

Politechnika Wrocławska

Instytut Telekomunikacji, Teleinformatyki i Akustyki

Raport nr I28/09/P-062

Laserowy wzorzec częstotliwości $780\text{nm}/^{87}\text{Rb}$
z zeemanowskim rozszczepieniem
linii atomowej

Grzegorz Dudzik

Praca doktorska

Promotor:

prof. dr hab. inż. Krzysztof Abramski

Wrocław 2009

Spis treści

1. Wstęp.....	3
2. Metody stabilizacji częstotliwości laserów półprzewodnikowych.....	6
2.1 Rys historyczny	6
2.2 Podział metod stabilizacji częstotliwości	7
2.3 Przykłady metod stabilizacji częstotliwości laserów półprzewodnikowych.....	9
3. Laser półprzewodnikowy VCSEL.....	14
3.1 Budowa lasera VCSEL.....	14
3.2 Własności spektralne laserów VCSEL.....	24
3.3 Badanie parametrów lasera VCSEL.....	37
4. Najważniejsze efekty i zjawiska fizyczne	52
5. Laser VCSEL stabilizowany częstotliwościowo.....	60
5.1 Układ biernej stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL	61
5.2 Stabilizacja częstotliwości lasera VCSEL metodą trzeciej harmonicznej	74
5.3 Stabilizowany laser VCSEL z zeemanowskim rozszczepieniem linii atomowych par izotopów rubidu $^{85,87}\text{Rb}$	79
6. Interferometr laserowy	97
7. Podsumowanie.....	100
Literatura	102

1. Wstęp

Półprzewodnikowe lasery VCSEL (*Vertical Surface Emitting Laser*), ze względu na geometryczne własności wiązki oraz gigahercowy zakres modulacji, znalazły szerokie zastosowanie głównie w komunikacji światłowodowej jako transmitters, w elektronicznych urządzeniach optycznych, w czujnikach gazu oraz w miniaturowych zegarach atomowych dla urządzeń GPS (*Global Positioning System*). Istnieje jednak wąski obszar produkcji specjalizowanych laserów VCSEL przeznaczonych do spektroskopii, których własności i parametry sprawiają, iż można je wykorzystać do budowy wzorców częstotliwości oraz półprzewodnikowych interferometrów laserowych do zastosowań przemysłowych i laboratoryjnych. Obserwowany w ostatnich latach ciągły wzrost popularności wszelkich urządzeń obróbczych sterowanych numerycznie, a tym samym przyrządów kontrolno-pomiarowych, otwiera dla interferometrii laserowej coraz szersze możliwości zastosowań, również jako systemy pomiarowe zintegrowane z urządzeniami współrzędnościowymi. Przeszkodę stanowią jednak wymiary oraz znaczna energia cieplna rozpraszana przez interferometry oparte na laserach gazowych. Powyższych wad pozbawiony jest interferometr z półprzewodnikowym źródłem promieniowania, umożliwiającą miniaturyzację głowicy pomiarowej oraz integrację z urządzeniem docelowym. Zastosowanie specjalizowanego lasera VCSEL jako źródła promieniowania pozwoliło uzyskać zakres pomiarowy interferometru laserowego powyżej 1,5 metra, co wystarcza do zastosowań w mniejszych maszynach i centrach obróbczych CNC (*Computerized Numerical Control*) oraz innych urządzeniach przemysłowych i laboratoryjnych, wymagających pomiarów przemieszczenia z dokładnością rzędu pojedynczych mikrometrów.

Teza pracy:

Półprzewodnikowy laser VCSEL może stanowić źródło promieniowania do budowy częstotliwościowych wzorców laserowych o stałość częstotliwości 10^{-7} oraz półprzewodnikowych interferometrów laserowych do zastosowań przemysłowych o zakresie pomiarowym powyżej jednego metra.

Cel naukowy:

Opracowanie innowacyjnej metody stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL z wykorzystaniem ciekłokrystalicznej komórki ferroelektrycznej SSFLC (*Surface Stabilized*

Ferroelectric Liquid Crystals) oraz zeemanowskiego rozszczepienia linii atomowych par izotopów rubidu.

Cel praktyczny:

Budowa laserowego wzorca częstotliwości z wykorzystaniem lasera VCSEL oraz jego zastosowanie w konstrukcji interferometru do pomiaru przemieszczeń.

Rozdział drugi dysertacji zawiera krótki rys historyczny związany z laserami VCSEL oraz podział metod stabilizacji częstotliwości laserów wraz z wybranymi przykładami wyjaśniającymi ich działanie.

W rozdziale trzecim omówiono budowę, własności elektryczne i spektralne laserów VCSEL. Przedstawiono zagadnienia konstrukcyjne, rodzaje struktur oraz technologię ich wykonywania. Wiele uwagi poświęcono analizie szerokości linii widmowej laserów VCSEL oraz ich strukturze modowej promieniowania. Zaprezentowano wyniki badań parametrów spektralnych oraz elektrycznych lasera, mające szczególne znaczenie w procesie projektowania laserowego wzorca częstotliwości.

Rozdział czwarty zawiera informacje o fundamentalnych, z punktu widzenia dysertacji, zjawiskach absorpcji promieniowania w parach izotopów rubidu, o rozszczepieniu poziomów energetycznych w polu magnetycznym w wyniku efektu Zeemana oraz o zasadzie działania ferroelektrycznej komórki ciekłokrystalicznej SSFLC jako elemencie przełączającym polaryzację światła.

W rozdziale piątym poświęconym częstotliwościowej stabilizacji lasera VCSEL, określono założenia projektowe, jakie powinny spełniać układy stabilizacji prądu oraz temperatury lasera, aby uzyskać wartość stałości częstotliwości założoną w tezie pracy. Omówiono zaprojektowane i wykonane układy stabilizacji częstotliwości biernej oraz czynnej, porównując uzyskane stałości częstotliwości lasera VCSEL, stabilizowanego modulacyjną metodą trzeciej harmonicznej oraz zaproponowaną przez autora innowacyjną metodą PS-DAVLL (*Polarization Switching Dichroic Atomic Vapour Laser Lock*).

Rozdział szósty prezentuje prototyp interferometru laserowego zbudowanego przez autora na bazie laserowego wzorca częstotliwości. Na podstawie badań zaniku sygnału interferencji, określono wartość drogi koherencji zastosowanego lasera VCSEL i porównano z wartością teoretyczną. W celu sprawdzenia poprawności pomiaru przemieszczenia wykonanego interferometru, wykonano pomiary porównawcze z komercyjnym

interferometrem laserowym oraz przeprowadzono dyskusję nad źródłami błędów przeprowadzonych pomiarów.

W ostatnim rozdziale dysertacji podsumowano uzyskane wyniki oraz osiągnięcia autora rozprawy.

