. 5.6 lewy – zaznaczone strzałkami). Po włączeniu głośnika czyli pobudzeniu plazmy falą dźwiękową w obrazie dyfrakcyjnym pojawiają się dodatkowo trzy kolejne prążki (rys. 5.6 – prawy zaznaczone strzałkami). Oznacza to, że fala akustyczna wprowadziła zmiany współczynnika załamania plazmy przestrajając laser. W efekcie otrzymano pracę lasera naprzemiennie na pięciu liniach emisyjnych.



Rys. 5.6. Obraz wyjściowej wiązki lasera uzyskany na płytce termowizyjnej bez pobudzenia plazmy falą akustyczną (lewy) i przy oddziaływaniu na plazmę falą akustyczną o częstotliwości 384 Hz (1,22 m)

Jak już wspomniano na początku poprzedniego podrozdziału (rozdział 5.1) potrzeba by stosunkowo dużego ciśnienia akustycznego (ok. 320 Pa), by wywołać zmianę długości optycznej rezonatora lasera tylko o 0,1 μm. W przypadku bistabilnej pracy lasera ze względu na zjawisko przeciągania częstotliwości, nawet minimalna zmiana ciśnienia spowoduje przeskok lasera między liniami. Należy również pamiętać, że fala akustyczna może wzbudzać drgania mechaniczne w obudowie lasera i tą drogą przenosić się na parametry plazmy. W takim przypadku zmiany mocy wiązki optycznej wywołane byłyby mechanicznym przesunięciem zwierciadła rezonatora optycznego lasera. Zakres częstotliwości przenoszonych przez konstrukcję lasera przedstawia rys. 4.11. Przyjmując założenie, że laser jest przestrajany drganiami mechanicznymi przenoszącymi się przez konstrukcję lasera na zwierciadła, powinna być widoczna modulacja fali optycznej dla częstotliwości fali dźwiękowej np.: 3,5 kHz (rys. 4.11). Taka sytuacja nie jest jednak obserwowana. Zmiany mocy wiązki optycznej są ściśle powiązane ze stosunkiem długości fali akustycznej i długości rezonatora. Na tej podstawie można wysnuć wniosek, że obserwowane zmiany mocy wiązki wyjściowej lasera są związane z rozchodzeniem się fali akustycznej w ośrodku gazowym lasera, a nie z falą przenoszoną przez drgania układu.

Bez pobudzenia ośrodka falą akustyczną laser generuje falę optyczną odpowiadającą jednej linii emisyjnej, która jest w najlepszej zgodności z jednym z rezonansów optycznych (patrz rozdział 3). Jeżeli rezonans jest blisko centrum linii emisyjnej, wówczas wprowadzona do rezerwuaru lasera fala akustyczna wywołuje przesunięcie rezonansów optycznych, które nie powoduje przeskoku między liniami. Rezonans pozostaje cały czas w obszarze szerokości linii emisyjnej. Natężenie wyjściowej wiązki optycznej fali lasera oscyluje w takt częstotliwości fali akustycznej (rys. 5.7 A, B). Jeżeli linia jest „słaba” (niewielka zmiana długości rezonatora powoduje przeskok lasera na inną linię – praca bistabilna) pobudzenie plazmy lasera falą akustyczną powoduje przesunięcie rezonansów optycznych, które wymusza przeskoki z jednej linii emisyjnej na drugą (rys. 5.7 C). Natężenie wyjściowej wiązki optycznej zmienia się skokowo (również w takt częstotliwości fali dźwiękowej).



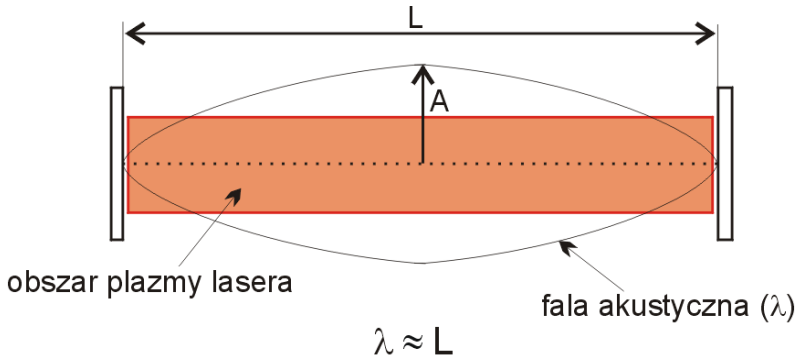
Rys. 5.7. Schemat powstawania zmian natężenia wiązki optycznej w wyniku oddziaływania falą akustyczną na plazmę lasera.
A) generacja na centrum silnej linii emisyjnej, B) generacja na silnej linii emisyjnej, C) praca bistabilna.

Dla fal akustycznych o częstotliwości z zakresu powyżej 700 Hz nie obserwuje się zmian mocy wyjściowej wiązki optycznej. Zjawisko jest analogiczne jak w pracy impulsowej.

W obydwu typach pracy lasera wprowadzenie do komory lasera fali akustycznej o częstotliwości rzędu kilkudziesięciu Hz nie powoduje zmian natężenia optycznej wiązki wyjściowej. Jest to związane z charakterystyką przenoszenia głośnika, który słabo przenosi częstotliwości z tego zakresu. Fale dźwiękowe o częstotliwościach z zakresu 100 Hz – 500 Hz (4,68 m do 94 cm) wyraźnie oddziałują na promieniowaną wiązkę lasera. Dla zakresu fal o częstotliwościach 500 Hz – 700 Hz (94 cm – 67 cm) obserwowane jest coraz mniejsze oddziaływanie fali akustycznej na obraz zmian mocy wyjściowej wiązki lasera. Fale dźwiękowe o częstotliwościach większych od 700 Hz nie mają wpływu na wiązkę optyczną. Wielkość oscylacji natężenia wiązki optycznej jest ściśle związana z natężeniem sygnału akustycznego – im mniejszy sygnał, tym mniejsze wahania mocy wiązki lasera.

5.3. MECHANIZMY ZACHODZĄCE W PLAZMIE W WYNIKU ODDZIAŁYWAŃ FALI DŹWIĘKOWEJ

W eksperymencie fala akustyczna generowana w rezerwuarze badanego lasera może rozprzestrzeniać się w różnych kierunkach głównie w wyniku odbicia od ścianek rezerwuaru laserowego. Rozpatrzmy przypadek przedstawiony na rys. 5.7. Jest to wariant najbardziej korzystny dla badań oddziaływania fali akustycznej z plazmą lasera. Tutaj rozważamy przypadek fali akustycznej rozprzestrzeniającej się wzdłuż rezonatora optycznego. Jeśli połowa długości fali $\lambda/2$ jest mniejsza, bądź porównywalna z długością rezonatora optycznego, a raczej z długością „paska plazmy", wtedy równocześnie w całym obszarze plazmy następuje wzrost lub spadek ciśnienia.

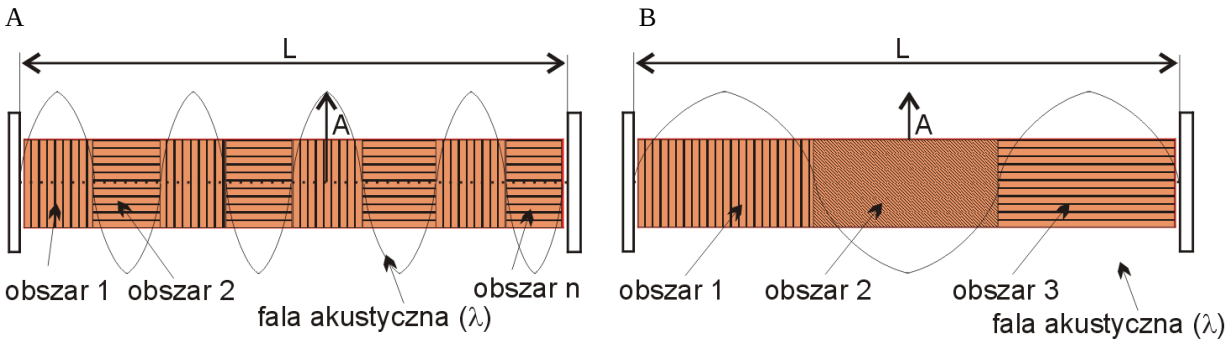


Rys. 5.7. Modulacja plazmy lasera falą akustyczną o połowie długości porównywalnej z długością rezonatora optycznego

W konsekwencji współczynnik załamania całego obszaru wyładowania ulega szybkim zmianom, co powoduje zauważalny i mierzalny efekt przestrajania lasera. Dla

dokładniejszego wyjaśnienia rozpatrzmy przypadek na rys. 5.8. Przy odpowiednio wysokiej częstotliwości fali akustycznej obszar plazmy możemy podzielić na wiele obszarów, gdzie zmiany współczynnika załamania wzajemnie się kompensują w sąsiadujących obszarach plazmy. W takim przypadku średnia zmiana współczynnika załamania jest równa zeru, co oznacza, że droga optyczna między zwierciadłami rezonatora nie zmienia się czyli laser nie będzie przestrajany na skutek tak ułożonej w rezonatorze fali akustycznej.

Rozpatrzmy przypadek, kiedy fala akustyczna również rozprzestrzenia się wzdłuż rezonatora, a długość fali $\lambda/2$ jest mniejsza od jego długości i w rezonatorze układa się nieparzysta liczba „połówek" fali (patrz rys.5.8 B).

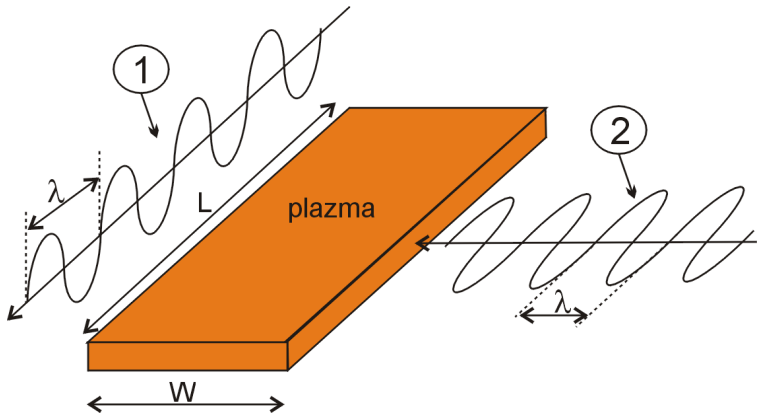


Rys. 5.8. Modulacja plazmy lasera falą akustyczną o długości krótszej od długości rezonatora optycznego
A) w rezonatorze układa się parzysta wielokrotność połówki fali akustycznej,
B) w rezonatorze układa się nieparzysta wielokrotność połówki fali akustycznej;

Należy zwrócić uwagę, że w takim przypadku jeden z obszarów plazmy (poza parzystą ilością obszarów) nie jest skompensowany w sensie współczynnika załamania (rys. 5.8 prawy – obszar 3). W takim przypadku mogłoby nastąpić przestrajanie lasera. W eksperymencie jednak nie stwierdzono efektu przestrajania lasera. Należy zauważyć, że w omawianej sytuacji w modyfikacji współczynnika załamania bierze udział tylko część wyładowania (1/3, 1/5 itd.). Jest to prawdopodobnie zbyt mała zmiana współczynnika załamania, by przestroić laser.

Podobną analizę możemy przeprowadzić dla przypadku, gdy fala akustyczna przemieszcza się poprzecznie do osi rezonatora optycznego czyli prostopadle do paska plazmy (rys. 5.9 – fala nr 2). Na rys. 5.9 jeszcze raz przedstawiono przypadek kiedy długość fali $\lambda/2$, jest mniejsza od długości rezonatora. Jak rozważano wyżej w takim przypadku trudno oczekiwać zmian współczynnika załamania plazmy wyładowczej (wzajemna kompensacja współczynnika załamania w poszczególnych obszarach plazmy). W przypadku przemieszczania się fali o tej samej częstotliwości w poprzek „paska plazmy", długość fali

jest porównywalna z jego szerokością (λ ≈ W). W takim przypadku możemy oczekiwać zmian współczynnika załamania podobnie jak to pokazano w układzie na rys. 5.7.



Rys. 5.9. Modulacja plazmy lasera falą akustyczną. Numerem 1 oznaczono falę akustyczną rozchodzącą się wzdłuż rezonatora. Nr 2 - falę akustyczną przemieszczającą się poprzecznie do osi rezonatora. L – długość rezonatora, W – szerokość paska plazmy, l – dł. fali akustycznej

Biorąc pod uwagę szerokość obszaru aktywnego plazmy – 2 cm, należy się spodziewać oddziaływania na wiązkę optyczną fali akustycznej o częstotliwości ponad 23 kHz. Uzyskanie fali dźwiękowej o takiej częstotliwości nie było możliwe w wykorzystywanym układzie pomiarowym. Zastosowane urządzenie głośnikowe przenosi częstotliwości maksymalnie do 5 kHz.

6. FALA AKUSTYCZNA JAKO EFEKT ZMIAN PARAMETRÓW PLAZMY

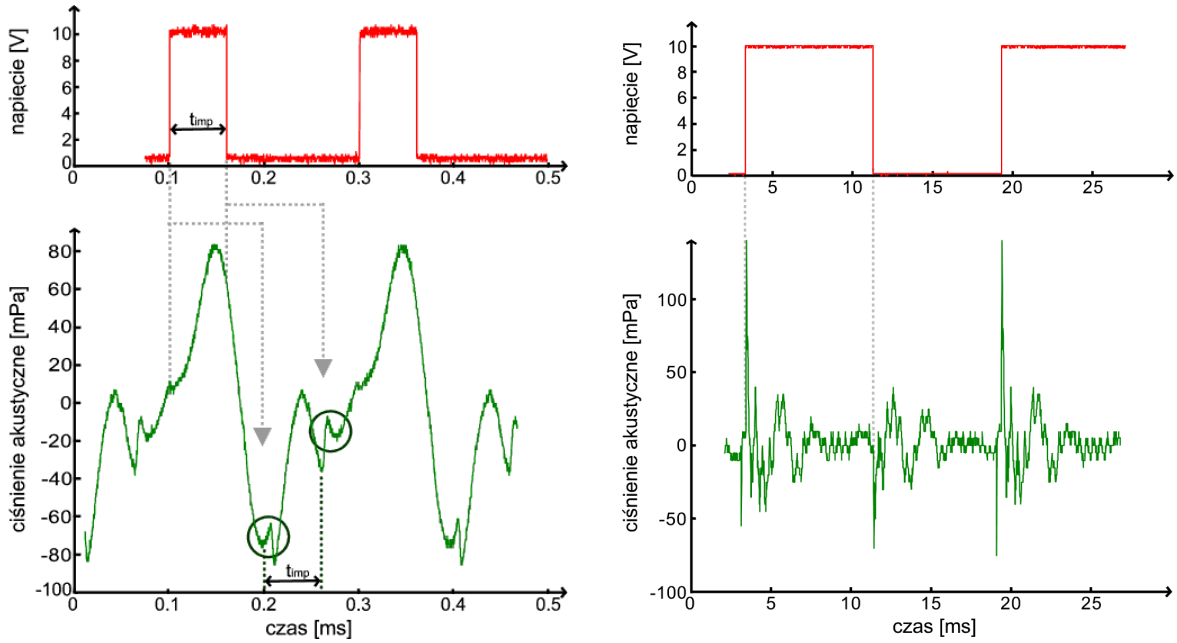
Generacja fali akustycznej poprzez oddziaływanie falą optyczną na powierzchnię materiałów była już znana w drugiej połowie XIX wieku. W pierwszych eksperymentach detekcja dźwięku odbywała się po prostu za pomocą narządu słuchu. Obecnie efekt fotoakustyczny jest powszechnie stosowany w technice pomiarowej. Jeżeli fala optyczna o danej częstotliwości jest absorbowana przez materiał, jego temperatura wzrasta, co powoduje zmianę ciśnienia. Podobne zjawisko można obserwować przy badaniu zjawisk zachodzących w samej plazmie lasera. Zmiany mocy wiązki optycznej powstałe podczas pracy lasera są źródłem fali akustycznej.

Niniejszy rozdział zawiera wyniki pomiarów fali akustycznej generowanej przez różne zjawiska optyczne powstałe podczas pracy impulsowej i ciągłej lasera. Zawarto w nim analizę uzyskanych wyników. Przedstawiono także wyniki badań wpływu geometrii wnętrza lasera na rozchodzenie się fali dźwiękowej w komorze lasera oraz symulację propagacji fali akustycznej w przekroju komory lasera.

6.1. PRACA IMPULSOWA

Podczas pracy impulsowej lasera parametry termodynamiczne plazmy laserowej ulegają gwałtownym zmianom. W początkowej fazie impulsu następuje znaczny wzrost temperatury i ciśnienia. Zmiany ciśnienia (ciśnienie akustyczne) można w bezpośredni sposób mierzyć za pomocą mikrofonu. W zastosowanym układzie pomiarowym występuje pewne opóźnienie sygnału akustycznego względem impulsu, spowodowane zastosowaniem rurki igelitowej (rozdział 4). Z tego względu wszystkie przebiegi akustyczne zostały przesunięte na osi czasu. Na rys. 6.1 zaznaczono zielonymi okręgami

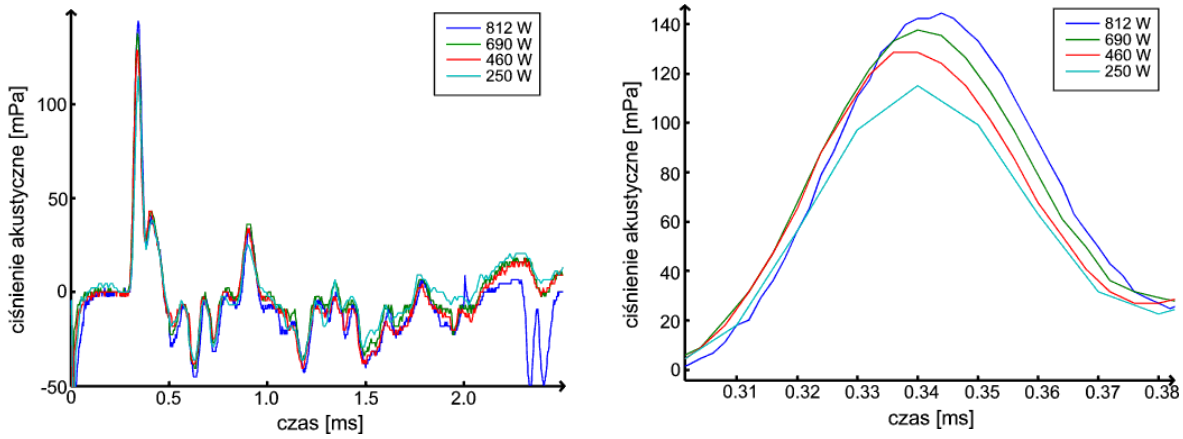
sygnały elektryczne powstałe w momencie rozpoczęcia i zakończenia generacji impulsu. Są to sygnały nie opóźnione względem impulsu pobudzającego, zatem nie są sygnałami akustycznymi i w dalszych rozważaniach nie będą brane pod uwagę. Początek i koniec impulsu pompującego powoduje powstanie fali akustycznej zanikającej w czasie (rys. 6.1) [130]. W przedziale czasu do 40 – 50 μs od momentu pobudzenia układu obserwuje się wzrost ciśnienia plazmy. Po osiągnięciu maksimum (wartość zależna od dostarczonej mocy) ciśnienie plazmy spada i zaczyna się „stabilizować". Obserwowany jest gasnący sygnał akustyczny.



Rys. 6.1. Zmiany ciśnienia plazmy w trakcie trwania impulsu; dla impulsu o czasie trwania 60 μs (lewy) i 8 ms (prawy). Górne przebiegi przedstawiają napięcie sterujące sygnałem mocy generatora zasilającego laser.