2. Metody stabilizacji częstotliwości laserów półprzewodnikowych

2.1 Rys historyczny

Początki laserów półprzewodnikowych sięgają 1962 roku, gdy niemal równocześnie w czterech amerykańskich laboratoriach [1-4] oraz jednym radzieckim [5], wytworzono półprzewodnikowe struktury homozłączowe wykazujące akcję laserową [6]. Jednak liczne wady skonstruowanych laserów, jak: niski poziom koherencji, duża rozbieżność emitowanej wiązki, praca impulsowa, konieczność intensywnego chłodzenia ciekłym azotem, spowodowały wieloletni regres w pracach badawczych nad laserami półprzewodnikowymi, nie wytrzymując konkurencji ze strony laserów gazowych. Nie dziwi zatem fakt, iż powstały wcześniej (1960 rok) laser He-Ne, posiadający lepsze parametry generowanego promieniowania, jako pierwszy stał się przedmiotem badań nad stabilizacją jego częstotliwości. Już Rowley w 1963 roku [7] oraz Shimoda w 1964 roku [8] próbowali stabilizować częstotliwość lasera He-Ne pracującego na długości fali 632,8 [nm], używając techniki sprzężenia zwrotnego opartej o układ interferometru, co było impulsem do dalszego rozwoju technik stabilizacji laserów, jak wykorzystanie jako częstotliwości odniesienia linii absorpcyjnej gazu [9] czy zagłębienia Lamba [10]. Nową jakość w realizacji wysokostabilnych częstotliwościowo laserów wytyczył w 1967 roku rozwój spektroskopii laserowej, dając początek metodom stabilizacji częstotliwości laserów opartych o zjawisko nasyconej absorpcji [11,12].

Przełom w pracach badawczych nad laserami półprzewodnikowymi nastąpił w 1970 roku, kiedy zbudowano heterozłączowy laser półprzewodnikowy. Obniżona wartość prądu progowego pozwoliła na wzbudzenie akcji laserowej z falą ciągłą w temperaturze pokojowej. Dzięki temu rozpoczęto badania nad stabilizacją częstotliwości laserów półprzewodnikowych, wykorzystując jako częstotliwość odniesienia rezonator Fabry-Perot [13,14,15]. Punkt zwrotny w badaniach nad stabilizacją częstotliwości laserów półprzewodnikowych nastąpił w latach 1979 – 1981. Podyktowany był rozwojem telekomunikacji światłowodowej oraz zapotrzebowaniem na wiele nowych urządzeń, jak: homodynowe i heterodynowe systemy detekcyjne [16], lokalne oscylatory, stabilizowane częstotliwościowo lasery o wąskiej linii emisyjnej jako nadajniki w telekomunikacji światłowodowej [6,17,18]. Pierwszy prototyp lasera VCSEL zaprezentowali w 1979 roku Soda, Iga, Kitahara oraz Suematsu. Jednak

doniesienia o laserze VCSEL z prądem progowym poniżej 1 [mA] pojawiły się w 1989 roku. Pierwszy komercyjny VCSEL sprzedano dopiero w 1996 roku, po czym nastąpił gwałtowny wzrost sprzedaży od 1 mln sztuk w 1998 roku, do 50 mln w 2005 roku i nadal rośnie.

Obecnie lasery półprzewodnikowe, a szczególnie lasery VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*), na dobre zadomowiły się w telekomunikacji światłowodowej. Znajdują szerokie zastosowanie w medycynie, spektroskopii gazów, systemach pomiarowych, jak również zintegrowanych zegarach atomowych [19].

2.2 Podział metod stabilizacji częstotliwości

W ciągu ostatniego dwudziestolecia powstało wiele metod częstotliwościowej stabilizacji laserów półprzewodnikowych, a ich różnorodność wynika z łączenia wcześniej znanych metod, tworząc kolejne nowatorskie sposoby stabilizacji, za każdym razem dodając element nowości rozwiązania układowego.

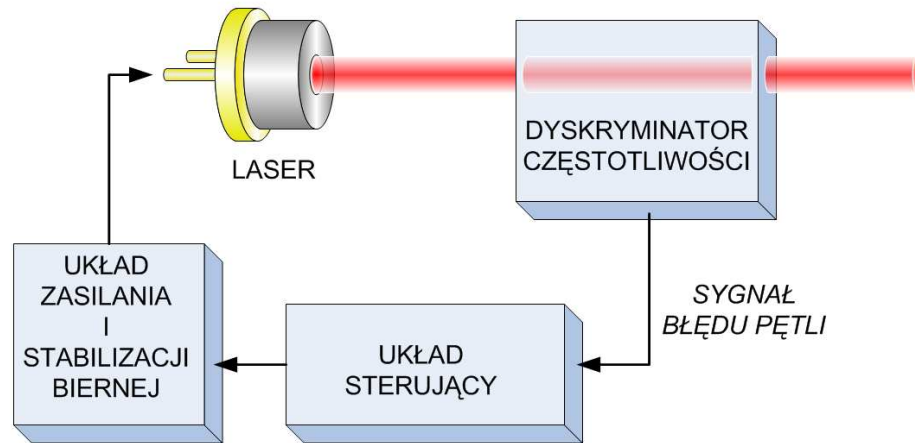
Można wyróżnić dwa najbardziej ogólne sposoby stabilizacji częstotliwości laserów:

- *bierną stabilizację częstotliwości,*
- *aktywną stabilizację częstotliwości.*

Bierna stabilizacja częstotliwości ma na celu minimalizację wpływu czynników zewnętrznych na stałość częstotliwości generowanej przez laser. W przypadku laserów gazowych takimi czynnikami będą głównie parametry atmosferyczne (temperatura, ciśnienie, wilgotność), zewnętrzne pola elektromagnetyczne, drgania mechaniczne, fluktuacje prądu wyładowania [20]. Dla laserów półprzewodnikowych głównymi czynnikami destabilizacyjnymi częstotliwość są zmiany temperatury oraz fluktuacje prądu zasilania. Konieczne staje się stosowanie układów stabilizacji temperatury i prądu lasera, co pozwala na uzyskanie krótkoterminowej stałości częstotliwości zaledwie rzędu $10^{-5} \div 10^{-6}$ (dla biernie stabilizowanych laserów gazowych jest to rząd $10^{-8} \div 10^{-10}$ [21]). Dlatego stabilizacja bierna stanowi fundament do budowy układów aktywnej stabilizacji częstotliwości.

Aktywna stabilizacja częstotliwości wprowadza do układu obwód ujemnego sprzężenia zwrotnego, którego zadaniem jest taka zmiana wartości wielkości fizycznej wpływającej na częstotliwość generowanego promieniowania, aby przeciwdziałać wszelkim jej zmianom, a przez to ustabilizować częstotliwościową pracę lasera. Głównym elementem takiego układu jest dyskryminator częstotliwości, który przekształca zmiany częstotliwości na sygnał błędu

pętli (rys.2.1). Sygnał błędu, mówiący o odstrojeniu od częstotliwości odniesienia, poprzez układ wykonawczy tak zmienia wartość wielkości fizycznej (np. temperaturę, prąd lasera), aby minimalizować różnicę między częstotliwością generacji lasera a częstotliwością referencyjną.



Rys.2.1 Poglądowy schemat aktywnej stabilizacji częstotliwości lasera

Metody aktywnej stabilizacji częstotliwości można podzielić ze względu na:

- rodzaj odniesienia częstotliwości:
 - metody interferencyjne,
 - metody wykorzystujące efekt optogalwaniczny [22- 26],
 - metody absorpcyjne na przejściach atomowych,
- rodzaj wykorzystanej spektroskopii laserowej:
 - spektroskopia nasyceniowa,
 - spektroskopia FMS (*Frequency Modulation Spectroscopy*),
 - spektroskopia modulacyjna MTS (*Modulation Transfer Spectroscopy*),
 - spektroskopia polaryzacyjna,
- sposób uzyskiwania sygnału błędu:
 - stabilizacja na centrum krzywej wzmocnienia lasera,
 - stabilizacja na równowagę mocy dwóch składowych polaryzacji,
 - stabilizacja metodami modulacyjnymi,
 - metody mieszane.

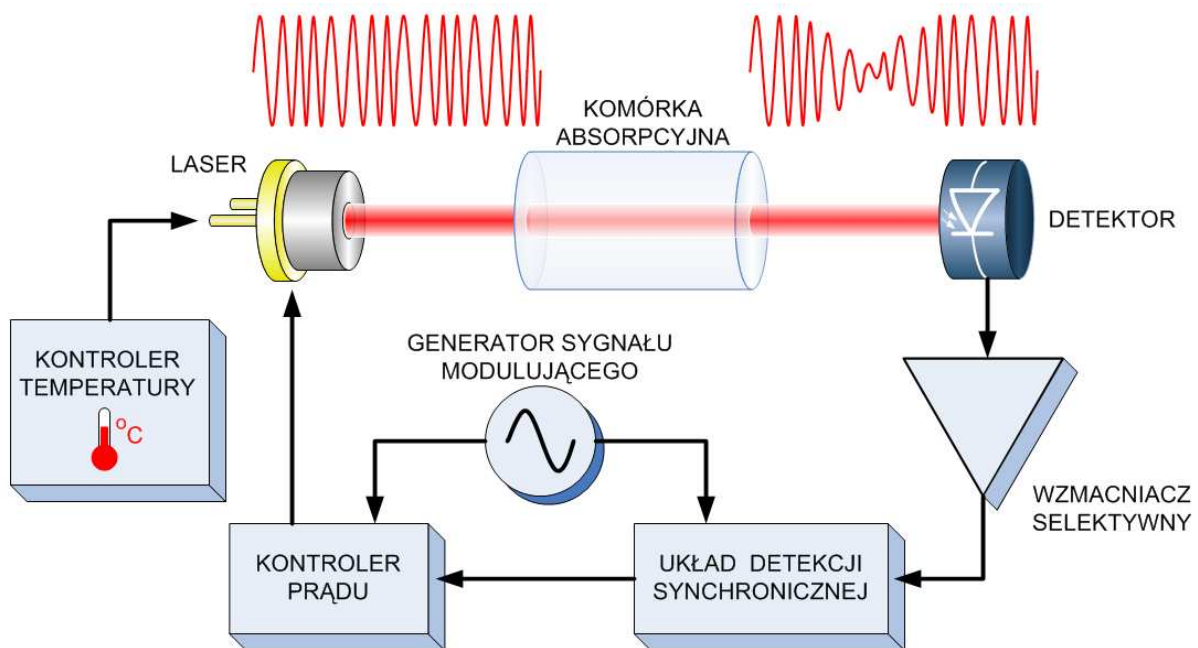
Aktywna stabilizacja znacząco poprawia krótkoterminową stałość częstotliwości lasera, osiągając w układach bardzo wyrafinowanych nawet wartości rzędu 10^{-12} .

2.3 Przykłady metod stabilizacji częstotliwości laserów półprzewodnikowych

Ze względu na ogromną liczbę aplikacyjną różnorodnych metod stabilizacji częstotliwości laserów, wybrano i przedstawiono przykłady tylko tych, które prezentują i tłumaczą główne rozwiązania aplikacyjne oraz stanowią elementy prezentowanego w rozprawie rozwiązania stabilizacji częstotliwości lasera.

Najczęściej stosowane dyskryminatory częstotliwości oparte są na rezonansie atomowym, wykorzystujące linie absorpcyjne par izotopów (np. rubidu czy cezu). W zapomnienie odchodzą dyskryminatory interferencyjne, w których częstotliwość odniesienia stanowi linia rezonansowa stabilnej wnęki rezonansowej.