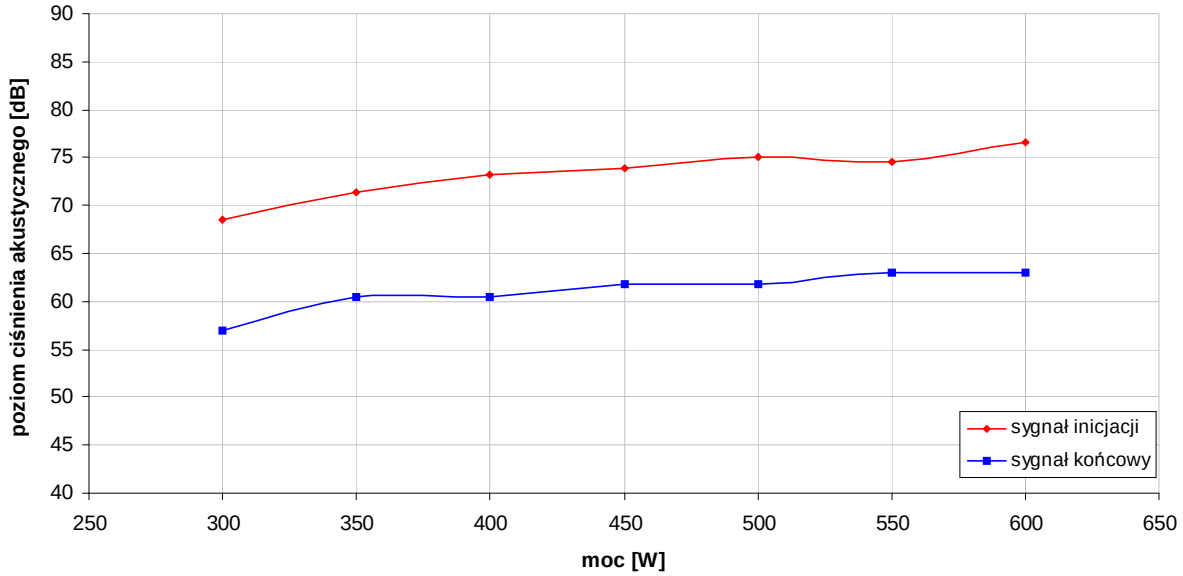
Dla impulsów dłuższych od 150 μs obserwowany jest sygnał wywołany inicjacją impulsu (zwany dalej sygnałem inicjacji) oraz sygnał akustyczny powstały w wyniku wygaszenia plazmy (zwany dalej sygnałem końcowym). Amplituda sygnału końcowego jest znacznie niższa od sygnału inicjacji, co wskazuje na mniej gwałtowne zmiany parametrów plazmy podczas jej wygaszenia. W obydwu przypadkach amplituda sygnału zależy od dostarczonej do mieszanki mocy. Przy pobudzeniu lasera relatywnie krótkimi impulsami (poniżej 150 μs) sygnał końcowy pojawia się zanim sygnał inicjacji zaniknie. W takim przypadku obydwa te sygnały występują równocześnie. Ze względu na to, że sygnał inicjacji jest dużo silniejszy od sygnału końcowego występuje „zagłuszenie" słabszego sygnału końcowego. Sygnał końcowy nie jest widoczny w przebiegu zmian ciśnienia (rys. 6.1 lewy). Sygnał

inicjacji w porównaniu do sygnału akustycznego emitowanego przez głośnik w badaniach przedstawionych w rozdziale 5 jest o ok. rząd wielkości mocniejszy. Może zatem pojawić się podejrzenie, że tak duża fala akustyczna może wprowadzić w drgania zwierciadła rezonatora i uzyskane wyniki dla pracy impulsowej przy pobudzeniu plazmy falą akustyczną są rezultatem właśnie tych drgań. Jednak dla impulsów o długości 8 ms (patrz rozdział 5) zmiany mocy wiązki wyjściowej lasera są obserwowane w trakcie całego impulsu (też po wygaśnięciu sygnału inicjacji). Zatem obserwowane zmiany wiązki optycznej są wynikiem oddziaływania fali akustycznej na plazmę lasera.



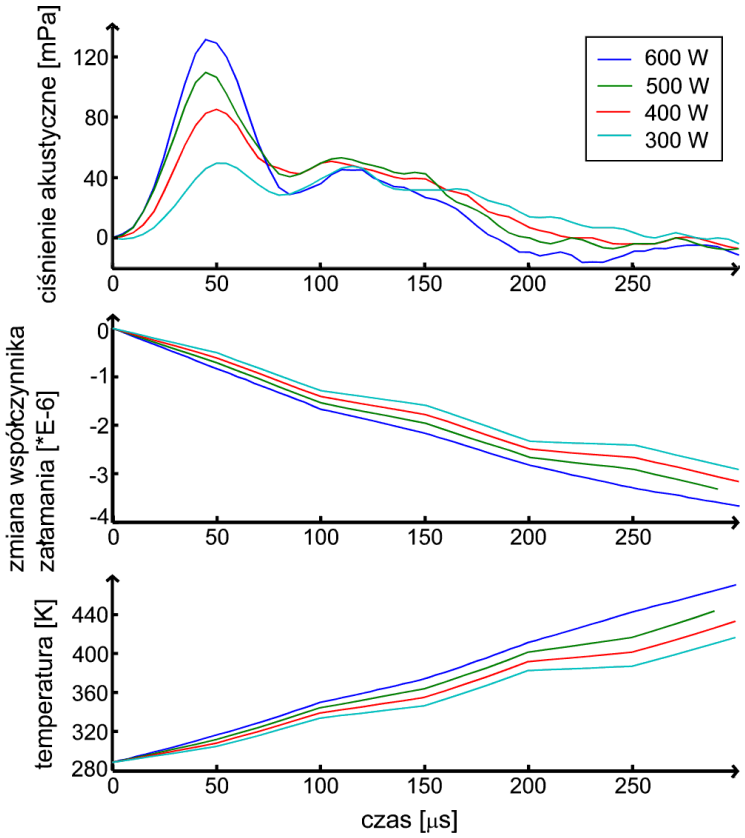
Rys. 6.2. Zależność ciśnienia akustycznego od mocy impulsu pobudzającego. Prawy wykres przedstawia maksimum sygnału akustycznego

Rys. 6.2 przedstawia pomiary odpowiedzi mikrofonu w funkcji mocy dostarczonej do elektrod lasera.



Rys. 6.3. Zależność poziomu ciśnienia akustycznego od dostarczonej do lasera mocy

Zależność maksimum poziomu ciśnienia akustycznego impulsu inicjacji od mocy jest liniowa, natomiast przebieg zmian ciśnienia jest niezależny od mocy. Dla mocy powyżej 300 W współczynnik przyrostu poziomu ciśnienia akustycznego wynosi 0,023 dB/W. Poziom ciśnienia akustycznego sygnału końcowego jest liniowy w całym zakresie badanych mocy i wynosi 0,02 dB/W. Zatem współczynnik wzrostu poziomu ciśnienia akustycznego przy naroście dostarczonej mocy jest w obydwu przypadkach podobny. Różnica amplitud ciśnienia sygnału inicjacji i sygnału końcowego przy mocach powyżej 300 W wynosi ok. 12 dB. Zmiany ciśnienia wywołane pobudzeniem układu są 4-krotnie wyższe niż podczas jego wyłączenia. Dla niższych mocy sygnały te osiągają podobne maksima amplitudy. Badania przeprowadzono dla mocy od poziomu 300 W (minimalna moc potrzebna do wzbudzenia plazmy w reżimie pracy impulsowej w badanym układzie to zakres dwustu kilkudziesięciu W).



Rys. 6.4. Sygnał akustyczny (góra), współczynnik załamania (środek) i obliczona zależność temperatury (dół) plazmy w zależności od dostarczonej do układu mocy, dla mieszanki gazowej o ciśnieniu 44 Torr

Zmiana mocy nie wpływa na kształt sygnału akustycznego (rys. 6.4 górny). Odpowiedź akustyczna ośrodka nie zmienia się, gdyż mechanizm procesów fizycznych zachodzących w plazmie lasera nie ulega zmianom w zakresie rozpatrywanych mocy. W początkowej

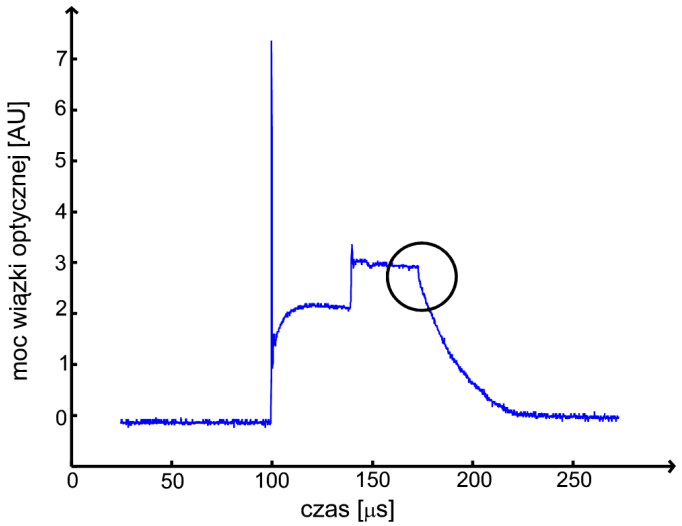
fazie impulsu dostarczona energia powoduje wzrost temperatury i ciśnienia przy stałej objętości (rys. 6.4). Następnie obserwuje się rozprężenie gazu, któremu towarzyszy wzrost temperatury (przemiana adiabatyczna). Zmiany tych parametrów prowadzą do zmian gęstości pobudzonej plazmy, a zatem również do zmian współczynnika załamania. Na podstawie pomiarów ciśnienia i współczynnika załamania wyznaczono zmiany temperatury plazmy lasera podczas rozwoju impulsu (patrz wzór 3.11), dla mocy pobudzających plazmę lasera z zakresu 300 - 600 W. Ze względu na ciągłe chłodzenie układu przyjęto wartość temperatury statycznej T_0 = 288 K. Wykorzystane do obliczeń wyniki otrzymano na podstawie pomiarów zmian ciśnienia dokonanych za pomocą mikrofonu w układzie przedstawionym na rys. 4.3, oraz zmian współczynnika załamania uzyskanych na podstawie pomiarów zrealizowanych w układzie Macha-Zendera [131]. Zachodzące w układzie zmiany ciśnienia są rzędu 10^{-4} Tr. Zatem o zmianach gęstości (i współczynnika załamania) decydują wahania temperatury. W przedstawionych obliczeniach zmiany ciśnienia w znikomym stopniu wpływają na wyniki obliczeń temperatury.

6.1.1. Analiza zjawiska generacji fali akustycznej

W zaobserwowanym efekcie powstawiania sygnału akustycznego we wnęce laserowej należy rozpatrzyć kwestie bilansu energetycznego. Tuż po pojawieniu się plazmy laserowej rozpoczyna się generacja. W początkowej fazie generacji pojawia się ostry pik zwany w literaturze anglosaskiej „gain switching” (zjawisko „przełączania wzmocnienia”). Pik trwa klika – klikaset nanosekund w zależności od parametrów mieszanki laserowej (głównie ciśnienie) oraz warunków pobudzenia. Tuż po piku wzmocnienia następuje relaksacja do poziomu akcji laserowej w warunkach pracy ciągłej (cw). Do bilansu energetycznego we wnęce laserowej należy wziąć pod uwagę dwa efekty: pojawianie się plazmy (gwałtowna zmiana temperatury i ciśnienia) oraz pojawienie się akcji laserowej (opóźnionej w fazie względem momentu pojawienia się plazmy). Obydwa efekty mają charakter termodynamiczny. Pojawienie się akcji laserowej tzn. wyprowadzenie wiązki optycznej na zewnątrz rezonatora laserowego, w rezultacie odbija się w bilansie energetycznym we wnętrzu wnęki laserowej (część energii opuszcza laser). Te dwa efekty: gwałtowne pojawienie się plazmy (gwałtowna zmiana temperatury i ciśnienia we wnęce) oraz wypromieniowanie części energii na zewnątrz wnęki powodują pojawienie się fali akustycznej. Rozróżnienie tych obydwu efektów za pomocą przyrządów

elektroakustycznych tj. mikrofonu jest niemożliwe. Nawet przesunięcie w fazie pojawienia się jednego efektu względem drugiego nie umożliwia rozróżnienia. Niemniej jednak można postawić hipotezę, że głównym czynnikiem wywołującym falę akustyczną jest gwałtowne pojawienie się plazmy w trakcie pracy impulsowej lasera.

Podobną analizę można przeprowadzić dla momentu wygaszenia impulsu laserowego. Zwróćmy uwagę na charaktery wygaszenia akcji laserowej (patrz rys. 6.5 – czarny okrąg).



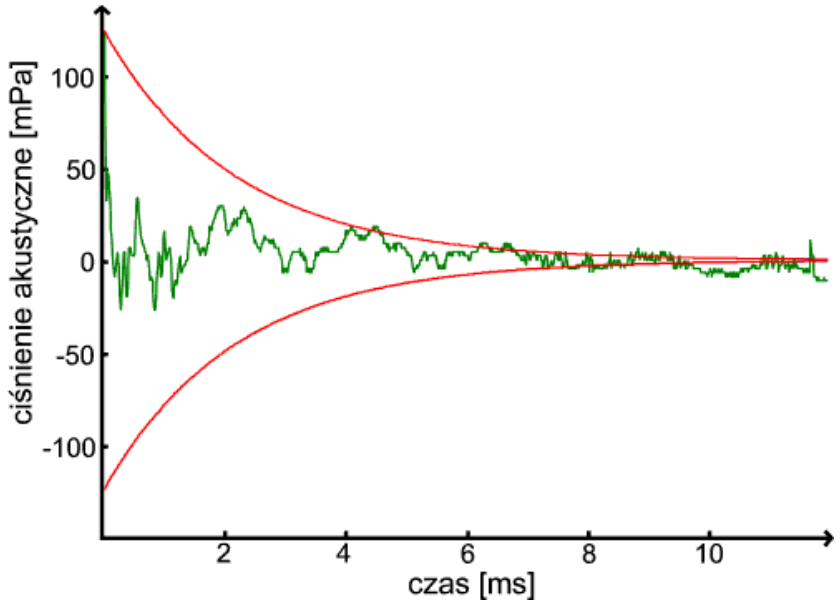
Rys. 6.5. Zmiany mocy wiązki wyjściowej lasera podczas pracy imulsowej (impuls 75 μs). Czarnym okręgiem zaznaczono początek wygaszenia akcji laserowej (AU – jednostka względna)

Jak widać zanik akcji laserowej nie jest na tyle gwałtowny, aby mógł wywołać znaczącą zmianę warunków termodynamicznych we wnęce laserowej. Równocześnie biorąc pod uwagę transmisję zwierciadła wyjściowego - w badanym przypadku 8%, wkład akcji laserowej w bilans energetyczny w laserze jest niewielki w porównaniu do gwałtownych zmian termodynamicznych w wyniku pojawiania się i gaśnięcia impulsu plazmy. Reasumując można powiedzieć, że obserwowany efekt akustyczny, opisany wyżej, jest głównie wywołany pojawianiem się i zanikaniem plazmy wyładowczej lasera.

6.1.2 Wpływ geometrii komory lasera

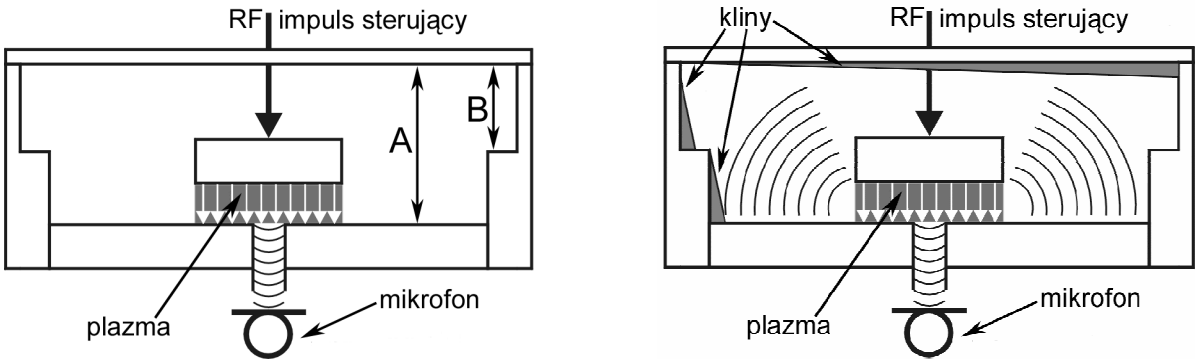
Amplituda akustycznego sygnału inicjacji maleje w czasie. Wyznaczony czas zaniku sygnału akustycznego (amplituda sygnału osiąga 50 % wartości maksymalnej) wynosi 2,2 ms (rys. 6.6.), bez względu na długość czasu trwania impulsu pobudzającego. Z upływem czasu gwałtowne zmiany parametrów termodynamicznych plazmy wywołane

dostarczeniem energii do układu zanikają. W początkowej fazie formowania się impulsu laserowego po procesie izochorycznym następuje rozprężenie gazu. Oznacza to, że fala akustyczna zaczyna rozprzestrzeniać się w rezerwuarze lasera. Jak wspomniano w rozdziale 4, komorę lasera można uważać za akustyczny układ wielorezonansowy. W celu sprawdzenia wpływu geometrii wnętrza na propagację fali akustycznej wprowadzono do komory lasera aluminiowe kliny (rys. 6.7. por. rozdział 4.5.2). Umieszczenie klinów w komorze lasera nie wpłynęło na kształt sygnału akustycznego.



Rys. 6.6. Czas zaniku sygnału akustycznego powstającego podczas inicjacji impulsu. Przebieg zielony – ciśnienie akustyczne, przebieg czerwony – oszacowana krzywa zaniku sygnału akustycznego.

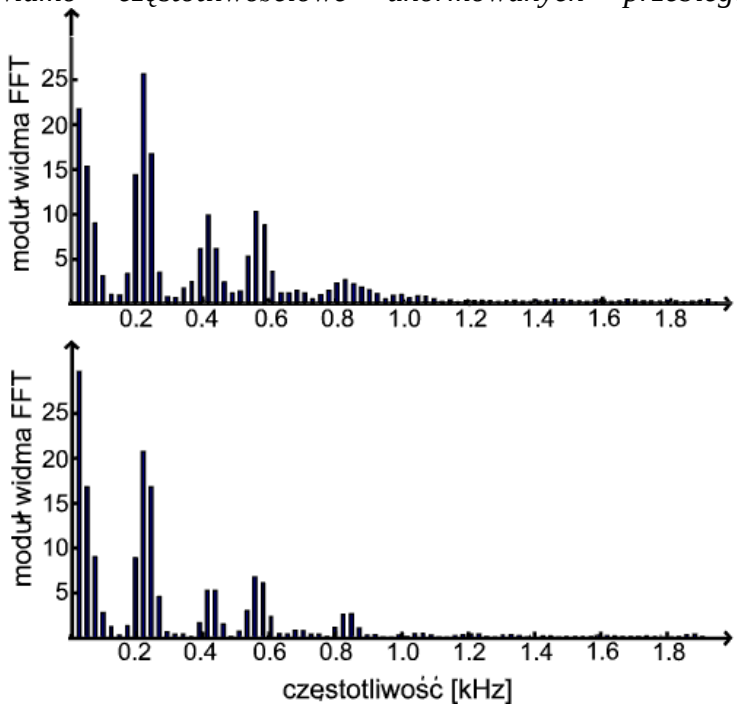
Zgodnie z oczekiwaniami nie zmienił się również czas zaniku sygnału (adaptacja obejmowała tylko zmianę geometrii, bez zmiany rodzaju stosowanych materiałów). Nieznacznie zmniejszyła się amplituda „ogona” sygnału dźwiękowego.



Rys. 6.7. Schemat przekroju poprzecznego badanego lasera falowodowego; bez klinów (lewy), z klinami (prawy). Wymiary A (10,2 cm) i B (8,2 cm) na rysunku lewym to miejsca powstawania modów o częstotliwościach 2200 Hz, 4150 Hz (wymiar A) i 5610 Hz (B)

Zmiana ta ma związek ze zmniejszeniem amplitud niektórych częstotliwości obserwowanym w widmie sygnału. Spadek amplitud odnotowano dla częstotliwości ok.: f_1 = 2200 Hz, f_2 = 4150 Hz, f_3 = 5610 Hz, f_4 = 8300 Hz (rys. 6.8). Długości tych fal są powiązane z wymiarami komory lasera. Miejsca powstawania modów o częstotliwościach f_1, f_2 (wymiar A) i f_3 (wymiar B) zostały zaznaczone na rys. 6.7 (lewy), odpowiednio (porównaj z tabelą 4.2).