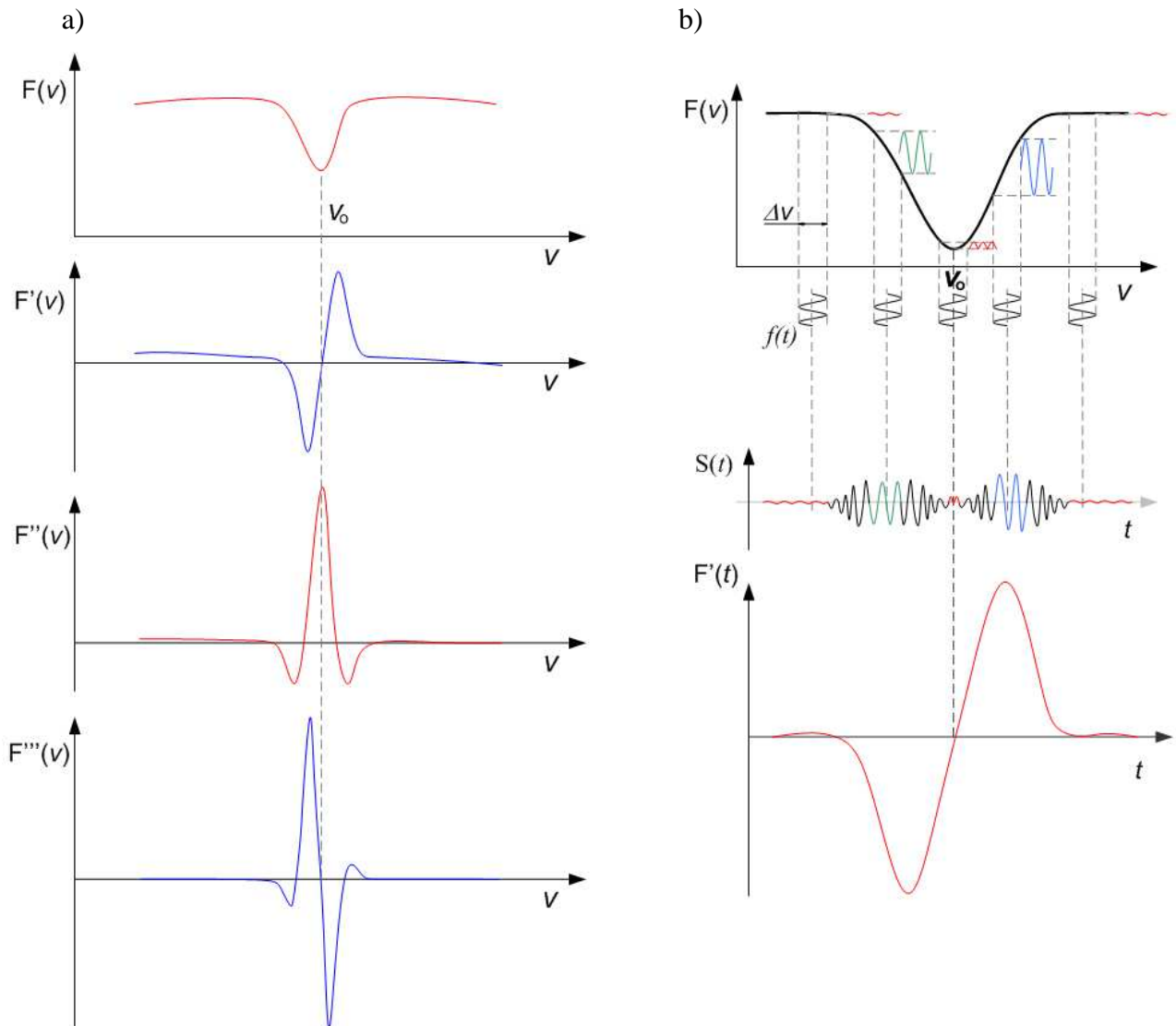
Klasycznymi metodami stabilizacji częstotliwości laserów są metody modulacyjne, wykorzystywane na przykład w spektroskopii FMS [27-32]. Na rysunku 2.2 przedstawiono ogólny schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości lasera metodą modulacyjną.



Rys.2.2 Schemat ogólny układu stabilizacji częstotliwości lasera metodą modulacyjną

Zasada działania przedstawionego układu stabilizacji polega na detekcji sygnału optycznego zmodulowanego częstotliwościowo, który po przejściu przez komórkę absorpcyjną (np. z parami rubidu lub cezu) ulega modulacji amplitudy dla określonych długości fal odpowiadającym pikom absorpcyjnym. Sygnał z detektora podawany jest na wejście wzmacniacza selektywnego, który może stanowić filtr pasmowy o częstotliwości środkowej

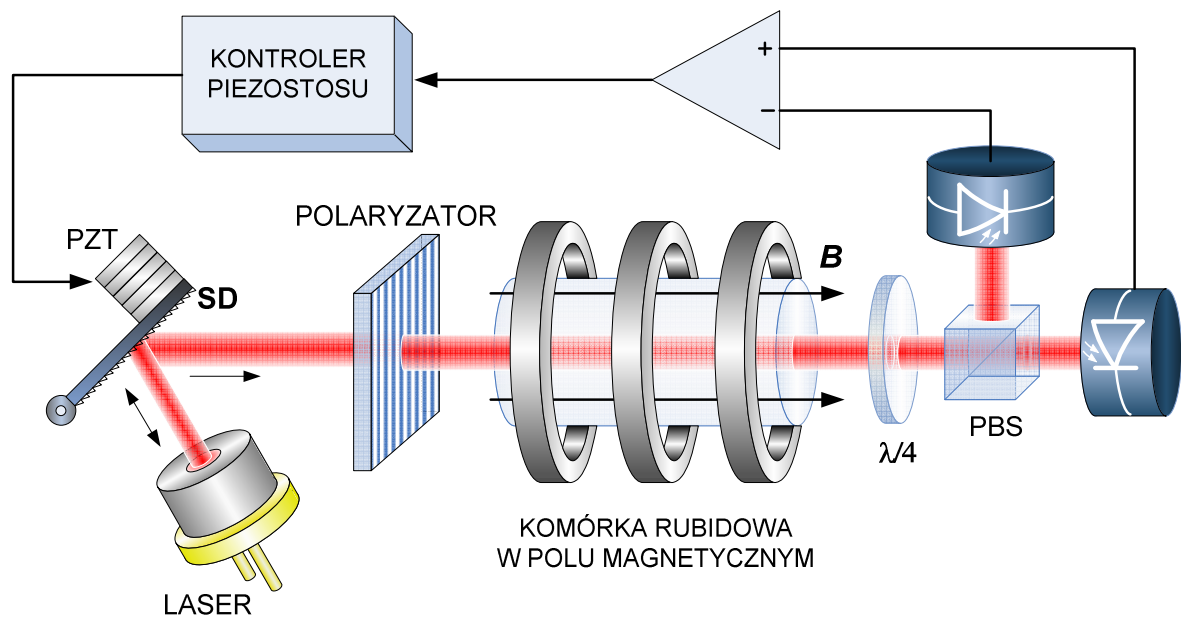
równej częstotliwości modulującej lub jej trzykrotnej wartości (układ stabilizacji na pierwszą lub trzecią harmoniczną sygnału). Zatem na wyjściu układu detekcji synchronicznej otrzymujemy sygnał będący pierwszą (rys.2.3b) lub trzecią pochodną sygnału zwykłej absorpcji $F(\nu)$. Układ stabilizacji częstotliwości metodą trzeciej harmonicznej posiada przewagę nad metodą pierwszej harmonicznej, ponieważ trzecia pochodna sygnału $F'''(\nu)$ zawiera informacje tylko o pikach absorpcyjnych z pominięciem wpływu tła (krzywej wzmocnienia lasera) [20], co graficznie przedstawiono na rysunku 2.3a.



Rys.2.3 (a) Graficzna prezentacja pierwszej, drugiej oraz trzeciej pochodnej sygnału zwykłej absorpcji $F(\nu)$. (b) Idea detekcji synchronicznej pierwszej harmonicznej; $f(t)$ - sygnał modulujący; $\Delta\nu$ - dewiacja częstotliwości lasera; $S(t)$ - sygnał na wyjściu wzmacniacza selektywnego o częstotliwości środkowej równej częstotliwości modulującej; $F'(t)$ - krzywa dyskryminacyjna na wyjściu układu detekcji synchronicznej (pierwsza pochodna $F(\nu)$)

Amplituda krzywej dyskryminacyjnej $F'(t)$ określa odstrojenie od częstotliwości ν_o , natomiast znak informuje, czy częstotliwość generacji lasera jest większa czy mniejsza od częstotliwości środkowej ν_o pików absorpcyjnego. Wada przedstawionej metody polega na celowym wprowadzeniu sygnału zakłócającego (sygnał modulujący), pogarszając krótkoterminową stałość częstotliwości. Modyfikując prezentowany sposób stabilizacji częstotliwości ze zwykłą absorpcją do układu z absorpcją nasyconą, można uzyskać długoterminową stałość częstotliwości rzędu 10^{-11} [33].

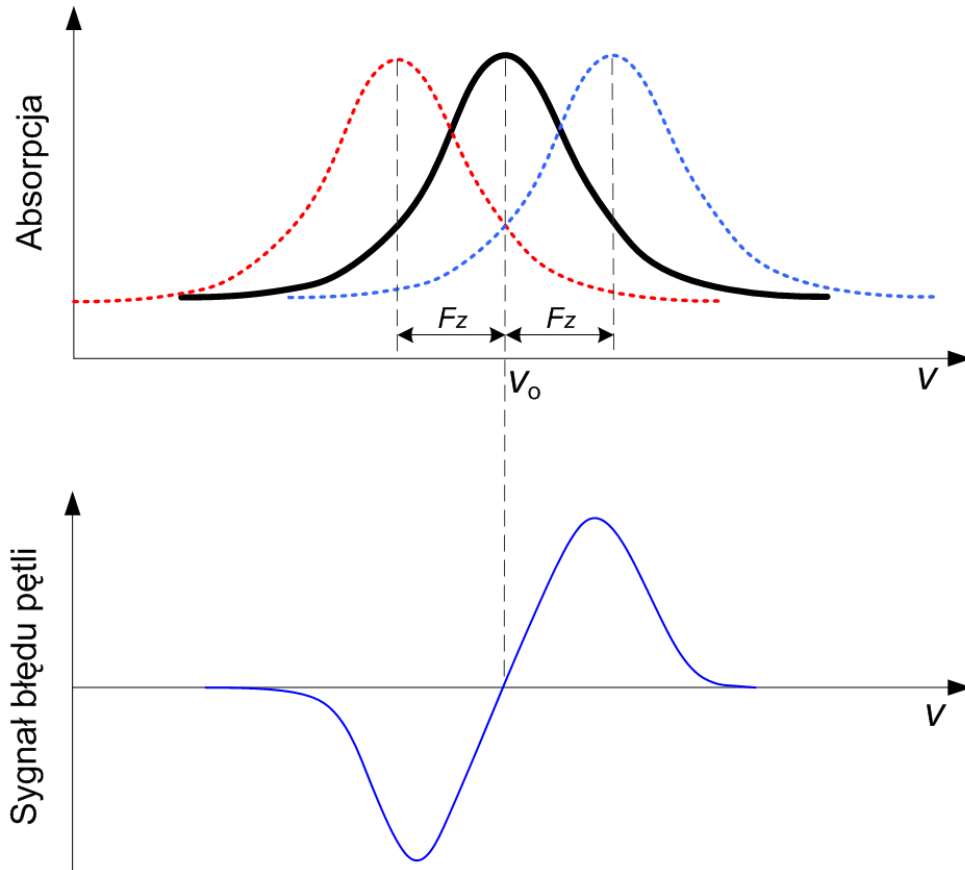
Metodę stabilizacji na równowagę mocy dwóch składowych promieniowania lasera prezentuje metoda DAVLL (*Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*), której ideę działania przedstawia rysunek 2.4. Wiązka światła laserowego spolaryzowanego liniowo przechodzi przez komórkę absorpcyjną wypełnioną parami izotopów rubidu ^{85}Rb oraz ^{87}Rb .



Rys. 2.4 Schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości metodą DAVLL; SD – siatka dyfrakcyjna; PZT – stos piezoceramiczny; $\lambda/4$ – płytka ćwierćfalowa; PBS – polaryzacyjna kostka światłodzieląca [34]

Polaryzację liniową można potraktować jako liniową kombinację dwóch polaryzacji kołowych prawoskrętnej σ^+ oraz lewoskrętnej σ^- . Komórka umieszczona jest w polu magnetycznym tak, aby kierunek indukcji magnetycznej B wewnątrz komórki, był zgodny

z kierunkiem propagacji światła laserowego. W wyniku efektu Zeemana następuje rozszczepienie poziomów energetycznych przejść atomowych rubidu, a przez to zeemanowskie przesunięcie profilu absorpcyjnego o częstotliwość $\pm F_z$ (rys. 2.5) [35-37]. Dlatego dla częstotliwości odpowiadającym pikom absorpcyjnym, składowe o polaryzacjach σ^+ i σ^- są w różnym stopniu absorbowane podczas przestrajania częstotliwości lasera. Następnie wiązka laserowa przechodzi przez płytkę ćwierćfalową, która zamienia polaryzacje kołowe σ^+ i σ^- na ortogonalne polaryzacje liniowe.



Rys. 2.5 Idea uzyskania sygnału błędu pętli w metodzie DAVLL

Polaryzacyjna kostka światłdzieląca rozdziela i kieruje polaryzacje liniowe na dwa detektory. Jeżeli częstotliwość lasera będzie równa częstotliwości ν_0 pikom absorpcyjnego poszerzonego dopplerowsko, wówczas sygnał z obu detektorów będzie równy (rys. 2.5). Na wyjściu komparatora uzyskuje się sygnał błędu pętli, który sterując wydłużeniem stosu piezoceramicznego PZT zmienia położenie siatki dyfrakcyjnej, a przez to częstotliwość promieniowania lasera. Zastosowana siatka dyfrakcyjna zawęża linię emisyjną lasera. Przedstawiona metoda stabilizacji częstotliwości DAVLL posiada oprócz zalet, takich jak brak modulacji częstotliwości, prostą konstrukcję, również i wady, jak wrażliwość na