Rys. 6.8. Widmo częstotliwościowe unormowanych przebiegów akustycznych



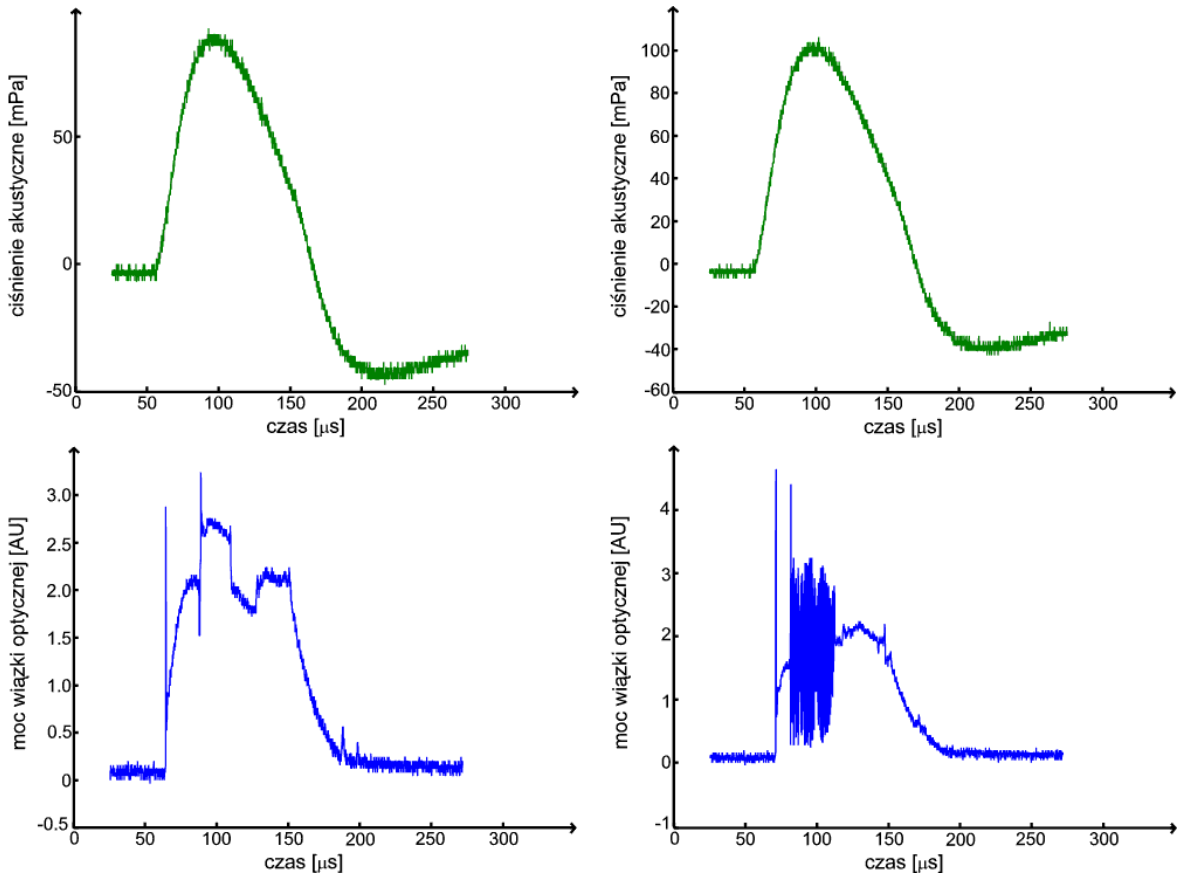
obserwowanych w rezerwuarze lasera (górny) i po wstawieniu klinów (dolny)

Ze względu na „krok" częstotliwości w analizie widmowej - 244 Hz, wyznaczone na podstawie pomiarów częstotliwości nie są jednakowe jak w tabeli 4.2. Częstotliwość f_4 to prawdopodobnie mod wyższego rzędu (25) długości rezonatora. Ze względu na dużą ilość elementów w komorze lasera, struktura wnętrza lasera jest skomplikowana akustycznie, zatem nie można jednoznacznie określić miejsca tworzenia się tego modu. Kliny boczne nie wprowadzają znaczących zmian w widmie częstotliwościowym sygnału. Ograniczenia geometrii pozwoliły na wprowadzenie tylko bardzo wąskich klinów, które w małym stopniu wpływają na charakterystykę.

6.1.3. Wpływ zmian mocy wiązki optycznej

Podczas pracy impulsowej gwałtownym zmianom może ulegać natężenie promieniowanej wiązki optycznej. Przyczyną takiego zachowania są procesy fizyczne

odpowiedzialne za powstawanie takich zjawisk jak przestrajanie lasera, zdudnienie modów czy „samomieszanie” (występujące przy powracającej do wnęki lasera części promieniowania). Procesom tym towarzyszą tak szybkie zmiany mocy promieniowania laserowego, że nie znajdują one odzwierciedlenia w parametrach ośrodka (takich jak temperatura czy ciśnienie). Rys. 6.9 przedstawia przebiegi sygnałów: akustycznego i optycznego uzyskanych w reżimie pracy impulsowej prezentujące zjawiska przestrajania lasera i zdudnienia modów.



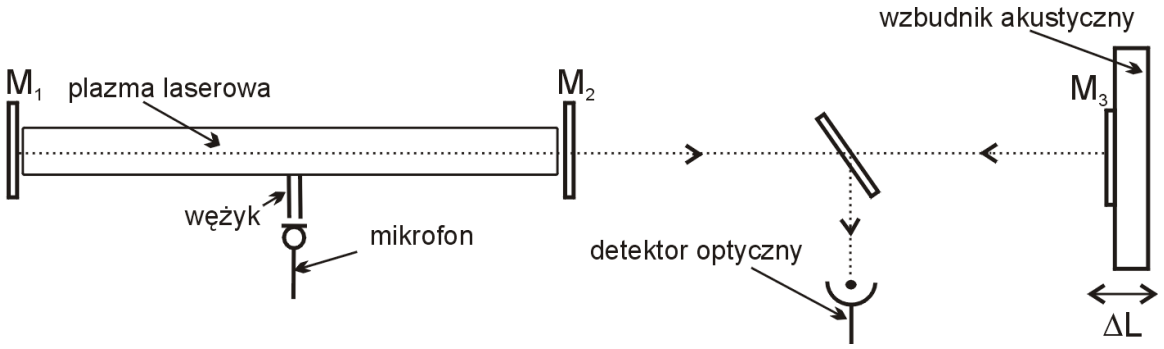
Rys. 6.9. Impulsy mocy wyjściowej z lasera, efekt „line hoppings” (prawy), zdudnienia modów (lewy) oraz odpowiedzi akustyczne (góra) (AU – jednostka względna)

W sygnale optycznym wyraźnie widoczne są zmiany natężenia promieniowania lasera spowodowane przeskokami między liniami emisyjnymi (*line hoppings*). Sygnał akustyczny nie wykazuje żadnych zaburzeń w porównaniu do sygnału uzyskanego w sytuacji, gdy przeskoki nie są obserwowane. Widoczna jest jedynie fala akustyczna powstała w wyniku pobudzenia mieszanki gazowej. Zjawisko zdudnienia modów także powoduje gwałtowne i relatywnie duże zmiany natężenia wiązki. Jednak nawet tak silne zmiany mocy nie wpływają na przebieg sygnału akustycznego ze względu na szybkość ich występowania.

6.1.4. Wpływ optycznego sprzężenia zwrotnego

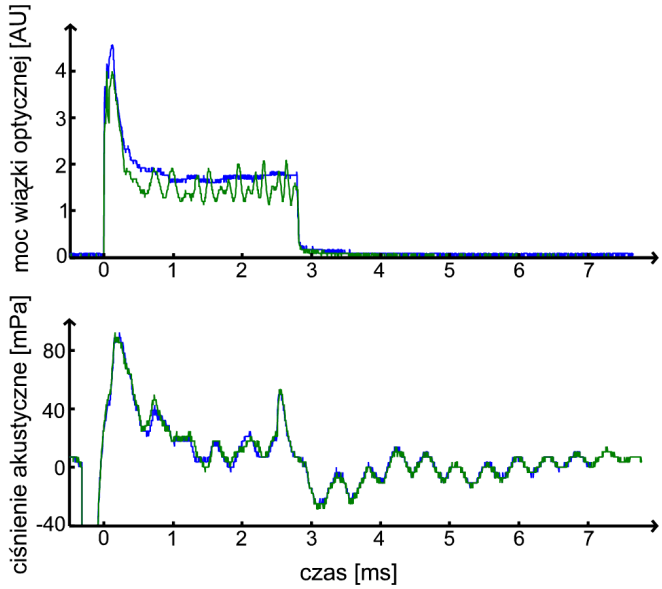
Eksperymenty z optycznym sprzężeniem zwrotnym wykonano w układzie przedstawionym na rys. 6.10. W odległości 40 cm od wyjściowego zwierciadła lasera, na wzbudniku akustycznym zostało umocowane zewnętrzne zwierciadło całkowicie odbijające.

W ten sposób otrzymano układ trójzwierciadlany z periodycznie przesuwanym zwierciadłem zewnętrznym.



Rys. 6.10. Schemat układu do pomiaru sygnału akustycznego i optycznego w konfiguracji trójzwierciadlanej z ruchomym zwierciadłem zewnętrznym

Część wyjściowej wiązki optycznej (50%) skierowana została bezpośrednio na detektor optyczny, natomiast pozostała część promieniowania dociera do zwierciadła zamocowanego na wzbudniku. Prędkość pracy wzbudnika jest pomijalnie mała w stosunku do prędkości światła, zatem powracająca do rezerwuaru lasera fala optyczna nie wykazuje przesunięcia dopplerowskiego.



Rys. 6.11. Sygnał optyczny (góra) i akustyczny (dół) powstałe podczas pracy impulsowej

w konfiguracji trójzwierciadlanej (zielony) i dwuzwierciadlanej (niebieski). Pomiaru dokonano dla mocy wejściowej 300 W, długości impulsu 275 ms, częstotliwości wzbudnika 6 Hz (AU – jednostka względna)

Podczas okresowego ruchu trzeciego zwierciadła obserwuje się charakterystyczne zmiany amplitudy sygnału optycznego (patrz rozdział 3). Na rys. 6.11 przedstawiono przebieg sygnału optycznego podczas pracy w układzie z trzema zwierciadłami z ruchomym zwierciadłem zewnętrznym (kolor zielony) i w konfiguracji dwuzwierciadlanej (niebieski). Sygnały akustyczne w obydwu konfiguracjach impulsowej pracy lasera są takie same [132]. Zmiany natężenia wiązki optycznej wynikające ze zwrotnego sprzężenia optycznego nie wpływają na zmiany ciśnienia plazmy powstałe podczas rozwoju impulsu. Amplituda perturbacji ciśnienia związanych ze zjawiskiem „self-mixingu" (patrz rozdział 3.3) jest dużo mniejsza od sygnału akustycznego generowanego podczas inicjacji impulsu lasera. Można powiedzieć, że sygnał inicjacji niejako „zagłusza" falę akustyczną powstałą podczas wahań mocy wiązki optycznej wynikających z nałożenia się wiązki wyjściowej i powracającej do lasera.

6.1.5. Obliczenia teoretyczne rozkładu natężenia fali akustycznej w przekroju komory badanego lasera

Równanie falowe podane przez Morse'a (patrz rozdział 3.5):

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \frac{\gamma - 1}{c^2}\frac{\partial H}{\partial t}$$

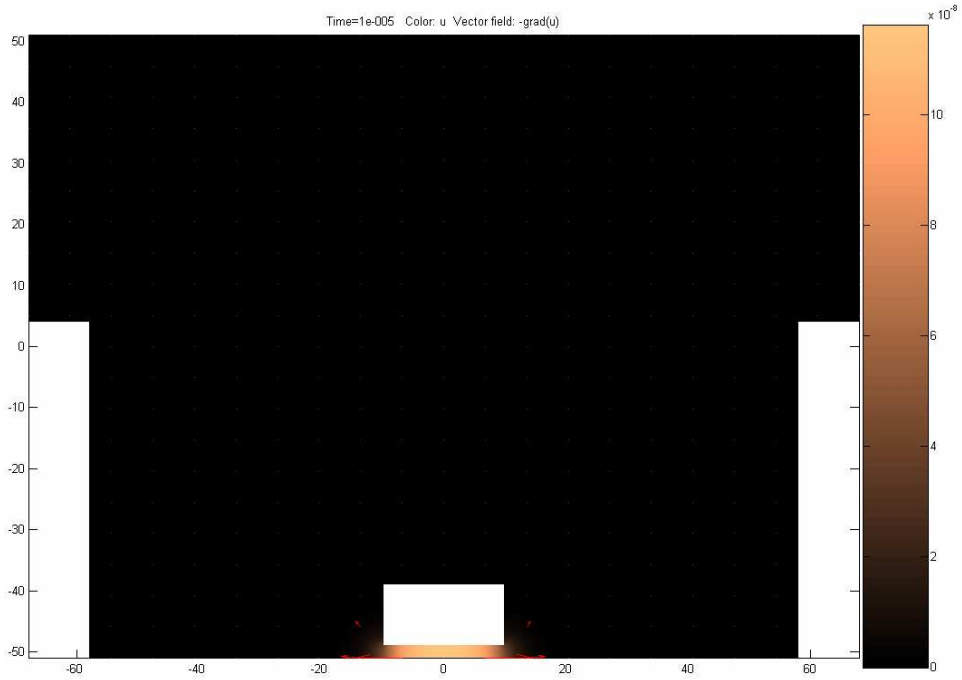
można rozwiązać w środowisku Matlab dla wymiarów komory badanego lasera i parametrów plazmy. Obliczeń dokonano korzystając z biblioteki PDE (partial differential equations), która do obliczeń wykorzystuje Metodę Elementów Skończonych (*FEM – Final Elements Method*). Rozwiązaniem przedstawionego równania falowego jest powierzchniowy rozkład ciśnienia w zależności od czasu. Dla warunków przeprowadzanego eksperymentu tzn. dla ciśnienia gazowej mieszanki laserowej (CO_2:N_2:He = 1:1:3) równego 40 Tr, prędkość rozchodzącej się fali akustycznej zgodnie z obliczeniami podanymi w rozdziale 4 wynosi 468m/s. Dla tych warunków współczynnik

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v},$$

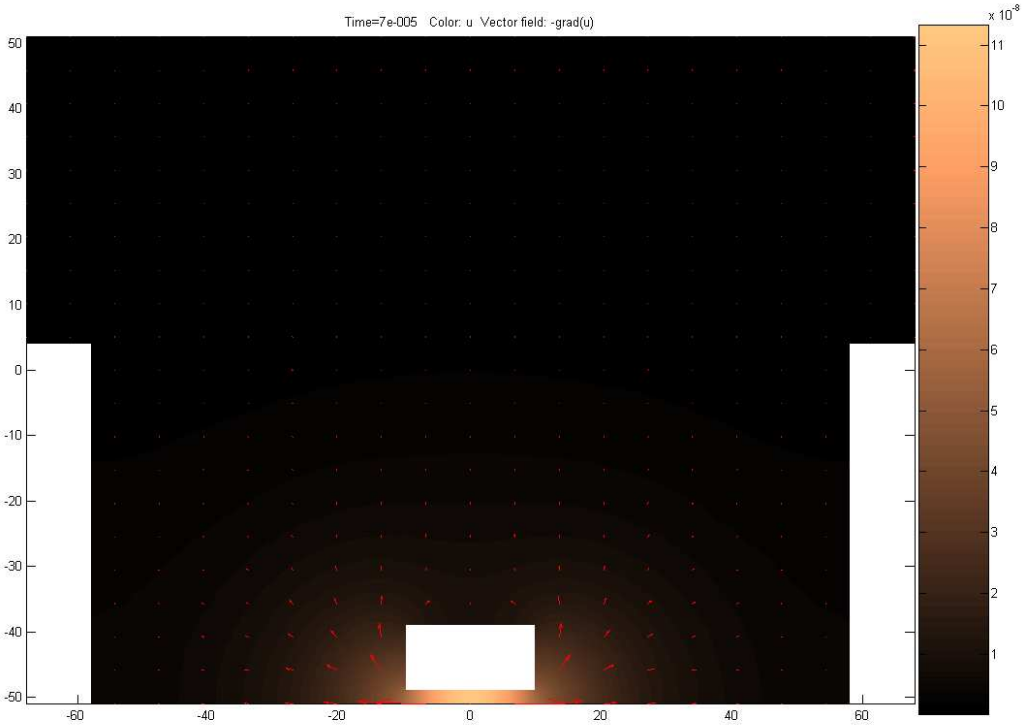
gdzie: c_p – ciepło właściwe laserowej mieszanki gazowej przy stałym ciśnieniu,
c_v – ciepło właściwe laserowej mieszanki gazowej przy stałym objętości.

wynosi γ=1,5356. W rozpatrywanej strukturze energia dostarczana jest do słupa plazmy o wymiarach 400 mm x 20 mm x 2mm. Obliczenia przeprowadzone zostały dla lasera zasilanego mocą 400 W. Stąd *H* wynosi 25mW/mm^3. (Przyjęto takie jednostki ze względu na wizualizacje przeprowadzonych obliczeń symulacyjnych). Przyjęto realny czas rozwijania się impulsu laserowego równy 250 μs i dla tego czasu uzyskano wyniki. Opierając się na wynikach eksperymentalnych przyjęto, że impuls prostokątny dostarczanej mocy do wnęki lasera ma czas narostu 5μs. Biorąc pod uwagę prawą stronę równania falowego przyjęto stosowny kształt funkcji będącej pochodną dostarczanej energii.

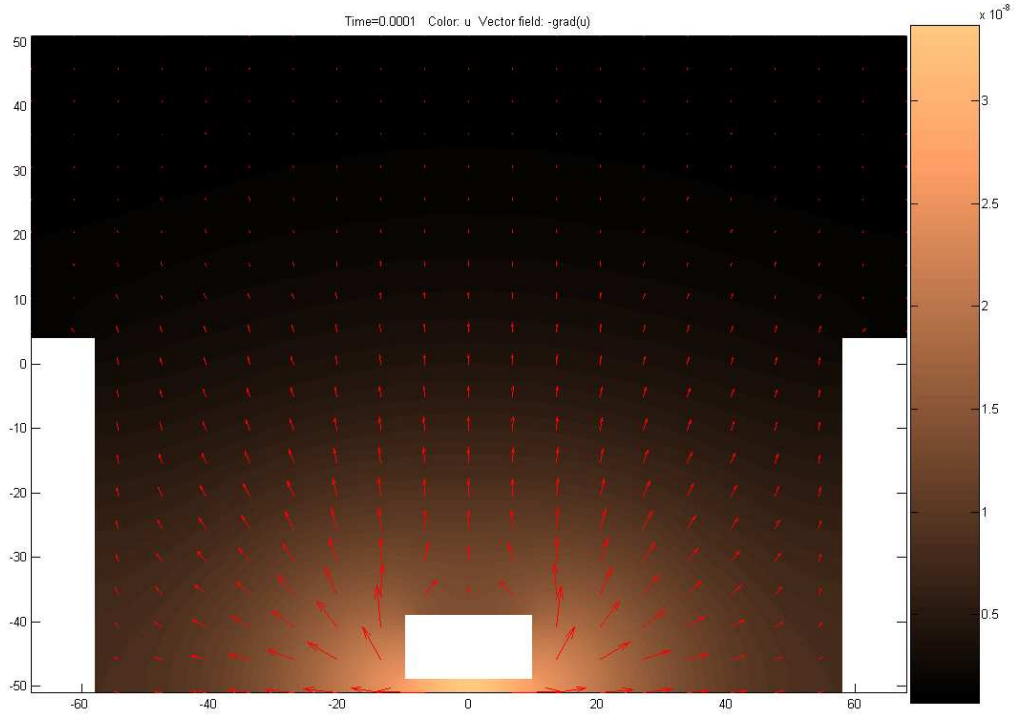
Na rys. 6.12 przedstawiono wizualizacje rozchodzenia się fali akustycznej dla warunków jw. począwszy od 10 μs do 250 μs. Należy zwrócić uwagę na obraz ciśnienia fali akustycznej w przekroju komory lasera po 110 μs począwszy od momentu włączenia lasera. Jak widać obserwowany jest znaczny spadek ciśnienia we wnętrzu falowodu lasera w porównaniu do obrazu po 10 μs. To wyjaśnia dlaczego następuje zmiana częstotliwości pracy lasera w trakcie rozwijania się impulsu energii dostarczanej do lasera. Zmiana ciśnienia oznacza zmianę gęstości ośrodka laserowego, to natomiast oznacza zmianę współczynnika załamania ośrodka, a to oznacza zmianę drogi optycznej. To prowadzi do zmiany częstotliwości rezonansu rezonatora optycznego czyli częstotliwości pracy lasera.