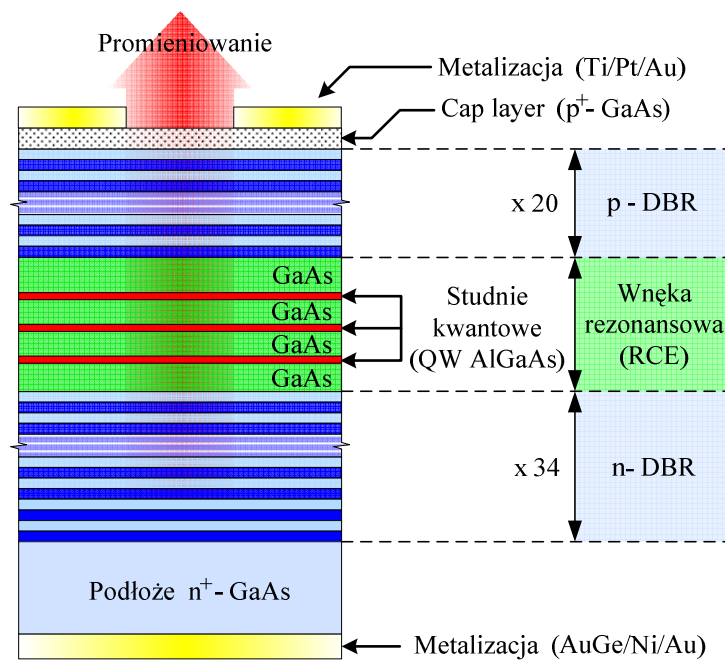
niesymetrię torów pomiarowych oraz konieczność precyzyjnego ustawienia elementów optycznych, głównie polaryzacyjnych oraz płytki ćwierćfalowej. Przedstawioną metodę można zmodyfikować do układu z nasyconą absorpcją. Uzyskiwane metodą DAVLL stałości częstotliwości wynoszą $10^{-9} \div 10^{-10}$ [34].

3. Laser półprzewodnikowy VCSEL

Głównym celem niniejszego rozdziału jest analiza i wyjaśnienie przyczyn dużych wartości szerokości spektralnych linii emisyjnych laserów VCSEL oraz ograniczeń związanych z możliwościami ich zawężenia. Swoją koncepcję rozważań, autor oparł na podstawie studiów literaturowych oraz własnych pomiarów i doświadczeń w projektowaniu struktur VCSEL.

3.1 Budowa lasera VCSEL

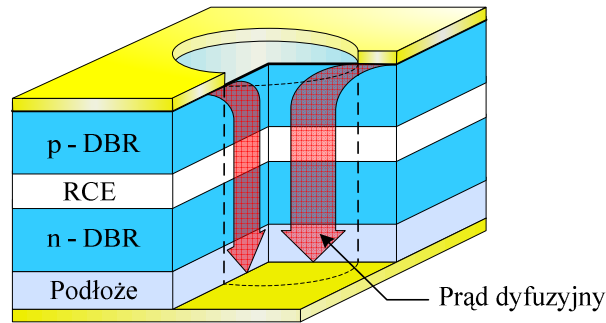
Lasery VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) należą do grupy laserów półprzewodnikowych z monolityczną wnęką rezonansową, gdzie emisja promieniowania zachodzi w kierunku prostopadłym do powierzchni struktury lasera (emisja powierzchniowa z pionowym rezonatorem). Na rysunku 3.1 przedstawiono ogólną budowę lasera VCSEL.



Rys. 3.1 Ogólna budowa lasera VCSEL (projekt na długość fali 850nm)

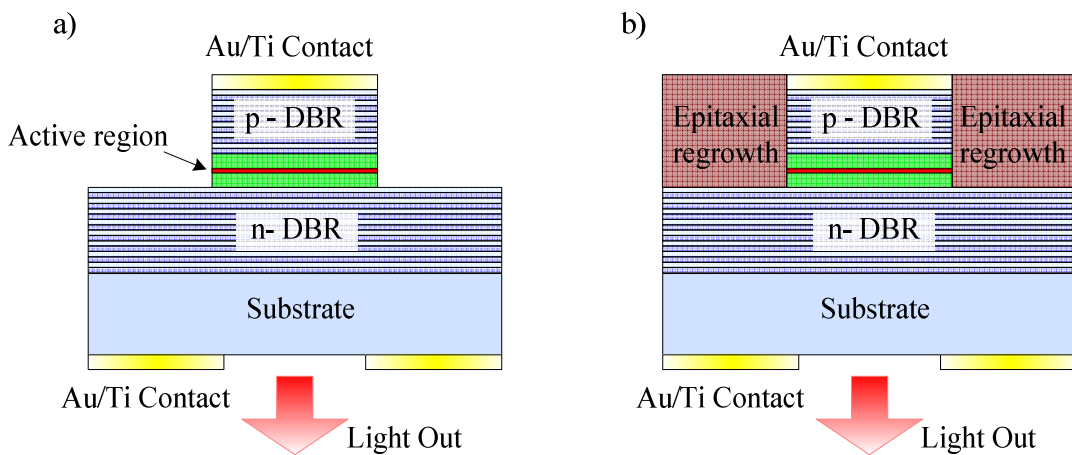
Planarny rezonator jest realizowany za pomocą dwóch półprzewodnikowych lub dielektrycznych zwierciadeł Bragga DBR (*Distributed Bragg Reflector*), pomiędzy którymi znajduje się obszar aktywny ze studniami kwantowymi tworzący wnękę rezonansową. Metalizacja z obu stron zwierciadeł DBR tworzy kontakt omowy do struktury lasera. Okrągły otwór wytrawiony w górnej metalizacji formuje kształt wiązki lasera, stanowiąc ujście dla generowanego promieniowania. Górną powierzchnię zwierciadła Bragga zabezpiecza cienka warstwa chroniąca przed utlenieniem powierzchni zwierciadła (tzw. cap layer).

Rekombinacja promienista nośników zachodzi w obszarze studni kwantowych umieszczonych we wnęce rezonansowej. Ponieważ lasery VCSEL charakteryzują się krótką wnęką rezonansową (typowo 1 ÷ 3 długości fali emitowanego światła) zatem długość drogi, na której generowane promieniowanie ulega wzmocnieniu również wynosi do kilku długości fali. Dlatego VCSEL wymagają zastosowanie zwierciadeł o wysokim współczynniku odbicia (powyżej 99 %), który potrafią zapewnić tylko zwierciadła Bragga.



Rys.3.2 Optymalny rozptyw prądu dyfuzyjnego w laserze VCSEL

Jednym z istotnych problemów w konstrukcji laserów VCSEL jest przestrzenne ograniczenie rozptywu prądu dyfuzyjnego. Optymalnym rozwiązaniem jest takie ukierunkowanie prądu, aby płynął tylko przez obszar aktywny wnęki rezonansowej ograniczony powierzchnią otworu w górnej metalizacji, który formuje okrągły kształt wiązki laserowej (rys.3.2). Dodatkowo zmniejszenie powierzchni przekroju poprzecznego, na której zachodzi wzmocnienie we wnęce, zmniejsza wartość prądu progowego lasera. Powstało wiele metod realizacji struktur laserów VCSEL, których przykłady przedstawiono na rysunku 3.3.