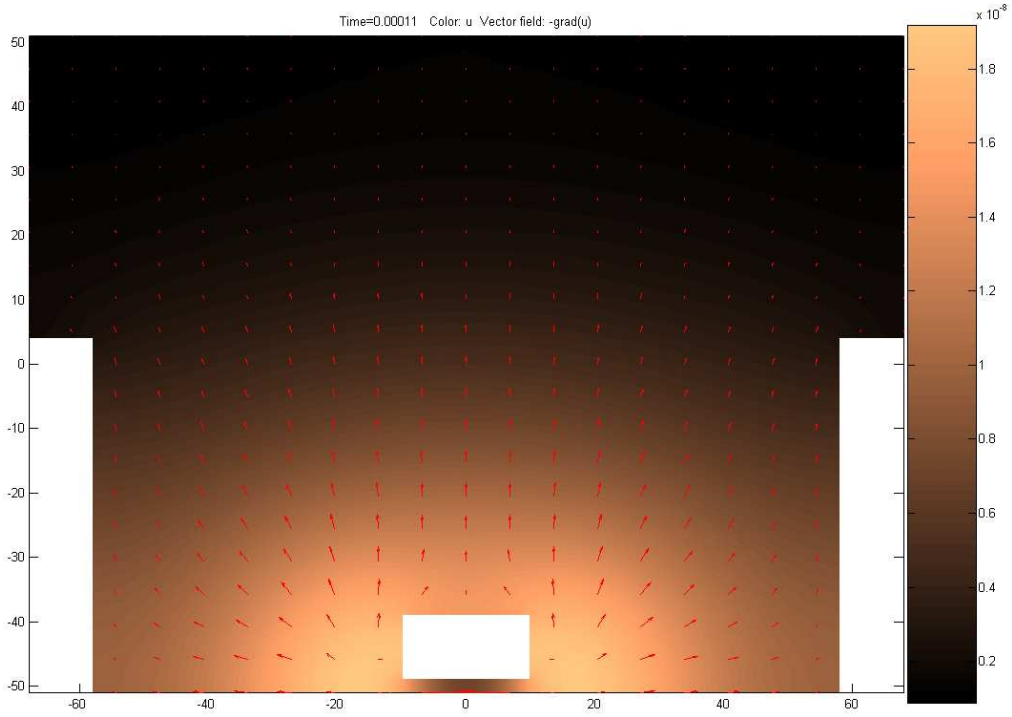
10μs


Time=7e-005 Color: u Vector field: -grad(u)
x 10^-8
50
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-40
-20
0
20
40
60
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1

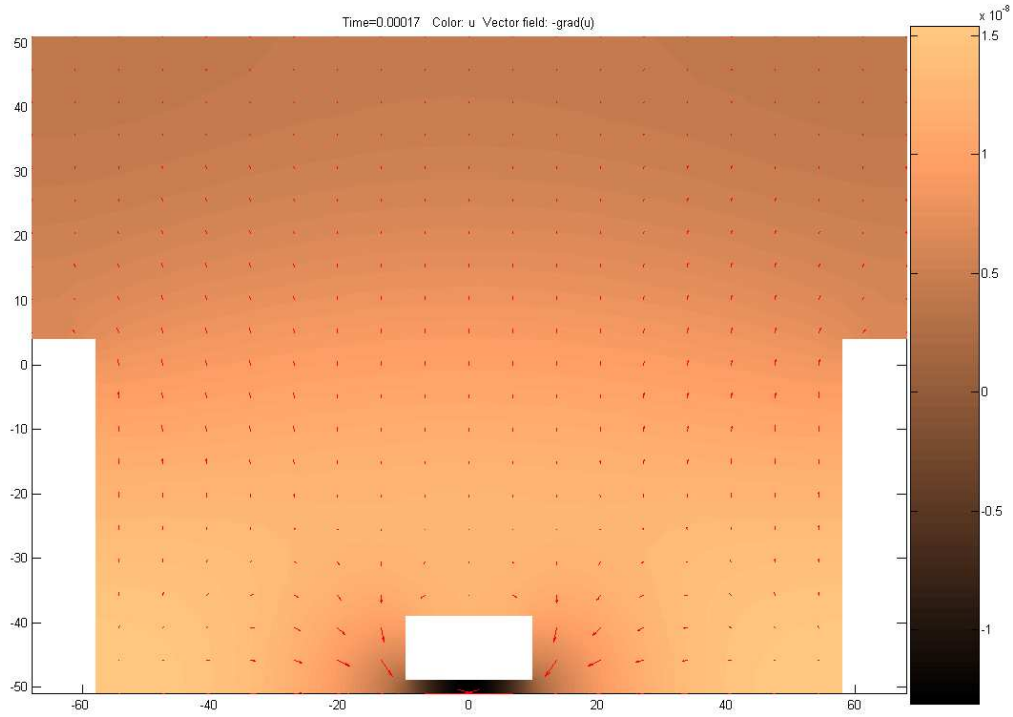
70μs


Time=0.0001 Color: u Vector field: -grad(u)
x 10^-8
50
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-40
-20
0
20
40
60
3
2.5
2
1.5
1
0.5

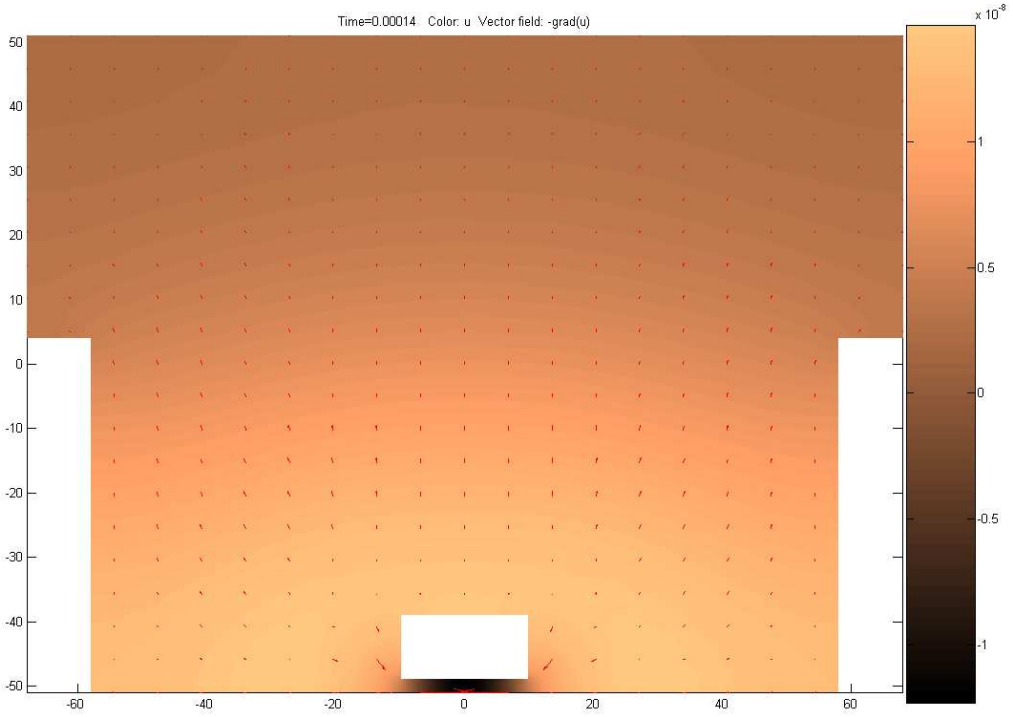
100μs


Time=0.00011 Color: u Vector field: -grad(u)
x 10^-8
1.8
1.6
1.4
1.2
1
0.8
0.6
0.4
0.2
50
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-40
-20
0
20
40
60

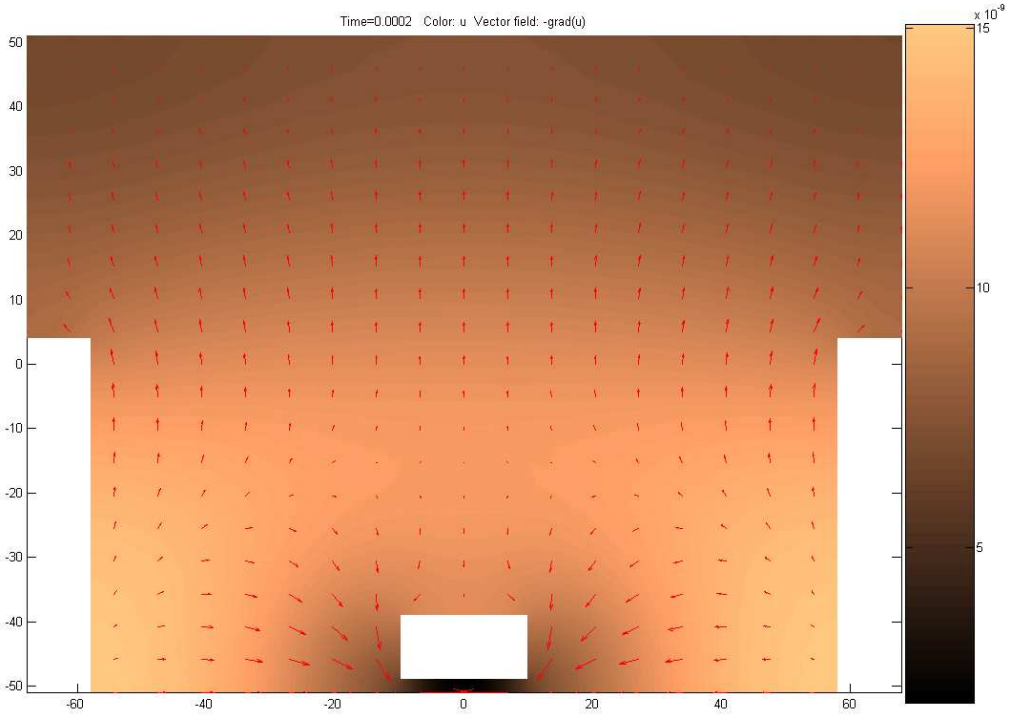
110μs


Time=0.00017 Color: u Vector field: -grad(u)
x 10^-8
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
50
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-40
-20
0
20
40
60

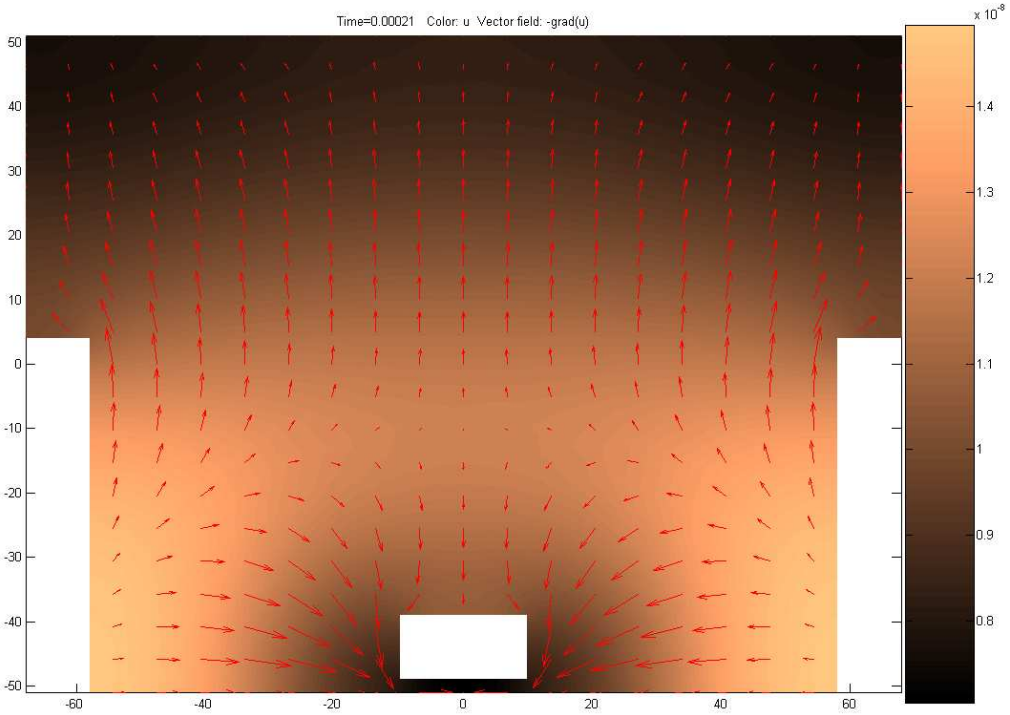
140μs


Time=0.00014 Color: u Vector field: -grad(u)
x 10^-8
50
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-40
-20
0
20
40
60
1
0.5
0
-0.5
-1

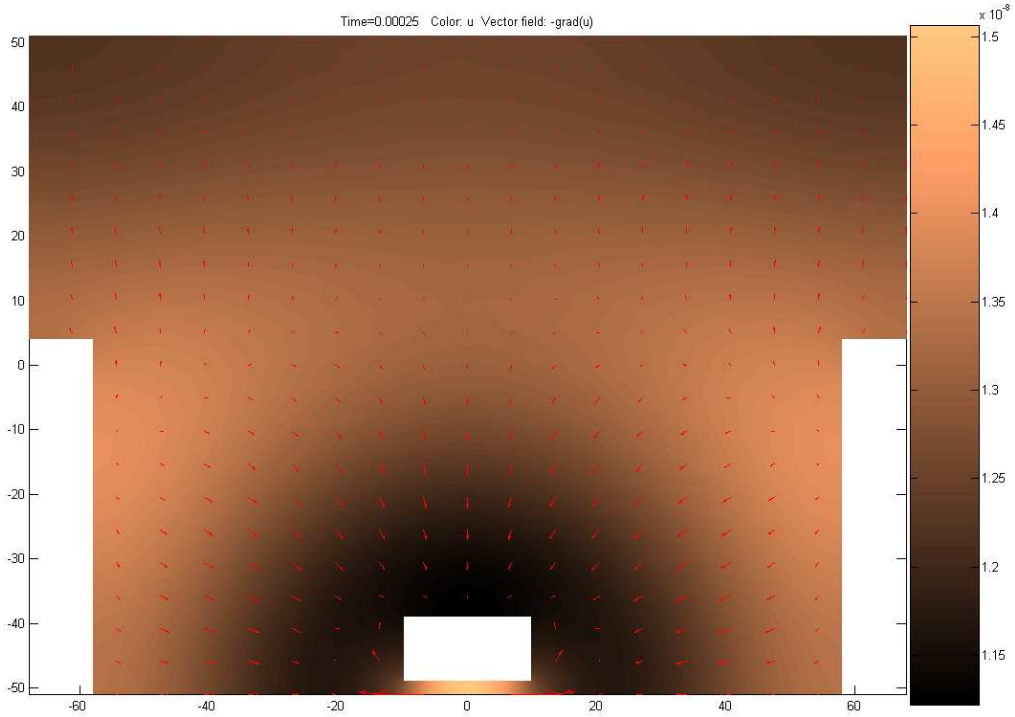
170μs


Time=0.0002 Color: u Vector field: -grad(u)
x 10^-8
50
40
30
20
10
0
-10
-20
-30
-40
-50
-60
-40
-20
0
20
40
60
15
10
5

200μs



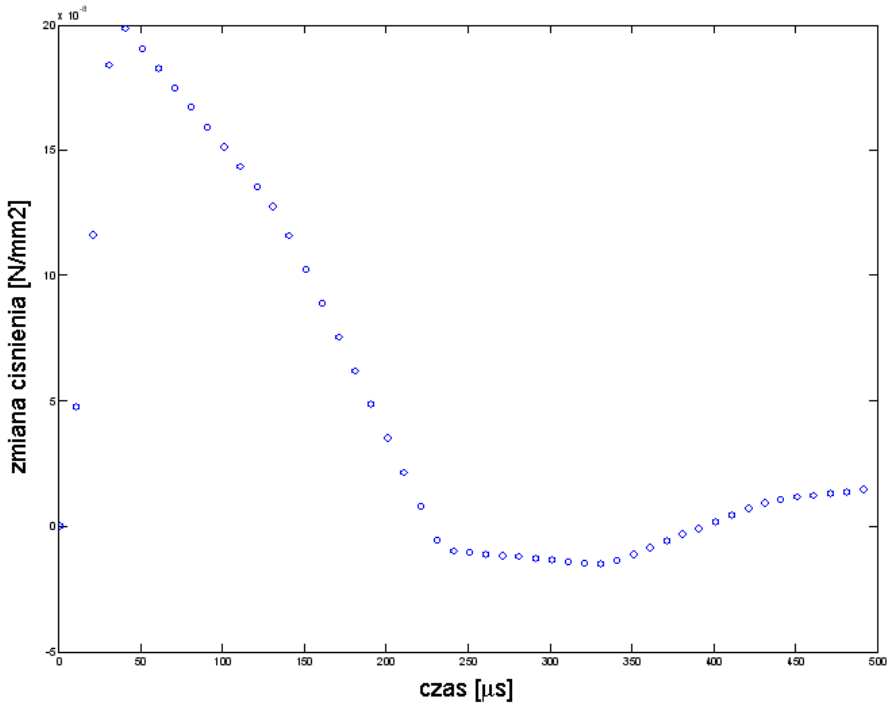
210μs



250μs

Rys. 6.12. Kolejne etapy zmiany ciśnienia w komorze lasera na skutek dostarczonego impulsu energii

Niżej pokazano wykres zmian ciśnienia w czasie w punkcie znajdującym się w centrum przekroju falowodu lasera. W początkowej fazie rozwoju impulsu obserwowany jest wzrost ciśnienia, który po ok. 40 μs osiąga maksimum. Następnie ciśnienie zaczyna spadać. Uzyskany wynik jest zbieżny z wynikami eksperymentalnymi (patrz rozdział 6.1).



Rys. 6.13 . Zmiana w czasie ciśnienia w środku przekroju obszaru aktywnego lasera CO_2 – wynik symulacji

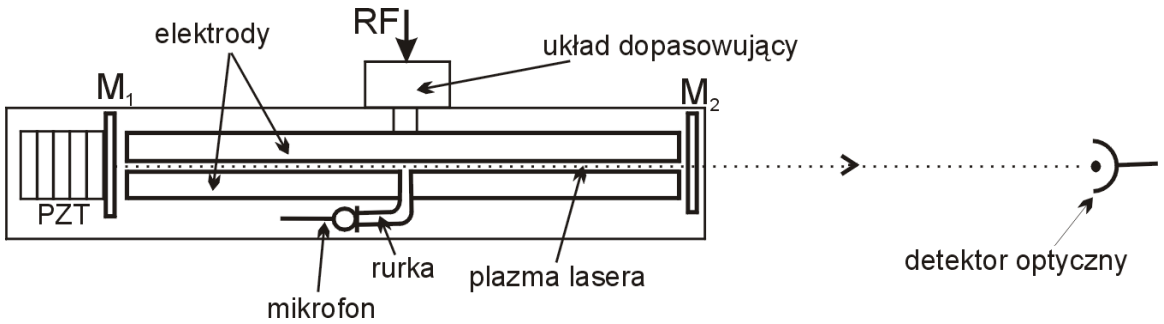
Powyższe wyniki symulacyjne wyjaśniają zjawisko przeskoków linii emisyjnych lasera na skutek zmian gęstości plazmy w laserze rozważane w rozdziale 3.

Dostarczenie impulsu mocy do lasera wywołuje zmiany ciśnienia plazmy. Jest to silna fala akustyczna, która może być obserwowana za pomocą mikrofonu umieszczonego we wnętrzu komory lasera. Po fazie gwałtownych zmian ciśnienia wywołanych pobudzeniem plazmy następuje czas „stabilizacji" parametrów termodynamicznych ośrodka aktywnego. Obserwowany jest stopniowy zanik sygnału dźwiękowego. Czas zaniku związany jest z geometrią wnętrza rezerwuaru lasera oraz materiałami, z których wykonano układ. Pomiary ciśnienia akustycznego można wykorzystać do obliczenia temperatury plazmy w ciągu początkowej fazy impulsu (kilkaset mikrosekund). Wyniki te jednakże mogą posłużyć jedynie do poprawy precyzji obliczeń, gdyż zmiany ciśnienia towarzyszące pobudzeniu plazmy są rzędu ułamków Torra. Zatem o przebiegu zmian temperatury decyduje wartość współczynnika załamania. Wyłączeniu impulsu

pobudzającego także towarzyszy fala akustyczna. Amplituda zmian ciśnienia wywołanych tym procesem jest znacznie niższa (12 dB) od wywołanej inicjacją impulsu. Dynamika zmian parametrów termodynamicznych plazmy jest mniejsza niż przy pobudzeniu układu. Szybkie zmiany natężenia wiązki optycznej w reżimie pracy impulsowej (przestrajanie lasera, zdudnienia modów) nie są obserwowane w sygnale akustycznym ze względu na bezwładność ośrodka. Parametry termodynamiczne „nie nadążają" za zamianami wiązki lasera.

6.2. PRACA CIĄGŁA

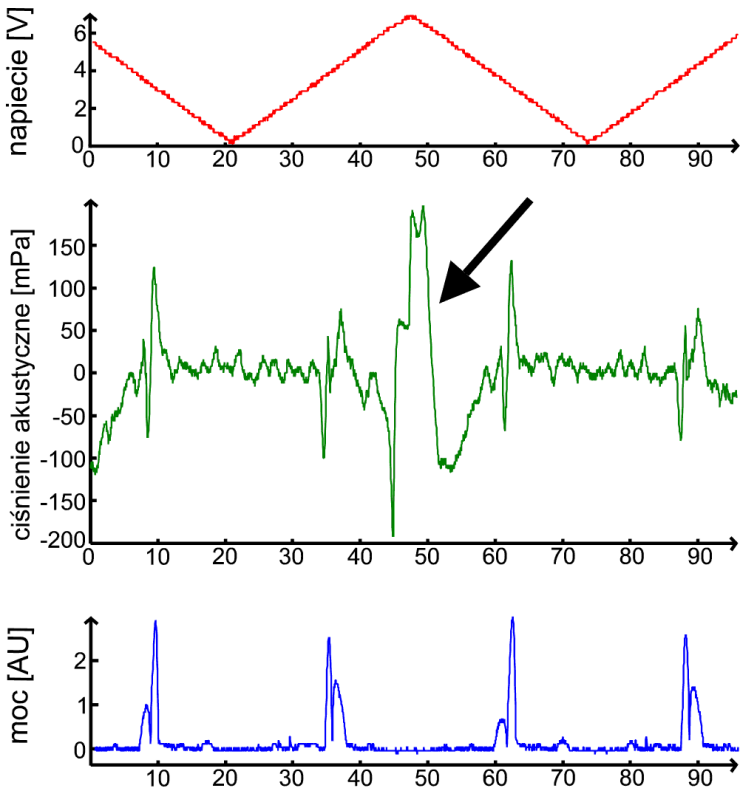
Tryb pracy ciągłej lasera umożliwia uzyskanie małych fluktuacji parametrów termodynamicznych plazmy laserowej w porównaniu z pracą impulsową. Przy braku zakłóceń zewnętrznych oraz wydajnym układzie chłodzenia laser CO_2 pracujący w reżimie pracy ciągłej generuje na jednej fali emisyjnej. W tym trybie możliwe jest wymuszenie przez zmiany długości optycznej znacznych zmian mocy wyjściowej wiązki lasera przebiegających stosunkowo wolno. W przeciwieństwie do zachowania mieszanki w pracy impulsowej zjawiska optyczne tj. „line hoppings" (patrz rozdział 3.1) czy optyczne sprzężenie zwrotne odzwierciedlane są w parametrach termodynamicznych aktywnej mieszanki lasera. Wahania temperatury, a tym samym ciśnienia odzwierciedlają przebieg zmian mocy wiązki optycznej. W przedstawionych badaniach do pomiarów zmian ciśnienia wykorzystano mikrofon umieszczony we wnętrzu komory lasera, połączony z obszarem plazmy za pomocą rurki (patrz rozdział 4).



Rys. 6.12. Schemat układu pomiarowego do badań akustycznej odpowiedzi ośrodka na efekt „line hoppings" podczas pracy ciągłej lasera z zastosowaniem piezoceramiki do regulacji długości rezonatora optycznego

Zgodnie z zależnością (3.2), zmiana długości optycznej rezonatora powoduje rozsunięcie lub zagęszczenie rezonansów optycznych, a tym samym przestrojenie lasera. Zjawisko

przeskoku lasera z jednej linii emisyjnej na drugą w pracy impulsowej jest efektem zmian współczynnika załamania. W przeprowadzonych eksperymentach takie zachowanie realizowane jest poprzez mechaniczną zmianę długości rezonatora optycznego. Zwierciadło całkowicie odbijające (M_1) zamocowane jest na płytce piezoceramicznej (PZT) sterowanej sygnałem trójkątnym o częstotliwości 20 – 40 Hz (rys. 6.12) oraz amplitudzie do 10 V_{pp}. W ten sposób uzyskano przesunięcie zwierciadła w zakresie do kilku mikrometrów [133]. Wywołana w ten sposób zmiana długości rezonatora przebiega relatywnie wolno (np. 32 μm/s). Na rys. 6.13 przedstawiono wynik pomiarowy zarejestrowany dla tak dobranej długości rezonatora, by przestrajanie lasera piezoceramiką powodowało naprzemienne pobudzenie i zanik generacji fali optycznej. Podczas emisji wiązki wyjściowej obserwowana jest praca lasera na dwóch różnych liniach emisyjnych (skokowa zmiana mocy wiązki optycznej).

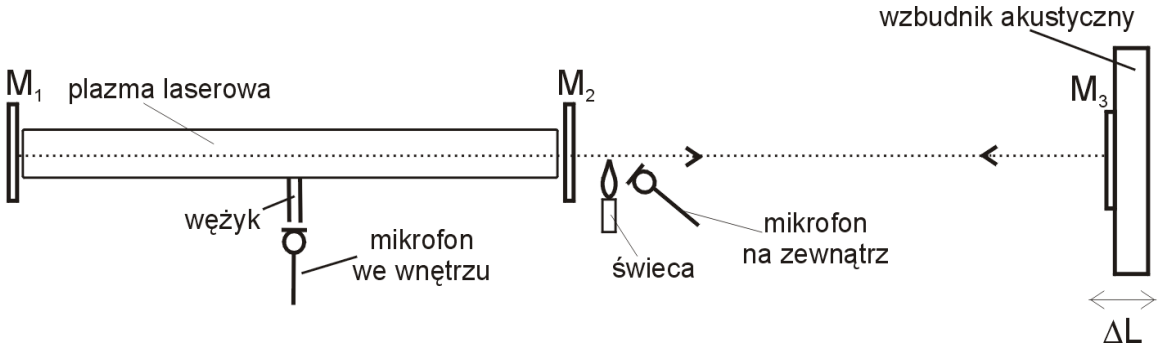


Rys. 6.13. Zmiany natężenia wiązki optycznej wywołane przestrajaniem lasera (dół), odpowiedź akustyczna (środek), sygnał sterujący piezoceramiką (góra). Wyniki uzyskane dla mocy dostarczonej do lasera 600 W i sygnału sterującego piezoceramiką: 40 Hz, 6 V. Strzałką zaznaczono sygnał akustyczny generowany podczas zatrzymania maksymalnie wysuniętego zwierciadła (AU – jednostka względna)

Widoczne w sygnale optycznym przeskoki linii emisyjnych są obserwowane w sygnale akustycznym (rys. 6.13). Silniejsze linie emisyjne powodują powstanie większych zmian

ciśnienia. Dostarczenie do układu wyższych mocy sygnału pobudzającego powoduje wzrost amplitudy sygnału optycznego oraz odpowiedzi mikrofonu na zmiany natężenia wiązki optycznej wywołane zjawiskiem *line hoppings*. Wyższa moc wiązki lasera powoduje lokalny wzrost temperatury, a zatem również wzrost ciśnienia. W sygnale akustycznym widoczne jest również zaburzenie ciśnienia powstałe w wyniku zatrzymania piezoceramiki w maksymalnym wychyleniu (rys. 6.13, miejsce zaznaczone strzałką). Ten fragment przebiegu sygnału akustycznego nie jest wynikiem zmian zachodzących w sygnale optycznym, lecz jest bezpośrednio związany z zatrzymaniem piezoceramiki.

Badania sygnału akustycznego podczas pracy ciągłej lasera przeprowadzono również dla efektu „samomieszania". Eksperymenty przeprowadzono w układzie pomiarowym przedstawionym na rys. 6.14 (patrz też rozdział 4). Zastosowany w układzie wzbudnik akustyczny jest sterowany napięciem o częstotliwości z zakresu ułamków Hz.



Rys. 6.14. Schemat układu pomiarowego do badań akustycznej odpowiedzi ośrodka na optyczne sprzężenie zwrotne podczas pracy ciągłej lasera z zastosowaniem drugiego mikrofonu na zewnątrz komory lasera. Częstotliwość wzbudnika to ułamki Hz

W wyniku periodycznego ruchu, zamocowanego na wzbudniku zwierciadła, obserwowane są charakterystyczne zmiany mocy wiązki wyjściowej lasera (patrz rozdział 3.3). Dla współczynnika sprzężenia zwrotnego C<1, zmiany te mają charakter sinusoidalny. Na podstawie zależności (3.16) można opisać zmiany fazy wiązki po przejściu przez rezonator:

$$\Delta\phi = 2\pi m = 2\pi\tau_0\left(\nu_F - \nu_0\right) + \kappa_E\sqrt{1+\alpha^2}\,\sin\left(2\pi\nu_F\tau_F + arctan(\alpha)\right), \qquad (6.1)$$

gdzie: $\Delta\phi$ – zmiana fazy po przejściu przez rezonator,
m – liczba całkowita,
ν_F – aktualna częstotliwość pracy lasera,
ν_0 – częstotliwość pracy lasera bez sprzężenia zwrotnego,
τ_0 , τ_F – czas propagacji światła odpowiednio, w wewnętrznym i zewnętrznym rezonatorze,
α – stosunek rzeczywistej do urojonej części współczynnika załamania,

$$\kappa_E = \frac{\left(1-\left|R_2\right|^2\right)\cdot R_3}{R_2},$$

R_2 – współczynnik odbicia zwierciadła M_2 (rys. 6.14),

R_3 – współczynnik odbicia zwierciadła M_3 (rys. 6.14).

Wówczas równanie (6.1) posiada jedno rozwiązanie ze względu na ν_F, a fluktuacje współczynnika wzmocnienia można wyznaczyć następująco:

$$g_F - g_0 = -\left(\frac{\kappa_E}{L}\right)\cos\left(2\pi\nu_F\tau_F\right),$$

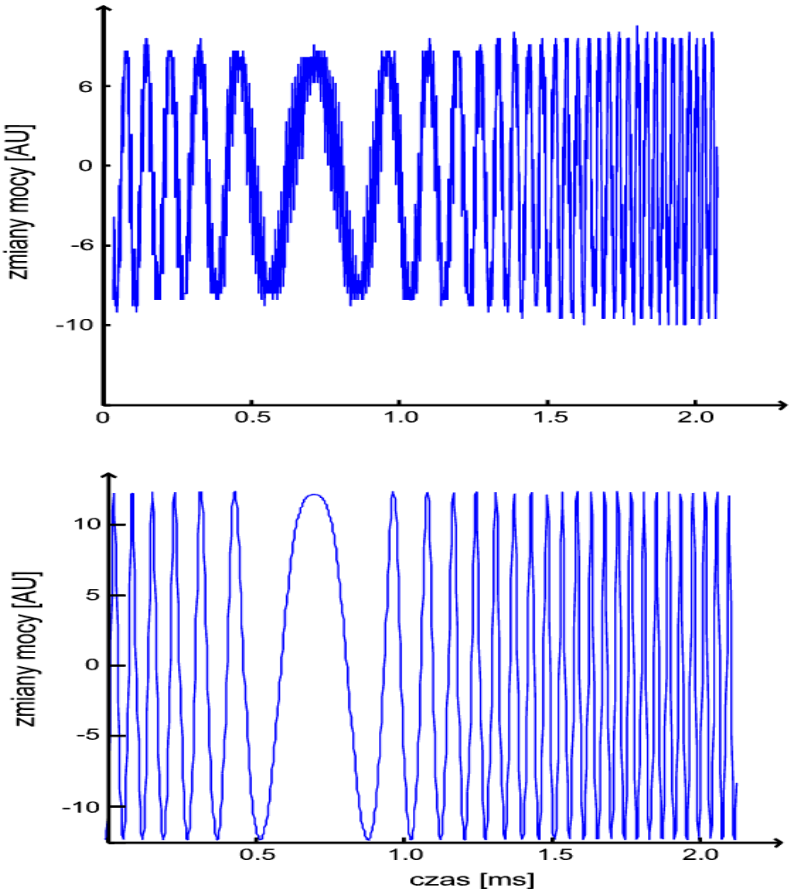
gdzie: g_F - współczynnik wzmocnienia podczas pracy lasera z zewnętrznym sprzężeniem zwrotnym,

g_0 - współczynnik wzmocnienia podczas pracy lasera bez zewnętrznego sprzężenia zwrotnego,

L - długość rezonatora optycznego,

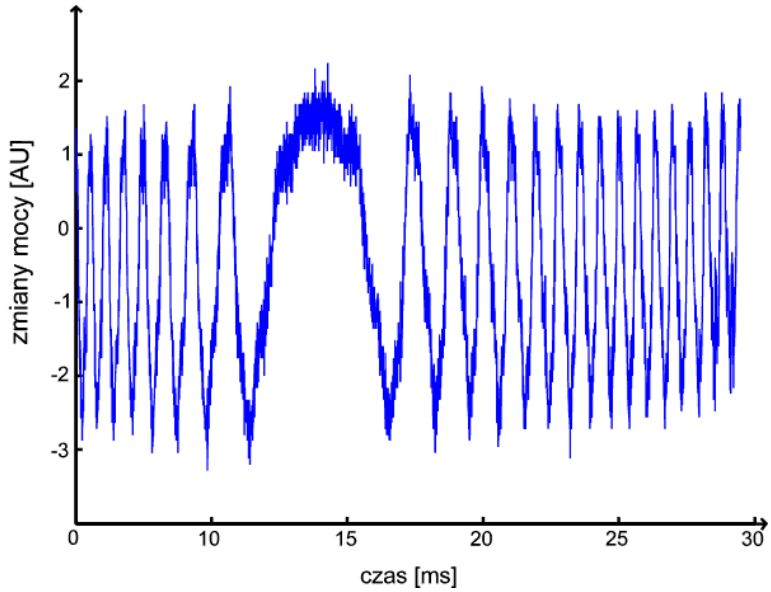
ν_F - częstotliwość pracy lasera podczas pracy lasera z zewnętrznym sprzężeniem zwrotnym,

τ_F - czas propagacji światła w zewnętrznym rezonatorze.



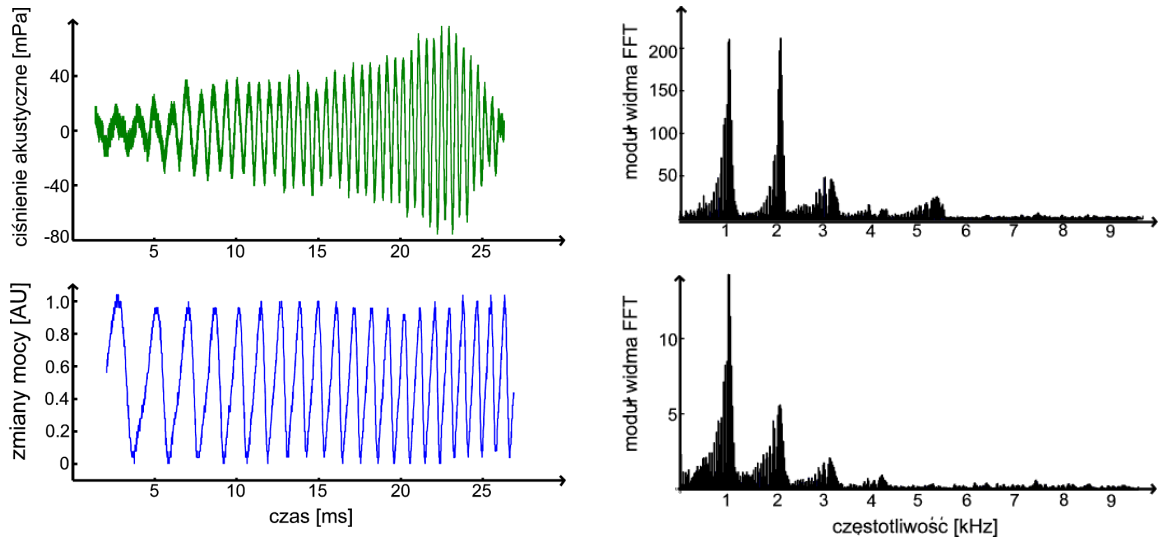
Rys. 6.15. Zmiany mocy wiązki wyjściowej lasera w wyniku optycznego sprzężenia zwrotnego dla C<1 uzyskane w eksperymencie (góra) i w symulacji (dół)

Na rys. 6.15 przedstawiono uzyskany eksperymentalne (rys. 6.15 góra) i w wyniku symulacji (rys. 6.15 dół) wykres zmian mocy wyjściowej wiązki lasera dla współczynnika sprzężenia zwrotnego C<1.



Rys. 6.16. Zmiany mocy wiązki wyjściowej lasera w wyniku optycznego sprzężenia zwrotnego dla C>1 – dane eksperymentalne

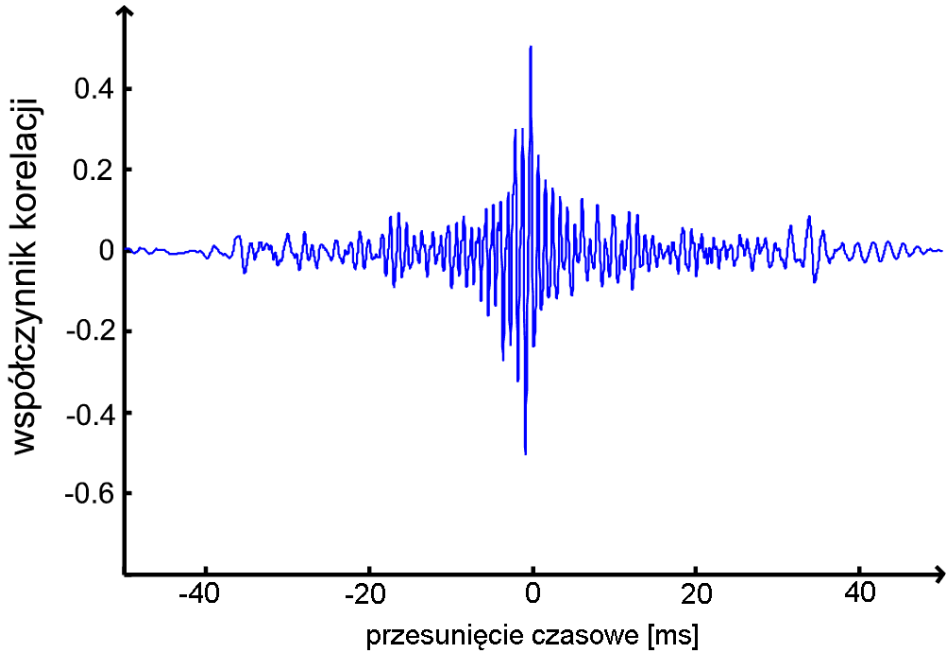
Jeżeli współczynnik C>1, to równanie (6.1) ma więcej niż jedno rozwiązanie ze względu na ν_F. Obserwowane są piłokształtne zmiany mocy wiązki wyjściowej (rys. 3.7, rys. 6.16).