Rys.3.3 Przykłady struktur laserów VCSEL: a) Air Post VCSEL, b) Burried Regrowth

Struktura *Air Post VCSEL* jest rozwiązaniem konstrukcyjnym polegającym na wytrawieniu w strukturze kolumny, aż do obszaru aktywnego. Duża różnica pomiędzy wartościami współczynników załamania powietrza i materiału struktury wywołuje efekt

falowodowy, dzięki czemu zamknięte przestrzennie emitowane promieniowanie propaguje się wewnątrz wytrawionej kolumny. Wadą przedstawionej struktury jest utrata nośników wskutek ich rekombinacji na powierzchniach bocznych kolumny oraz gorsze rozpraszanie energii cieplnej z obszaru aktywnego, związane z małą przewodnością cieplną powietrza ($1,52 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm}\cdot\text{K}$) otaczającego obszar aktywny.

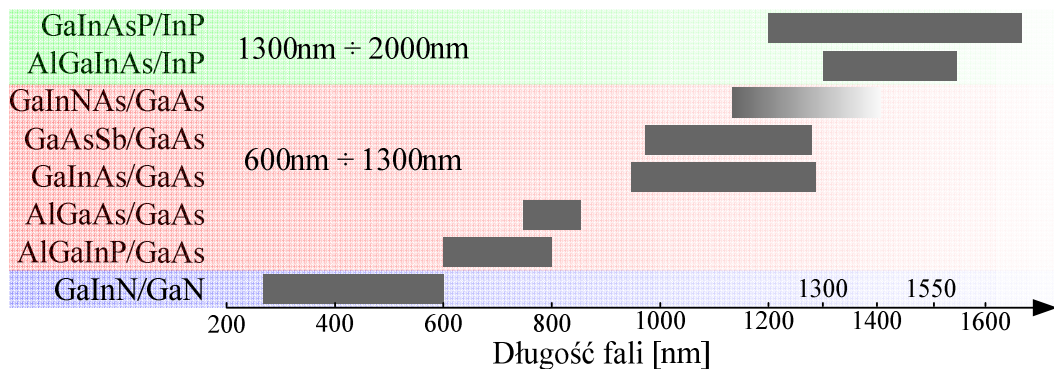
Struktura *Burried Regrowth* jest ulepszeniem konstrukcji *Air Post*. Obszar wokół kolumny wypełnia się materiałem półprzewodnikowym osadzonym w procesie epitaksji. Posiada on większy współczynnik załamania niż warstwy kolumny, dzięki czemu nadal zachowana jest struktura falowodowa, polepsza się odprowadzanie energii cieplnej z obszaru aktywnego oraz zostaje ograniczone zjawisko powierzchniowej rekombinacji nośników na granicy kolumny i zewnętrznej warstwy epitaksjalnej.

Lasery VCSEL budowane są w oparciu o trzy grupy półprzewodnikowych materiałów bazowych. Należą do nich azotek galu (GaN), arsenek galu (GaAs) oraz fosforek indu (InP). Dodając domieszki pierwiastków do materiałów bazowych tworzących obszar aktywny oraz zmieniając ich skład stechiometryczny, ulega zmianie wartość przerwy energetycznej E_g materiału. Jeżeli tak powstały materiał półprzewodnikowy charakteryzuje się *prostą strukturą przejść energetycznych*, to wskutek zjawiska rekombinacji promienistej nośników, nastąpi emisja fotonów o długości fali zależnej od wartości E_g , co opisuje wzór:

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (3.1)$$

gdzie: h – stała Plancka,
 c – prędkość światła,
 E_g – wartość przerwy energetycznej,
 λ - długość fali.

Przedstawione (rys.3.4) materiały bazowe pozwalają na budowę laserów VCSEL pracujących w szerokim zakresie spektralnym [38-40].



Rys.3.4 Materiały stosowane do budowy laserów VCSEL [41]

Technologia wytwarzania struktur laserów VCSEL opiera się na dwóch metodach epitaksjalnego wzrostu warstw krystalicznych: *MBE (Molecular Beam Epitaxy)* oraz *MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapor Deposition)*. Ponieważ lasery VCSEL posiadają struktury periodyczne (np. zwierciadła DBR) wymagające wysokiej precyzji wykonania, zastosowana metoda epitaksji będzie determinować przede wszystkim parametry spektralne laserów.

Epitaksja z wiązek molekularnych MBE polega na termicznej emisji molekuł pierwiastków źródłowych w postaci wiązki molekularnej, które kierowane są na podgrzewane podłoże krystaliczne. Sterowane przesłony służą do kontroli ilości i rodzaju wprowadzanych molekuł pierwiastków składowych. Na powierzchni podłoża następuje kinetyczny proces krystalizacji molekuł, tworząc kolejne warstwy atomowe wytwarzanej struktury. Proces epitaksjalnego wzrostu warstw jest bardzo powolny ale precyzyjny (nawet do pojedynczych warstw atomowych). Do kontroli *in situ* procesu epitaksji wykorzystuje się odbiciową spektrometrię wysokoenergetycznych elektronów *RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction)* analizując obraz fluorescencyjny [42-45].

Epitaksja z par chemicznych związków metaloorganicznych MOCVD polega na doprowadzeniu reagentów w fazie gazowej do silnie podgrzanego podłoża krystalicznego. W procesie pirolizy (chemicznego rozkładu pod wpływem temperatury) związków chemicznych, część substratów reakcji krystalizuje na powierzchni podłoża a pozostałe tworzą gas poreakcyjny, zwykle toksyczny. Proces krystalizacji silnie zależy od temperatury, co ogranicza precyzję osadzanych warstw oraz minimalną grubość do 20Å. W tabeli 3.1 przedstawiono porównanie obu metod epitaksji oraz ich wady i zalety.

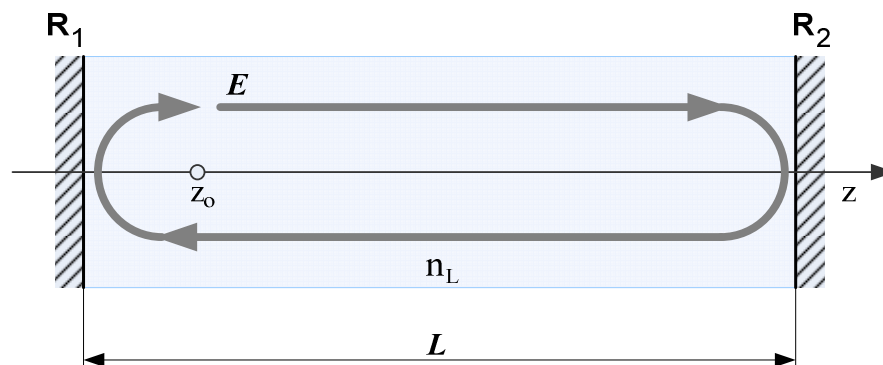
Tabela 3.1 Porównanie metod epitaksji MBE oraz MOCVD