Rys. 6.17. Sygnał optyczny powstały poprzez prowadzenie do rezonatora wstecznego odbicia optycznego (lewy dół) i odpowiadający mu sygnał akustyczny (lewy góra). Z prawej strony zamieszczono widma częstotliwościowe obydwu sygnałów

Optyczne sprzężenie zwrotne przy periodycznie poruszającym się zwierciadle zewnętrznym wywołuje charakterystyczną falę akustyczną o zmiennej amplitudzie

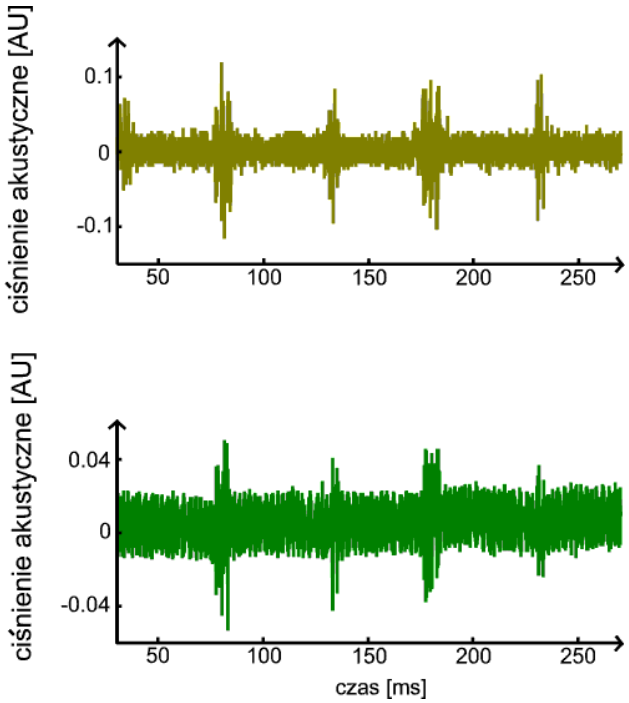
i częstotliwości (rys. 6.17). Częstotliwość fali akustycznej zwiększa się ze wzrostem częstotliwości fali optycznej. W widmach częstotliwościowych obydwu sygnałów widać dominujący udział takich samych składowych: 1000 Hz, 2100 Hz, 3260 Hz oraz 4400 Hz. Widać różnicę miedzy udziałem częstotliwości 2100 Hz w obydwu sygnałach. Sytuacja ta może wynikać z obecności rezonansu powstającego w obudowie na długości rezonatora optycznego właśnie dla tej częstotliwości (patrz tablica 4).



Rys. 6.18. Współczynnik korelacji sygnału optycznego powstałego w wyniku optycznego sprzężenia zwrotnego oraz towarzyszącego mu sygnału akustycznego

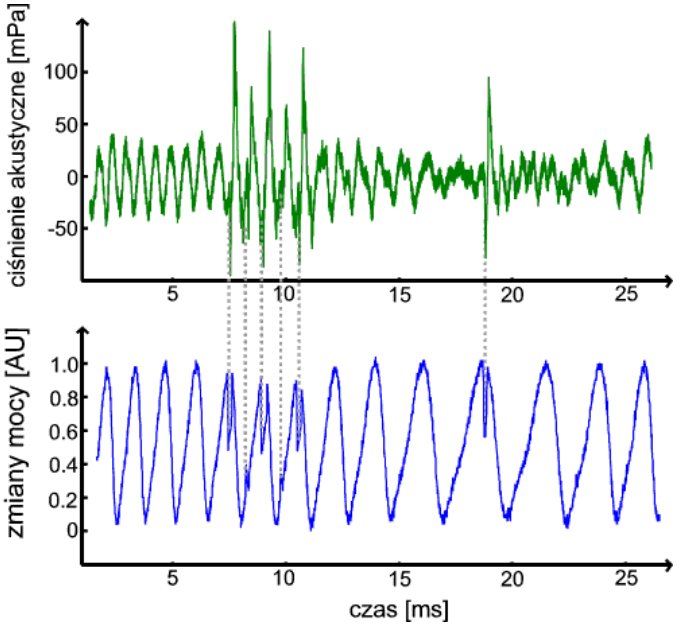
W celu zbadania ilościowej zbieżności między sygnałami: optycznym i dźwiękowym, wyznaczono współczynnik korelacji sygnałów. Przykładowy wynik przedstawiony na rys. 6.18 został uzyskany dla pobranych 2500 próbek sygnału oraz częstotliwości próbkowania 50 kHz (interwał czasowy między próbkami to 20 μs). W analizowanym przypadku uzyskano maksymalną wartość współczynnika korelacji dla przesunięcia sygnału akustycznego względem optycznego o 0,24 ms. Opóźnienie to wynika z transmisji fali akustycznej w falowodzie między obszarem plazmy a membraną mikrofonu pomiarowego (patrz rozdział 4). Wartość współczynnika korelacji dla tego opóźnienia jest dodatnia, co potwierdza występowanie przyrostu ciśnienia w wyniku wzrostu mocy wiązki optycznej. Szybkie zmiany znaku współczynnika korelacji świadczą o quasi-okresowości sygnałów. W celu zbadania wpływu akustycznego układu odbiorczego umieszczonego wewnątrz komory lasera na sygnał dźwiękowy przeprowadzono pomiary z zastosowaniem mikrofonu umieszczonego na zewnątrz komory lasera (rys. 6.14). Przed okienkiem

wyjściowym lasera umieszczono zapaloną świecę tak, by wiązka optyczna przechodziła przez płomień świecy. W ten sposób uzyskano falę akustyczną mierzoną za pomocą mikrofonu zewnętrznego. Otrzymane wyniki prezentuje rys. 6.19 Sygnał akustyczny odebrany przez obydwa mikrofony jest podobny.



Rys. 6.19. Sygnał akustyczny obserwowany na mikrofonie wewnątrz rezerwuaru lasera (dół) i na zewnątrz (góra) powstały w wyniku sprzężenia zwrotnego wiązki optycznej

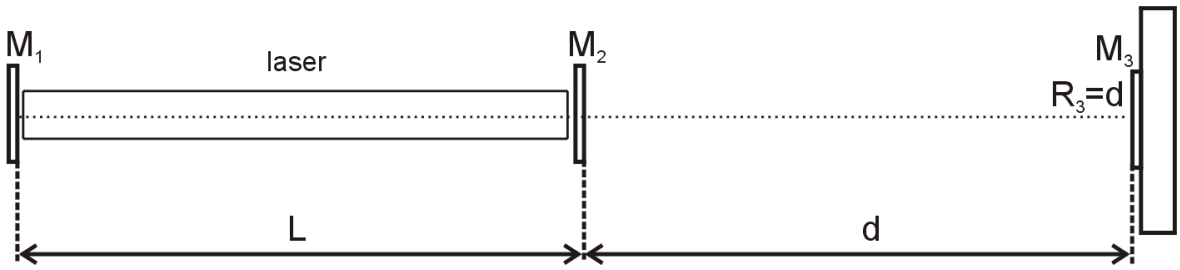
Obserwowane zmiany amplitudy powstałej fali akustycznej są zbliżone dla obydwu mikrofonów.



Rys. 6.20. Odpowiedź akustyczna (góra) na zaburzenia sygnału optycznego (dół)

Zatem kształt detekowanej fali dźwiękowej wynika jedynie ze zjawiska optycznego „samomieszania” i nie ma związku z układem pomiarowym. Ze względu na wysoki współczynnik sprzężenia zwrotnego (większy od 1), wynikający z zastosowania zwierciadła całkowicie odbijającego jako powierzchni odbijającej wiązkę wyjściową lasera, w sygnale optycznym czasem pojawiają się zaburzenia charakteru piłokształtnego zmian mocy wyjściowej.

Zaburzenia sygnału optycznego powodują natychmiastową i wyraźnie widoczną odpowiedź sygnału akustycznego [134]. Na rys. 6.20 (dół) widoczne są wyraźne nierównomierności optycznego sygnału piłokształtnego w postaci gwałtownych spadków mocy wyjściowej lasera. W sygnale akustycznym (rys. 6.20 - góra) dokładnie w miejscach występowania tych zaburzeń obserwuje się gwałtowne zmiany amplitudy sygnału (trzaski). Zmiany ciśnienia wywołane gwałtownymi perturbacjami wiązki optycznej są ponad dwukrotnie większe niż w przypadku braku zaburzeń. Sygnał akustyczny jest bardzo „wrażliwy” na wszelkie zaburzenia sygnału optycznego sprzężenia zwrotnego.



Rys. 6.21. Schemat układu pomiarowego zapewniającego odtworzenie obrazu z pola bliskiego na wyjściu lasera

W celu uzyskania silnego sprzężenia zwrotnego (dla otrzymania wartości C>1) zastosowano układ optyczny z trzecim, całkowicie odbijającym zwierciadłem o promieniu krzywizny R równym odległości tego zwierciadła od zwierciadła wyjściowego lasera, aby otrzymać obraz z pola bliskiego na zwierciadle wyjściowym lasera (rys. 6.21). Na podstawie uzyskanych wyników można wnioskować, że efekt ten udało się uzyskać. Wartość współczynnika C nie ma znaczenia dla eksperymentu. Pokazano, że niezależnie od wartości C, jest możliwa detekcja sygnału zmian mocy lasera (na skutek efektu optycznego sprzężenia zwrotnego) za pomocą mikrofonu.

Wyniki uzyskane w trybie pracy ciągłej lasera pokazują, że zmiany natężenia wiązki optycznej wywołują zmiany parametrów termodynamicznych plazmy lasera obserwowalne w sygnale akustycznym. Podczas przestrajania lasera (realizowanego przez

mechaniczną zmianę długości rezonatora optycznego) skokowym zmianom mocy wiązki optycznej towarzyszy zauważalna zmiana ciśnienia. Amplituda generowanego sygnału akustycznego zależy od poziomu mocy wiązki optycznej i wielkości zmian jej amplitudy. Nawet niewielka część powracającego do rezerwuaru lasera promieniowania wywołuje silny efekt „samomieszania". Przy periodycznie poruszającym się zewnętrznym zwierciadle obserwowany jest piłokształtny przebieg sygnału optycznego o zmiennej częstotliwości. Te okresowe zmiany mocy wiązki optycznej powodują zmiany częstotliwości i amplitudy sygnału akustycznego. Zatem wzrost częstotliwości zmian mocy promieniowania laserowego spowodowany optycznym sprzężeniem zwrotnym pociąga za sobą wzrost częstotliwości i wielkości zmian ciśnienia mieszanki laserowej. Wszystkie zaburzenia optycznego sygnału piłokształtnego „samomieszania" mają swoje odzwierciedlenie w sygnale akustycznym w postaci „trzasków" (nagłe, krótkotrwałe zmiany ciśnienia).

Na podstawie uzyskanych rezultatów można stwierdzić, że wykorzystanie mikrofonu do „podsłuchu" plazmy lasera może być zastosowane do detekcji i obserwacji zjawisk optycznych tj. *line hoppings* lub optyczne sprzężenie zwrotne w reżimie pracy ciągłej. Tym samym została potwierdzona teza, że fala akustyczna powstająca we wnęce lasera jest nośnikiem informacji o zjawiskach optycznych zachodzących w gazowym laserze falowodowym CO_2 pobudzanego prądem w.cz. (zarówno w pracy ciągłej jak i impulsowej).

7. PODSUMOWANIE

Celem pracy było sprawdzenie możliwości wykorzystania fali akustycznej do badania zjawisk optycznych zachodzących we wnęce rezonansowej lasera CO_2 oraz sprawdzenie możliwości kontrolowania i sterowania częstotliwości promieniowania lasera CO_2 przy pomocy fali akustycznej.

Badania przeprowadzono dla falowodowego lasera CO_2 pobudzanego prądem w.cz.. Jest to odcięty laser z rezonatorem bez ścianek bocznych, z wewnętrznym rezonatorem optycznym w konfiguracji niestabilnej konfokalnej dodatniej. Zasilający układ, generator mocy sterowany sygnałem zewnętrznym umożliwia uzyskanie ciągłej i impulsowej pracy lasera. Taka konfiguracja badanego obiektu zapewnia jednomodową pracę lasera w modzie podstawowym. Ponadto uzyskuje się pełną powtarzalność impulsów w reżimie impulsowym.

Autorka zaprojektowała układ pomiarowy i przeprowadziła serie eksperymentów w celu potwierdzenia tez:

- fala akustyczna powstająca we wnęce rezonansowej jest nośnikiem informacji o zjawiskach optycznych zachodzących w laserze CO_2;
- częstotliwość pracy lasera CO_2 może być zmieniana poprzez zmiany współczynnika załamania plazmy lasera za pomocą fali akustycznej wprowadzonej do wnęki rezonansowej lasera,

stawianych w niniejszej dysertacji.

W układzie pomiarowym do detekcji fali akustycznej wykorzystano mikrofon firmy B&K typu 1455. Ze względów konstrukcyjnych, między plazmą a membraną mikrofonu zastosowano łącznik akustyczny. W celu określenia wpływu tak zastosowanego rozwiązania konstrukcyjnego na transmitowaną falę dźwiękową przeprowadzono serię badań wyznaczających charakterystykę częstotliwościową układu oraz wprowadzane straty. Do generacji fali akustycznej w rezerwuarze lasera zastosowano urządzenie głośnikowe niewielkich gabarytów. Ze względu na to, że nośnikiem informacji o badanym obiekcie w prezentowanym układzie jest fala akustyczna, komora lasera była rozpatrywana jako rodzaj rezonatora akustycznego. Wyznaczono częstotliwości własne komory lasera. Fala

akustyczna to drgania mechaniczne, zatem także wibracje. W przeprowadzanych eksperymentach istotną sprawą było określenie źródła przestrajania lasera. W przypadku wykorzystania fali akustycznej do modulacji współczynnika załamania plazmy lasera mogą pojawić się dwie przyczyny przestrajania rezonatora optycznego. Pierwsza, to zmiana współczynnika załamania poprzez zmiany ciśnienia, a tym samym zmiany gęstości plazmy wywołane falą akustyczną. Druga, to zmiana współczynnika załamania poprzez zmianę długości rezonatora optycznego w wyniku ruchu zwierciadła wywołanego przenoszeniem się fali akustycznej przez konstrukcję lasera. W celu umożliwienia rozpoznania przyczyny wystąpienia zjawiska przeskoków między liniami emisyjnymi (*line hoppings*) zbadano odpowiedź konstrukcji badanego lasera CO_2 na pobudzenie impulsowe. W ten sposób określono częstotliwości przenoszone mechanicznie przez konstrukcję lasera. Wszystkie pomiary i analizy dotyczące układu pomiarowego zastosowanego w badaniach realizowanych w ramach niniejszej pracy zostały wykorzystane przy interpretacji uzyskanych wyników.

W celu zbadania oddziaływania fali akustycznej na plazmę lasera, a tym samym na promieniowaną wiązkę wyjściową, przeprowadzono cykl badań z wykorzystaniem głośnika jako źródła dźwięku. Eksperymenty przeprowadzono w dwóch reżimach pracy lasera: impulsowej i ciągłej. W obydwu analizowanych przypadkach fala akustyczna o „połówce" długości większej od długości rezonatora wywołuje zmiany współczynnika załamania plazmy odpowiedzialne za przestrojenie lasera. Efektem obserwowanym w wiązce wyjściowej w wyniku tego procesu są sinusoidalne zmiany mocy wyjściowej wiązki optycznej lub przeskoki między liniami emisyjnymi. Uzyskanie przeskoków między liniami emisyjnymi w pracy impulsowej okazało się dużo łatwiejsze niż w pracy ciągłej. Taki rezultat wynika z gwałtownych zmian współczynnika załamania towarzyszących pracy impulsowej, które „pomagają" niejako fali akustycznej. W pracy ciągłej, podczas normalnej pracy lasera nie obserwuje się nagłych zmian parametrów termodynamicznych plazmy. Poziom ciśnienia akustycznego fali dźwiękowej, która mogłaby w takich warunkach wywołać przeskok między liniami emisyjnymi lasera musi mieć ok. 350 dB. Jest to poziom dwukrotnie przewyższający granicę bólu ludzkiego ucha (130 dB). Taki poziom dźwięku nie jest możliwy do wygenerowania za pomocą jednego urządzenia głośnikowego, dodatkowo ograniczonego małymi wymiarami, które wymusza wnętrze lasera. Jednak podczas pracy bistabilnej, gdy laser jest tak zjustowany, by samoistnie przeskakiwać między liniami emisyjnymi, fala dźwiękowa zmienia wyjściową wiązkę lasera. Podczas pracy impulsowej obserwowano również zdudnienia modów pojawiające się na skutek pobudzenia plazmy falą

akustyczną. Okazało się również możliwe wyeliminowanie tego zjawiska przez oddziaływanie falą dźwiękową na plazmę. Dla fal dźwiękowych o długości krótszej od długości rezonatora oddziaływanie fali akustycznej na plazmę lasera spada, aż do całkowitego zaniku dla fal o długościach równych lub większych długości rezonatora. W eksperymentach wykorzystujących urządzenie głośnikowe jako źródło dźwięku możliwe jest przenoszenie się fal akustycznych w postaci wibracji. Badania komory lasera wykazały jednak, że nie jest to czynnikiem determinującym oddziaływanie fali dźwiękowej na wiązkę optyczną. Uzyskanie, w wyniku oddziaływania fali akustycznej, przestrajania wiązki optycznej jest potwierdzeniem jednej z przyjętych w pracy tez.

Badania fali akustycznej generowanej w wyniku zachodzących w plazmie zmian parametrów termodynamicznych przeprowadzono z wykorzystaniem mikrofonu. W tym przypadku, analogicznie do poprzedniego, prace objęły dwa nurty: pracę ciągłą i impulsową lasera CO_2. Przeprowadzone pomiary wykazały, że w reżimie pracy impulsowej w rezerwuarze lasera powstają dwie fale akustyczne. Pierwsza - w wyniku pobudzenia plazmy, natomiast druga – na skutek jej wygaszenia. Sygnał dźwiękowy powstający na początku impulsu pobudzającego jest znacznie większy (12 dB) od sygnału generowanego w końcówce impulsu. Jest to bezpośrednio związane z wielkością zmian parametrów termodynamicznych plazmy towarzyszących wzbudzeniu plazmy. Na podstawie uzyskanych wyników zmian ciśnienia w trackie rozwoju impulsu wykonano obliczenia temperatury mieszanki. Okazało się, że uwzględnienie w obliczeniach temperatury zmian ciśnienia w minimalny sposób wpływają na uzyskiwane wyniki, co jest zgodne z założeniami poprzednich prac poświęconych temu tematowi [135]. Podczas pracy impulsowej bardzo częstym zjawiskiem jest występowanie przeskoków między liniami emisyjnymi oraz zdudnień modów. Obecność tych zjawisk w wyjściowej wiązce optycznej lasera nie jest jednak zauważalna poprzez obserwację zmian ciśnienia. Zmiany wiązki optycznej są wówczas tak szybkie, że ośrodek nie reaguje na nie ze względu na pewną bezwładność. W ramach cyklu prac nad powstawaniem fali dźwiękowej w wyniku zmian wiązki optycznej przeprowadzono badania z wykorzystaniem efektu optycznego sprzężenia zwrotnego. Jest to efekt bardzo silny. Jednak zmiany współczynnika załamania, a tym samym ciśnienia, wynikające z tego zjawiska nie są obserwowane w profilu sygnału akustycznego. Przyczyną takiej sytuacji jest zbyt wysoki poziom fali akustycznej generowanej podczas zapalania plazmy. Sygnał dźwiękowy powstający w wyniku efektu *self-mixing* jest mówiąc językiem akustycznym „zagłuszany”. Natomiast w pracy ciągłej, kiedy ze względu na specyfikę pracy nie ma znaczących zmian parametrów termodynamicznych plazmy, sygnał optycznego

sprzężenia zwrotnego jest detekowany mikrofonem. Ponadto w zmianach ciśnienia akustycznego odzwierciedlane są zaburzenia tego sygnału. Pomiary fali akustycznej wywołanej zmianami wiązki optycznej związanymi ze zjawiskiem *line hoppings* wykonano w układzie z przesuwaniem tylnego zwierciadła za pomocą przetwornika piezoceramicznego. Powstające w takim układzie zmiany wiązki optycznej są widoczne w postaci fali akustycznej. Wszystkie przeprowadzone eksperymenty mające na celu zbadanie powstawiania fali akustycznej na skutek zmian parametrów termodynamicznych plazmy lasera potwierdziły tezę.

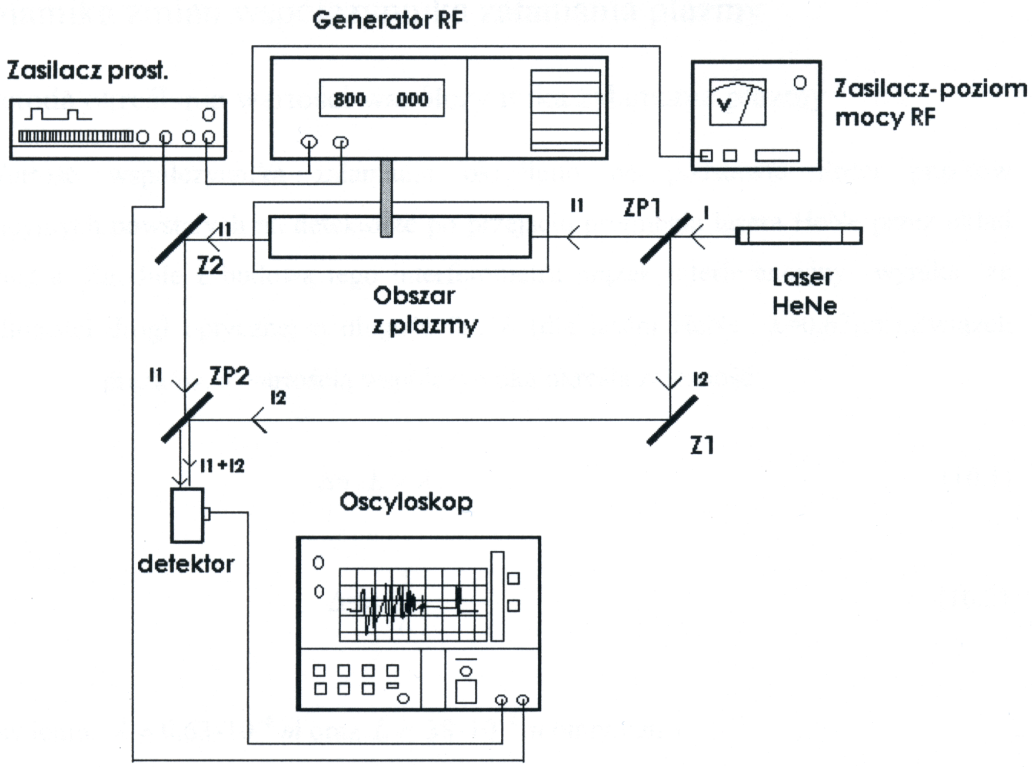
Uzyskane wyniki badań oddziaływania fali dźwiękowej na plazmę lasera CO_2 oraz generacji fali akustycznej na skutek zmian parametrów termodynamicznych plazmy są potwierdzeniem przyjętych tez pracy. Na podstawie otrzymanych rezultatów można stwierdzić przydatność fali akustycznej do badania zjawisk optycznych zachodzących we wnęce rezonansowej lasera CO_2 pracującego w trybie ciągłym oraz wykorzystania fal dźwiękowych o długości większej od podwojonej długości rezonatora do kontrolowania i sterowania częstotliwością promieniowania laserowego.

Praca została zrealizowana w ramach grantu promotorskiego o nr 3 T11B 044 30.

ZAŁĄCZNIK

METODA WYZNACZANIA WSPÓŁCZYNNIKA ZAŁAMANIA PLAZMY [108]

Współczynnik załamania plazmy można wyznaczyć w układzie interferometru Macha-Zendera (rys. 8.1). W jednej gałęzi interferometru umieszczony jest laser CO_2 pozbawiony rezonatora optycznego. Źródło światła w tym układzie stanowi laser He-Ne. Wiązka optyczna przechodząc przez pobudzoną impulsowo plazmę lasera ulega przesunięciu. Jest to wynikiem zmiany drogi optycznej spowodowanej zmianami współczynnika załamania.



Rys. 8.1. Układ do pomiaru zmian współczynnika załamania plazmy wykorzystujący interferometr Macha-Zendera

W wyniku różnicy dróg promienia odniesienia i promienia przechodzącego przez plazmę lasera CO_2 otrzymuje się prążki interferencyjne. Związek między ilością prążków, a wartością współczynnika załamania określa zależność:

$$\Delta n \cdot L = \lambda$$

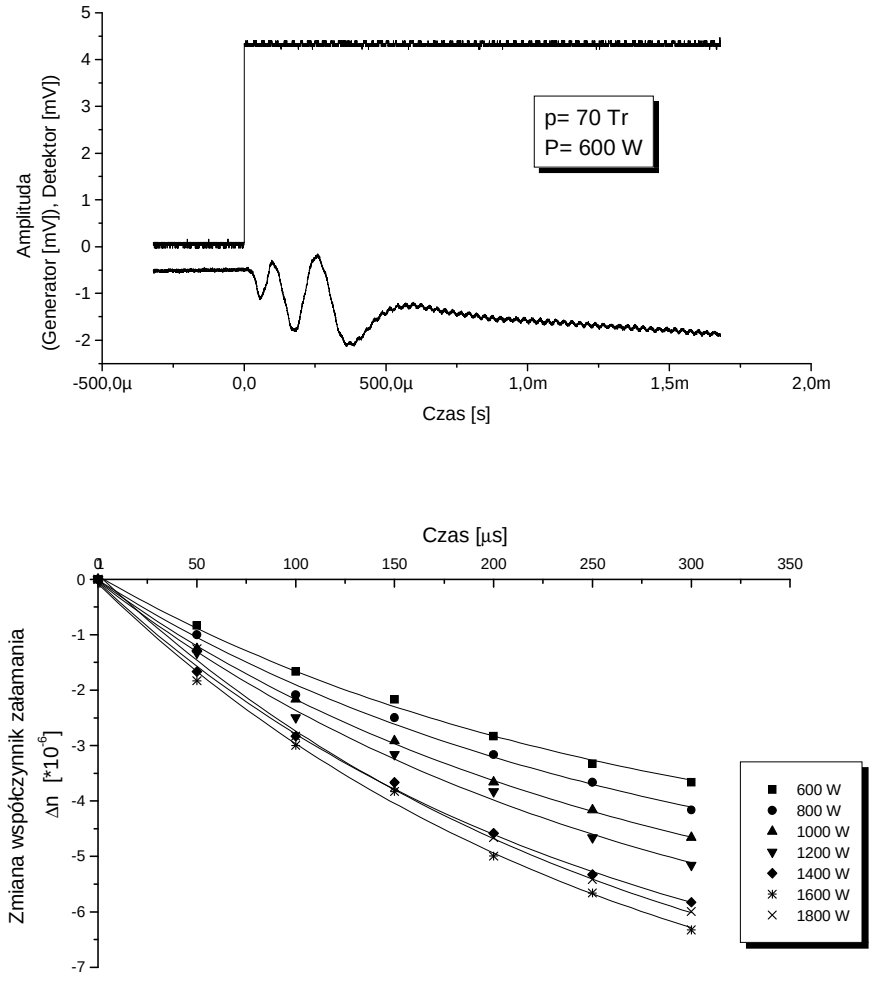
czyli:

$$\Delta n = \frac{\lambda}{L}$$

Po podstawieniu długości fali lasera He-Ne $\lambda = 0{,}63 \cdot 10^{-6}$ oraz długości rezonatora lasera CO_2 $L = 38 \cdot 10^{-2}$ otrzymano:

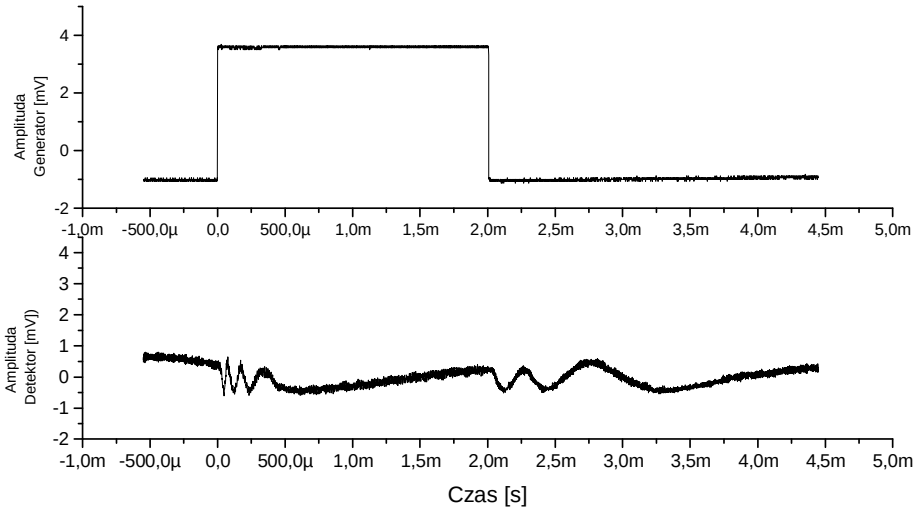
$$\Delta n = 1{,}64 \cdot 10^{-6} \text{/prążek.}$$

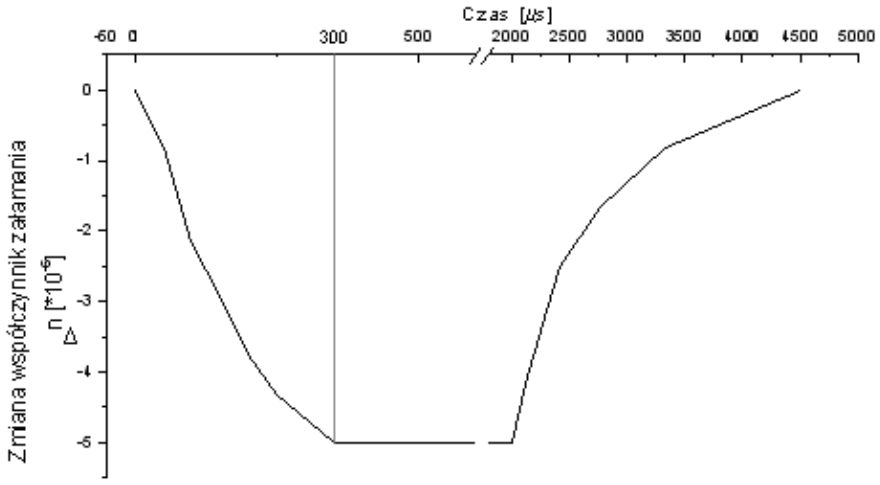
Ilość pojawiających się w wyniku pobudzenia plazmy lasera prążków interferencyjnych zależy od ciśnienia roboczego mieszanki gazowej oraz dostarczonej do układu mocy.



Rys. 8.2. Obraz prążków interferencyjnych dla ciśnienia mieszanki roboczej 70 Tr i mocy wejściowej 600 W (góra) oraz wyznaczone zmiany współczynnika załamania w czasie dla mocy od 600 W do 1800 W

Na rys. 8.2 (góra) przedstawiono przykładowy rezultat takich pomiarów przeprowadzonych przy ciśnieniu mieszanki 70 Tr i mocy wejściowej 600 W. Na podstawie uzyskanych wyników interferometrycznych dla różnych mocy wejściowych, można wyznaczyć zależność czasową zmian współczynnika załamania na początku impulsu (rys. 8.2 dół). Obserwowany jest wzrost zmian współczynnika załamania wraz ze wzrostem mocy doprowadzonej do lasera. Zmiany współczynnika załamania plazmy mają miejsce w przeciągu pierwszych 300 – 400 μs od momentu pobudzenia plazmy. Po upłynięciu tego czasu parametr ten ustala się na pewnej wartości, która utrzymuje się do momentu wyłączenia impulsu pobudzającego.





Rys. 8.3. Impuls sterujący generatorem mocy i pojawiające się w wyniku impulsu prążki interferencyjne – góra. Zależność współczynnika załamania od czasu dla impulsu o długości 2 ms z widocznym obszarem „wymuszenia i „relaksacji”

Wówczas pojawiają się kolejne prążki interferencyjne związane z powrotem układu do stanu równowagi termodynamicznej (rys. 8.3 góra). Zmiany współczynnika załamania po włączeniu mocy są szybsze niż w przypadku jej wyłączenia (rys. 8.3 dół). Sytuacja ta związana jest z gwałtownym wymuszeniem zmiany parametrów termodynamicznych ośrodka gazowego. Inaczej jest w przypadku wyłączenia mocy. Wtedy układ wraca do stanu równowagi sprzed wymuszenia w sposób samoistny. Czas trwania zmian współczynnika załamania związany jest z czasami relaksacji poszczególnych stanów energetycznych molekuł gazu.

BIBLIOGRAFIA

1. C. K. N. Patel, „Interpretation of CO_2 optical maser experiments", *Phys. Rev. Lett*, **vol. 12**, 588-590 (1964)
2. C. B. Moore, R. E. Wood, B-L Hu, J. T. Yardley, „Vibrational energy transfer in CO_2 lasers", *The Journal of Chemical Physics*, **vol. 46**, No.11, pp.4222-4231 (1967)
3. H. W. Mocker, „Rotational level competition in CO_2 lasers", *IEEE Journal of Quatnum Electronics*, **vol. QE-4**, No.11 (1968)
4. J. A. F. Alexander, J. T. Houghton, W. B. Micknight, „Collisional relaxation from the ν_3 vibration of CO_2", *Journal of Physics B*, ser. 2, vol. 1 (1968)
5. L. V. Sutter, „Gain-switched pulsed RF CO_2 waveguide lasers", *Optical Engineering*, **vol. 20**, No. 5, 769-771 (1981)
6. W. J. Witteman, „The CO_2 laser", Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1987)
7. D. A. Andrews, T. A. King, „Radio-frequency excitation of gas lasers", *Journal of Modern Optics*, **vol. 35**, No. 3, 607-614 (1988)
8. A. Lapucci, F. Rossetti, S. Mascalchi, „Working properties of compact rf-excited CO_2 slab lasers", *SPIE Proceedings*, **vol. 3092**, 196-199 (1996)
9. A. Lapucci, S. Mascalchi, F. Rossetti, „Pulse behaviour of a compact RF charged CO_2 slab laser", *Optics & Laser Technology*, **vol. 28**, No. 3, 187-191 (1996)
10. A. I. Dutov, V. N. Ivanovna, A. Novoselov, V. E. Semenov, V. N. Sokolov, M. S. Turev, „Experimental and computer investigations of slab waveguide RF-excited CO_2 laser", *SPIE Proceedings*, **vol. 2773**, 23-30 (1996)
11. M. L. Ramón, R. Meucci, E. Allaria, S. Boccaletti, „Pattern dynamics in an annular CO_2 laser", *The European Physical Journal D*, **vol. 12**, 329-337 (2000)
12. A. D. Colley, K. M. Abramski, H. J. Baker, D. R. Hall, „Discharge-induced frequency modulaton of RF excited CO_2 waeguide lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. 27**, No. 7, 1939-1945 (1991)
13. E. F. Pliński, J. S. Witkowski „Prediction of the thermal properties of CO_2, CO, and Xe laser media", *Optics & Laser Technology*, **vol. 33**, No. 1, 61-66 (2001)
14. W. Holbert, J. Timmer, M. J. Bunner, R. Meucci, M. Ciofini, „Identifying physical properties of a CO_2 laser by dynamical modeling of measured time series", *Physical Review E*, **vol. 64**, 016222-1-7 (2001)
15. P. L. Hanst, J. A. Morreal, „A wavelength-selective, repetitively pulsed CO_2 laser", *Applied Optics*, **vol. 8**, No.1, 109-115 (1969)
16. R. M. Jenkins, R. W. J. Devereux, A. F. Blockley, „Pulsed operation of comapct longitudinally excited small bore CO_2 lasers", *Quantum Electronics and Electro-optics*, 67-70 (1981)
17. S. Lovold, G. Wang, „Ten-atmospheres high repetition rate RF-excited CO_2 waveguide laser", *Applied Physics Letters*, **vol. 40**, No 1, 13-15 (1982)
18. R. T. Brown, L. A. Newman, M. W. Murray, R. A. Hart, „Large-volume pulsed RF excited waveguide CO_2 lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. 28**, No.2, 404-407 (1992)
19. H. A. Cameron, „Transversely excited non waveguide RF gas laser configuration", *United States Patent*, No. 5592504 (1997)

20. C. Wan, S. Liu, R. Tan, J. Wu, J. Zhou, Y. Lv, Y. Yu, H. Yang, „Power scalling of pronted-circuit-board preionized TEA CO_2 laser up to 3.6 kW*”, Optics & Laser Technology*, **vol. 36**, 647-649 (2004)
21. A. K. Nath, T. Reghu, C. P. Paul, M. O. Ittoop, P. Bhargava, „High-power tansverse flow cw CO_2 laser for material processing applications”, *Optics & Laser Technology*, **vol. 36**, 329-335 (2005)
22. Y. Qu, D. Ren, X. Hu, F. Liu, J. Zhao, „Rapidly tuning miniature transversely excited atmospheric-pressure CO_2 laser”, *Applied Optics*, **vol. 41**, 5025-5029 (2002)
23. U. P. Oppenheim, „Tuning a grating-controlled CO_2 laser by means of a scanning slit”, *Applied Optics*, **vol. 42**, 3531-3537 (2003)
24. D. Ling, J. Chen, J. Li, „Gaussian-reflectivity mirror resonator for a high-power transverse-flow CO_2 laser”, *Applied Optics*, **vol. 45**, 3158-3162 (2005)
25. T. Moser, J. Balmer, D. Delbeke, P. Muys, S. Verstuyft, R. Baets, „Intracavity generation of radially polarized CO_2 laser beams based on a simple binary dielectric diffraction grating”, *Applied Optics*, **vol. 45**, 8517-8522 (2006)
26. D. J. Shin, Y. B. Chung, I. W. Lee, „Stabilization of the CO_2 laser power by feedback controlling thoough an auxiliaty electrode*”, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **vol. 38**, No.2, 555-557 (1989)
27. A. Suda, T. Shinozaki, K. Nagasaka, H. Tashiro, „Time-gated injection for stabilization of injection-locked transversely excited atmospheric CO_2 lasers”, *Applied Physics B*, **vol. 64**, 37-40 (1997)
28. K. J. Siemesen, J. E. Bernard, P. Dube, A. A. Madej, „Two stage laser stabilization using external cavities: Application to a 10 μm CO_2 laser locked to an OsO_4 transition”, *Applied Physics B*, **vol. 78**, 339-344 (2004)
29. Z. Tian, S. Qu, Z. Sun, „Active and passive frequency stabilization for a Q-switched Z-flod radio-frequency-excited waveguide CO_2 laser with two channels”, *Applied Optics*, **vol. 44**, 6269-6273 (2005)
30. C. C. Gregory, J. A. Harrington, R. I. Altkorn, R. H. Haidle, T. K. Helenowski, „Hollow curved Al_2O_3 waveguide for CO_2 laser surgery”, *SPIE Proceedings*, **vol. 1420**, 169-175 (1991)
31. M. Werner, M. Ivanenko, D. Harbecke, M. Klasing, H. Steigerwald, P. Hering, „CO_2 laser milling in hard tissue”, *SPIE Proceedings*, **vol. 6435**, 64350E (2007)
32. S. Yatsiv, A. Gabay, M. Brestel „CO_2 laser mounted on a robot for dynamic cutting manipulations, *SPIE Proceedings*, **vol. 1276**, 142-150 (1990)
33. B. T. Rao, H. Kumar, A. K. Nath, „Processing of concretes with a high power CO_2 laser”, *Optics & Laser Technology*, **vol. 37**, 348-356 (2005)
34. M. I. Braiwish, B. L. Bachim, T. K. Gaylord, „Prototype CO_2 laser-induced long-period fiber grating variable optical attenuators and optical tunable filters”, *Applied Optics*, **vol. 43**, 1789-1793 (2004)
35. Y. Wang, D. N. Wang, W. Jin, „CO_2 laser-grooved long period fiber grating temperature sensor system based on intensity modulation”, *Applied Optics*, **vol. 45**, 7966-7970 (2006)
36. Y. Wang, D. N. Wang, W. Jin, Y. Rao, „Asymmetric transverse-load characteristics and polarization dependence of long-period fiber gratings written by a focused CO_2 laser”, *Applied Optics*, **vol. 46**, 3079-3086 (2007)
37. T. Zhu, Y. J. Rao, J. L. Wang, „All-fiber dynamic gain equlizer based on a twisted long-period grating written by high-efficiency CO_2 laser pulses”, *Applied Optics*, **vol. 46**, 375-378 (2007)
38. S. Calixto, M. Rosete-Aguilar, F. J. Sanchez-Marin, L. Castaneda-Escobar, „Rod and spherical silica microlenses fabricated by CO_2 laser melting”, *Applied Optics*, **vol. 44**, 4547-4556 (2005)

39. K. I. Schultz, S. Fisher, D. Augenstein, „Ladar measurements of astellite vibrations”, *SPIE Proceedings*, **vol. 1633**, 172-178 (1992)
40. B. R. Foy, B. D. McVey, R. R. Petrin, J. J. Tiee, C. W. Wilson, „Target characterization in 3D using infrared lidar”, *SPIE Proceedings*, **vol. 4370**, 181-187 (2001)
41. D. R. Cutten, J. Rothermel, M. A. Jastrzembski, R. M. Hardesty, J. N. Howell, D. M. Tratt, V. Srivastava, „Radiometric calibraton of an airborne CO_2 pulsed Doppler lidar with a natural earth surface”, *Applied Optics*, **vol. 41**, 3530-3537 (2002)
42. M. A. Gondal, Z. H. Yamani, „Highly sensitive electronically modulated photoacoustic spectrometer for ozone detection”, *Applied Optics*, **vol. 46**, 7083-7090 (2007)
43. K. P. Gurton, M. Felton, R. Dahmani, D. Ligon, „In situ infrared aerosol spectroscopy for a variety of nerve agent simulants using flow-through photoacoustics”, *Applied Optics*, **vol. 46**, 6323-6329 (2007)
44. G. A. West, J. J. Barrett, D. R. Siebert, K. V. Reddy, „Photoacoustic spectroscopy”, *Review of Science Instruments*, **vol 54**, 797-817 (1983)
45. J. F. McClelland, „Photoacoustic spectroscopy”, *Analytical Chemistry*, **vol. 55**, 89A-105A (1983)
46. Y. Pao, „Optoacoustic spectroscopy and detection”, Academic Press, London (1977)
47. C. F. Dewey Jr., R. D. Kamm, C. E. Hackett, „Acoustic amplifier for detection of atmospheric pollutants”, *Applied Physics Letters*, **vol. 23**, 633-635 (1973)
48. P. L. Meyer, M. W. Sigrist, „Atmospheric pollution monitoring using CO_2-laser photoacoustic spectroscopy and other techniques”, *Review of Science Instruments*, **vol. 61**, 1779-1807 (1990)
49. G. Santiago, V. Slezak, A. L. Peuriot, „Resonant photoacoustic gas sensing by PC-based audio detection”, *Applied Physics B*, **vol. 77**, 463-465 (2003)
50. A. Miklós, S. Pei, A. H. King, „Multipass acoustically open photoacoustic detector for trace gas measurements”, *Applied Optics*, **vol. 45**, 2529-2534 (2005)
51. Innova Airtech Instruments A/S, „Measuring gases with the help of microphones – photoacoustic effect”, Business Briefing (2005)
52. M. B. Filho, M. G. da Silva, M. S. Sthel, D. U. Schramm, H. Vargas, A. Mikls, P. Hess „Ammonia detection by using quantum-cascade laser photoacoustic spectroscopy”, *Applied Optics*, **vol. 45**, 4966-4971 (2006)
53. A. Mukherjee, I. Dunayevskiy, M. Prasanna, R. Go, A. Tsekoun, X. Wang, J. Fan, C. Kumar, N. Patel, „Sub-parts-per-billion level detection of dimethyl methyl phosphonate (DMMP) by quantum cascade laser photoacoustic spectroscopy”, *Applied Optics*, **vol. 47**, 1543-1548 (2008)
54. L. Jankovic, K. Shahzad, Y. Wang, M. Burcher, F. Scholle, P. Hauff, S. Mofina, M. Skobe, „In vivo photoacoustic imaging of nude mice vasculature using a photoacoustic imaging system based on a commercial ultrasound scanner”, *SPIE Proceedings*, **vol. 6856**, 68560N (2008)
55. E. Zahng, J. Laufer, P .Beard, „Backward-mode multiwavelength photoacoustic scanner using planar Fabry-Perot polymer film ultrasound sensor for high-resolution three-dimensional imaging of biological tissues”, *Applied Optics*, **vol. 47**, 561-577 (2008)
56. Y. Su, R. K. Wang, T. Lu, Z. Song, „monitoring the concentration and oxygen saturation of hemoglobin using photoacoustic technique”, *SPIE Proceedings*, **vol. 6438**, 64380L (2007)
57. P. C. B. Rompe, F. H. dos Anjos, A. A. Martin, A. M. Mansanares, E. C. da Silva, D. Acosta-Avalos, P. R. Barja, „Characterization of human skin through photoacoustic spectroscopy”, *SPIE Proceedings*, **vol. 5325**, 136-142 (2004)

58. F. H. dos Anjos, P. C. B. Rompe, R. Batista, A. A. Martin, A. M. Mansanares, E. C. da Silva, D. Acosta-Avalos, P. R. Barja, „Sunscreen effects in skin analyzed by photoacoustic spectroscopy", *SPIE Proceedings*, **vol. 5325**, 143-149 (2004)
59. F. Zhang, K. Maslov, G. Stoica, L. V. Wang, „High-resolution burn imaging in pig skin by photoacoustic microscopy", *SPIE Proceedings*, **vol. 6437**, 64370A (2007)
60. R. S. Witte, S. Huang, S. Ashkenazi, K. Kim, M. O'Donnel, „Contrast-enhaced photoacoustic imaging of live lobster nerve cord", *SPIE Proceedings*, **vol. 6437**, 64370J (2007)
61. J. Shah, S. Park, S. Aglyamov, T. Larson, L. Ma, K. Sokolov, K. Johntson, T. Milner, S. Emelianov, „Photoacoustic and ultrasound imaging to guide photothermal therapy: ex vivo study", *SPIE Proceedings*, **vol. 6856**, 68560U (2008)
62. S. E. Vaartjes, J. C. G. van Hespen, J. M. Klasse, F. M. van den Engh, A. K. H. The, W. Steenbergen, T. G. von Leeuwen, S. Manohar, „First clinical trials of the Twente photoacoustic mammoscope (PAM)", *SPIE Proceedings*, **vol. 6629**, 662917 (2007)
63. A. K. Rai, J. P. Singh, „Perspective of photoacoustic spectroscopy in disease diagnosis of plants: a review", *Instrumentation Science & Technology*, **vol. 31**, 323-342 (2003)
64. E. I. Boamfa, M. M. L. Steeghs, S. C. Cristescu, F. J. M. Harren „Trace detection from fermentation processes in apples; an intercomparison study between ptoron-transfer-reaction mass spectrometry and laser photoacoustics", *International Journal of Mass Spectrometry*, **vol. 239**, 193-201 (2004)
65. J. Choi, M. Yu, M. Kopica, Y. Choi, „Laser Doppler velocimetry based on the photoacoustic effect in a CO_2 laser", *Review of Scientific Instruments*, **vol. 76**, No.1 (2005)
66. H. Fang, L. V. Wang, „Photoacoustic Doppler flowmetry", *SPIE Proceedings*, **vol. 6556**, 68561m (2008)
67. N. Gupta, D. R. Suhre, „Acousto-optic tunable filter imaging spectrometer with full Stokes polarimetric capability", *Applied Optics*, **vol. 46**, 2632-2637 (2006)
68. N. A. Riza, F. N. Ghauri, „Compact tunable microwave filter using retro acousto-optic filtering and delay controls", *Applied Optics*, **vol. 46**, 1032-1039 (2007)
69. A. Mahieux, S. Berkenbosch, R. Clairquin, D. Fussen, N. Mateshvili, E. Neefs, D. Nevejans, B. Ristic, A. C. Vandaele, V. Wilquet, D. Belyaev, A. Fedorova, O. Korablev, E. Villard, F. Montmessin, J. Bertaux, „In-flight performance and calibration of SPICAV SOIR onboard Venus Express", *Applied Optics*, **vol. 47**, 2252-2265 (2008)
70. E. Dai, D. Wu, A. Xu, „Integrated acousto-optic tunable filter, equalizer, and switch in WDM communication system", *SPIE Proceedings*, **vol. 3896**, 403-410 (1999)
71. W. Liu, L. Ban, M. Lv, J. Cui, Y. Sun, „Optimization design of tellurium dioxide acousto-optic tunable filters for WDM systems", *SPIE Proceedings*, **vol. 5636**, 765-772 (2005)
72. L. Zhao, Q. Zhao, B. Liao, L. Liu, „Multichannel all-fiber acousto-optic modulator", *SPIE Proceedings*, **vol. 5644**, 94-102 (2005)
73. J. K. Jabczynski, W. Zendzian, J. Kwiatkowski, „Acousto-optic modulation in diode-pumped solid-state lasers", *Optical Engineering*, **vol. 46**, 074202 (2007)
74. B. S. Gurevich, S. V. Andreyeev, S. A. Almykulov, A. V. Belyaev, A. I. Kantsyrev, A. A. Rodionstev, „Information characteristics of acousto-optic deflection unit of laser large-screen projection system", *SPIE Proceedings*, **vol. 3787**, 210-218 (1999)
75. G. D. Reddy, P. Saggau, „Fast three-dimensional laser scanning using acousto-optic deflectros", *SPIE Proceedings*, **vol. 5700**, 311-318 (2005)
76. C. E. Matei, L. Olteanu, C. N. Riviere, D. C. Dumistras, „Acousto-optic laser beam deflection for compensation of hand tremor", *SPIE Proceedings*, **vol. 6606**, 66061M (2007)

77. P. C. Claspy, Y. Pao, „CO_2 Laser Signature Problem”, *Applied Optics*, **vol. 10**, No. 1, 136-140 (1971)
78. A. L. Waksberg, J. C. Boag, and S. Sizgoric, „Signature Variations With Mirror Separation for Small Sealed CO_2 Lasers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. QE-7**, No. 1, 29-35 (1971)
79. N. E. Buholtz, „Selected two-color operation of a CO_2 laser”, *IEEE journal of Quantum Electronics*, **vol. QE-16**, No. 8 (1980)
80. N. E. Buholtz, „Selected five-color operation of a CO_2 laser”, *Optical Engineering***, vol. 20**, 325-327 (1981)
81. G. Shiffner, „Prediction of CO_2 laser signatures”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. QE-8**, 877-881 (1972)
82. A. K. Koval' and V. D. Mironov, „Investigation of CO_2 laser signatures”, *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. **15,** 1531-1536 (1985)
83. A.G.Bell, „On the Production and Reproduction of Sound by Light”, *American Journal of Sciences*, Third Series, **vol. XX**, n°118, 305- 324 (1880)
84. D. Hofstetter, M. Beck, J. Faist, M. Nagele, M.W. Sigrist, „Photoacoustic spectroscopy with quantum cascade distributed-feedback lasers”, *Optics Letters*, **vol. 26**, No. 12, 887-889 (2001)
85. T. Autrey, S. Egerev, N.S. Foster, A. Fokin, O. Ovchinnikov, „Counting particles by means of optoacoustics: Potential limits in real solutions”, *Review of Scientific Instruments*, **vol. 74**, No. 1, 628-631 (2003)
86. J. Choi, „Frequency and power stabilization of radio frequency excited CO_2 laser using photoacoustic effect”, *SPIE Proceedings*, **vol. 5777**, 729-732 (2005)
87. L. Brillouin, „Diffusion of Light and X-rays by a Transparent Homogeneous Body”, *Ann. Phys.*, **vol. 17**, 88–122 (1922)
88. P. Debye, F. W. Sears, „On the scattering of light by supersonic waves”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **vol. 18**, 409-414 (1932)
89. C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath, „The diffraction of light by high frequency sound waves: Part 1”, *Proceedings of the Indian Academy of Science*, Section A, **vol. 2**, 406-412 (1935)
90. C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath, „The diffraction of light by high frequency sound waves: Part 2”, *Proceedings of the Indian Academy of Science*, Section A, **vol. 2**, 413-420 (1935)
91. C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath, „The diffraction of light by high frequency sound waves: Part 3; Doppler effect and coherence phenomena”, *Proceedings of the Indian Academy of Science*, Section A, **vol. 3**, 75-84 (1936)
92. P. Maák, L. Jakab, A. Barósci, P. Richter, „Improved design method for acousto-optic light deflectors”, *Optics Communications*, **vol. 127**, 297-324 (1999)
93. L. A. Kulakova, „Acoustooptic interaction in science and applications”, *Ultrasonics*, **vol. 44**, e1541-e1548 (2006)
94. H. Kurosaki, „Earth observation by the adaptive wavelength optical image sensor”, *Advances in Space Research*, **vol. 39**, 185-189 (2007)
95. Z. Godziński, „Badania fluktuacji częstotliwości lasra He-Ne 0,63 um metodą optymalnego heterodynowania”, *Lasery gazowe*, *Prace Naukowe Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej*, **Nr 14**, 3-33 (1973)
96. M. I. Abu-Taha, A. A. Legrouz A. H. Abutabeech, „Enhanced applications of speaker-modulated helium-neon laser beam”, *Optics & Laser Technology*, **vol. 37**, 498-502 (2005)
97. E. F. Pliński, J. S. Witkowski, B. M. Majewski, K. M. Abramski, „The laser pulse from a RF waveguide CO_2 laser”, *Applied Physics B*, 375-382 (2003)

98. A. Maintland, M. H. Dunn, „Laser Physics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 8-14 (1969)
99. J. T. Bridges, „Competition, hysteresis, and reactive Q-switching in CO_2 lasers at 10.6 microns", *Applied Physics Letters*, **vol. 9**, 174-176 (1966)
100. E. F. Pliński, J. S. Witkowski, „Well-ordered laser signature", *Optics Communications*, **vol. 176**, 207-211 (2000)
101. A. E. Siegman, „Lasers", University Science Books, (1986)
102. E. F. Pliński, „Spectral phenomena in CO_2 lasers. A review", *Optica Applicata*, **vol. XXXI**, 509-544 (2001)
103. A. Lappuci, G. Cangioli, R. Meucci, „Frequency stability of RF-excited CO_2 waveguide lasers in gain-switched and Q-switched regimes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. 29**, 926-932 (1993)
104. D. E. Gray [Ed], „American Institute of Physics Handbook", McGraw-Hill, New York, 6-110 (1972)
105. T. Kurosawa, „Anomalous refractive index of the amplifying medium in a waveguide CO_2 laser", *Applied Optics*, **vol. 25**, 3816-3824 (1986)
106. D. A. Wojaczek, E. F. Pliński, J. S. Witkowski, „Thermodynamic and optical parameters of the RF pulse excited slab-waveguide CO_2 laser", *Optica Applicata*, **vol. XXXV**, 215-224 (2005)
107. B. Majewski „Analiza widma promieniowania laserów falowodowych CO_2 wzbudzanych prądem w.cz.", Praca doktorska (2004)
108. G. Plantier, C. Bes, T. Bosch, „Behavioral model of a self-mixing laser diode sensor", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. 41**, 1157-1167 (2005)
109. J. H. Churnside, „Laser Doppler velocimetry by modulating a CO_2 laser with backscattered light", *Applied Optics*, **vol. 23**, 61-66 (1984)
110. P. G. R. King, G. J. Steward, „New science", **vol. 17**, 180 (1963)
111. L. Y. Leng, „Laser range finder using self-mixing effect in vertical cavity surface emitting laser diode (VCSEL)", Submited for the degree of Bachelor of Electrical Engineering, The School of Information Technology and Electrical Engineering, Brisbane, Australia (2001)
112. R. Lang, K. Kobayashi, „External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. QE-16**, 347-355 (1980)
113. J. Hast, „Self-mixing interferometry and its applications in noninvasive pulse detection", Praca doktorska, University of Oulu (2003)
114. K. S. Thornburg Jr., M. Moller, R. Roy, T. W. Carr, R. D. Li, T. Erneux, „Chaos and coherence in coupled lasers", *Physical Review E*, **vol.55**, 3865-3869 (1997)
115. I. P. Marino, E. Allaria, M. A. F. Sanjuan, R. Meucci, F. T. Arecchi, „Coupling scheme for complete synchronization of periodically forced chaotic CO_2 lasers", *Physical Review E*, **vol. 70**, 036208-1-8 (2004)
116. J. M. Perez, J. Steinshinder, R. E. Stallcup, A. F. Aviles, „Control of chaos in a CO_2 laser", *Applied Physics Letters*, **vol. 65**, 1216-1218 (1994)
117. T. Bosch, N. Servagent, S. Donati, „Optical feedback interferometry for sensing application", *Optical engineering*, **vol. 40**, 20-27 (2001)
118. P. Chodorowski, „Efekt self-mixing w laserze CO_2 i jegoodwzorowanie w sygnale akustycznym", Praca magisterska, Politechnika Wrocławska (2008)
119. H. Klejman „Lasery", Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, 34-41 (1974)
120. E. F. Pliński, K. M. Abramski, J. S. Witkowski, „Optical resonators for slab-waveguide lasers", *Optical Resonators – Science and Engineering*, 267-279 (1998)

121. P. P. Vitruk, H.J.Baker, D.R. Hall „Similarity and scaling in diffusion-cooled RF-excited carbon dioxide lasers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **vol. 30**, No. 7, 1623-1634 (1994).
122. E. F. Pliński, „Właściwości promieniowania falowodowych laserów CO_2 wzbudzanych prądem w.cz.”, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław (2001).
123. J. T. Verdeyen, „Laser electronics”, Prentice-Hall International, London, 42-43 (1989).
124. P. M. Morse, K. Uno Ingard, „Theoretical acoustics”, McGraw-Hill Book Company, USA, 781-807 (1968)
125. A. Dobrucki, „Podstawy akustyki”, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, 47-50, 116-121, 126-128 (1987)
126. Żyszkowski, „Podstawy elektroakustyki”,Warszawa, 39 (1984).
127. E. Hojan, „Zasady nagłaśniania pomieszczeń i przestrzeni otwartej”, Poznań, (1988).
128. Raynoise Revision 3.0 Manual
129. R. Lucas, P. Biquard, „Optical properties of solid and liquid medias subjected to high-frequency elastic vibrations”, *Journal Phys.*, vol. 71, 464-477 (1932)
130. D. A. Wojaczek, E. F. Pliński, J. S. Witkowski, P. Fortuna, D. Karlikowski, A. B. Dobrucki, „Acoustics of the RF pulsed excited CO_2 laser discharge”, *Proceedings of SPIE*, **vol. 5953**, 59530R (2005)
131. T. Pławecki, „Pomiary termodynamiki zmian współczynnika załamania plazmy lasera CO_2 wzbudzanego prądem w.cz.”, Praca magisterska, Politechnika Wrocławska (2001)
132. D. A. Wojaczek, E. F. Plinski, L. Rosinski, A. B. Dobrucki, „Pulsed injection of the feedback signal to a cw and pulsed RF excited CO_2 slab-waveguide laser”, *Proceedings of SPIE*, **vol. 6346**, 63463C (2006)
133. D. A. Wojaczek, E. F. Plinski, L. Rosinski, R. Trawinski, „Acoustic measurement method in investigation of optical phenomena in a modulated CO_2 laser plasma”, *Proceedings of SPIE*, **vol. 6452**, 645218 (2007)
134. D. Wojaczek, E. Pliński, A. B. Dobrucki, „Representation of the laser self-mixing effect in an acoustic signal”, *Archives of Acoustics*, **vol. 31**, suppl., 159-163 (2006)
135. J. S. Witkowski, E. F. Pliński, T. Kaliciński, B. W. Majewski, T. Plawecki, K. M. Abramski, „Spectral features of a pulsed CO_2 laser”, *Journal of Applied Physics*, **vol. 92**, 4870-4873 (2002)