	MBE	MOCVD
Proces	bardzo wysoka próżnia, skomplikowane chłodzenie	przepływ gazu, reaktor z zimnymi ścianami
Precyzja	nawet do jednej warstwy	kilka warstw
Wzrost	powolny, bardzo precyzyjny około 0.05 μm/min	zależność od temperatury 0.005 ÷ 1.5 μm/min
Minimalna grubość	5 Å	20Å
Temperatura podłoża (GaAs)	550°C	650°C
Ilość podłoży w jednym procesie	1	50
Ogólnie	możliwość kontroli podczas wzrostu (RHEED), zastosowanie w laboratorium	ogromne zastosowanie w technice, laboratorium i przemyśle

Zalety	<ul style="list-style-type: none"> - wysoka czystość wzrostu - środowisko nie wymagające wodoru - możliwość użycia plazmy lub lasera wspomagających wzrost - dokładność do pojedynczej warstwy - możliwość kontroli procesu (RHEED) 	<ul style="list-style-type: none"> - szybki wzrost - duża powierzchnia wzrostu - warstwy wysokiej jakości - średni koszt - możliwość dobrej kontroli warstw - uniwersalność - zastosowanie wielu materiałów
Wady	<ul style="list-style-type: none"> - niezbędna ultra-wysoka próżnia - powolny wzrost - bardzo kosztowny 	<ul style="list-style-type: none"> - wysoka temperatura - toksyczne gazy - niezbędne są szczególne środki ostrożności

Ze względu na dużą liczbę podłoży (50 sztuk płytek 2") jednocześnie poddawanych procesowi epitaksji oraz koszt aparatury, technika osadzania warstw MOCVD służy do wykonywania tanich struktur laserów VCSEL. Znajdują one masowe zastosowanie głównie w telekomunikacji i urządzeniach do odczytu i zapisu danych, gdzie szerokość spektralna widma promieniowania może być duża (rzędu GHz). Natomiast precyzja epitaksji MBE z dokładnością do jednej warstwy atomowej, pozwala na wytwarzanie struktur laserów VCSEL o węższych liniach emisyjnych (ok. 100 [MHz]) stosowanych w spektroskopii. Bardzo kosztowna i skomplikowana aparatura do epitaksji MBE wpływa na wysoką cenę wykonywanych tą metodą struktur półprzewodnikowych.

Planarną wnękę rezonansową lasera VCSEL tworzy rezonator Fabry-Perot, umieszczony pomiędzy zwierciadłami Bragga. Inicjalizacja akcji laserowej wymaga spełnienia warunków amplitudy oraz fazy wynikających z parametrów wnęki laserowej dla określonej długości fali generowanego promieniowania. Rozważając rezonator Fabry-Perot (rys.3.5) o długości L , złożony z ośrodka o współczynniku załamania n_L oraz zwierciadeł



Rys.3.5 Rezonator Fabry-Perot

o współczynnikach odbicia R_1 i R_2 , propagującą się w takim rezonatorze falę płaską można opisać zależnością:

$$E = E_0 \exp[(g - \alpha_i)z + i\beta z] \quad (3.1)$$

gdzie:

$$\beta = \frac{2\pi n_L}{\lambda_0} - \text{stała propagacji fali płaskiej w ośrodku o współczynniku załamania } n_L,$$

λ_0 - długość fali w próżni,

g - wzmocnienie we wnętrzu rezonansowej,

α_i - straty promieniowania w rezonatorze.

Utrzymanie niegasnących oscylacji wymaga, aby amplituda fali po pełnym obiegu w rezonatorze $E(z_0 + 2L)$ (przebycie drogi $2L$ i odbicie od dwóch zwierciadeł) była co najmniej równa amplitudzie fali wyjściowej $E(z_0)$:

$$E_0 R_1 R_2 \exp[(g - \alpha_i)(z_0 + 2L)] \exp\left[i \frac{2\pi n_L}{\lambda_0} (z_0 + 2L)\right] \geq E_0 \exp[(g - \alpha_i)z_0] \exp\left[i \frac{2\pi n_L}{\lambda_0} \cdot z_0\right] \quad (3.2)$$

co prowadzi do zależności:

$$R_1 R_2 \exp[(g - \alpha_i)2L] \exp\left[i \frac{4\pi n_L}{\lambda_0} L\right] \geq 1 \quad (3.3)$$

Warunek amplitudy oscylacji w rezonatorze można zapisać jako:

$$R_1 R_2 \exp[(g - \alpha_i)2L] \geq 1 \quad (3.4)$$

Wyznaczone na podstawie zależności (3.4) wzmocnienie progowe wnętrza rezonansowej wynosi:

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (3.5)$$

Natomiast fazowy warunek wzbudzenia akcji laserowej określa równanie:

$$\frac{4\pi n_L L}{\lambda_0} = 2\pi m \quad (3.6)$$

gdzie : $m = \{1, 2, 3, \dots\}$ - kolejne mody podłużne.

Zależność (3.6) oznacza, że długość rezonatora Fabry-Perot musi być równa całkowitej wielokrotności połowy długości fali, co zapisujemy następująco:

$$L = m \frac{\lambda_0}{2n_L} \quad (3.7)$$

Odstęp międzymodowy w przedstawionym rezonatorze można opisać równaniem:

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2n_L L \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{n_L}\right) \left(\frac{dn_L}{d\lambda_0}\right)\right]} \quad (3.8)$$

lub zależnością przybliżoną:

$$\Delta\lambda_0 \approx \frac{\lambda_0^2}{2n_L L} \quad (3.9)$$

Wzór (3.8) zawiera człon $dn_L/d\lambda_0$, który uwzględnia fakt, iż odstęp pomiędzy kolejnymi modami podłużnymi lasera będzie różny. Nie trudno zauważyć, że odstęp międzymodowy jest większy im długość rezonatora L maleje. Dlatego jednym ze sposobów wymuszenia pracy w jednym modzie podłużnym jest wykonanie lasera z krótką wnęką rezonansową tak, aby odstęp międzymodowy $\Delta\lambda_0$ był większy (granicznie równy) szerokości spektralnej krzywej wzmocnienia lasera $\Delta\nu_L$ [17]. Ponieważ w laserach półprzewodnikowych $\Delta\nu_L$ osiąga wartości rzędu THz, praca jednomodowa lasera jest możliwa, gdy długości L wnęki rezonansowej wynoszą w praktyce od 1 do 3 długości emitowanej fali.

Wewnątrz wnęki rezonansowej umieszcza się jedną lub kilka studni kwantowych, będących źródłem promieniowania elektromagnetycznego. Taki układ analogicznie jest podobny do układu promieniującego dipola zamkniętego pomiędzy metalicznymi zwierciadłami [46]. Jeżeli oddziaływanie ekscytronu w studni kwantowej ze skwantowanym polem elektrycznym opisać członem zaburzeniowym $V = edE$, to szybkość emisji spontanicznej można przedstawić w postaci [46]:

$$\gamma_{sp} = \frac{2\pi}{\hbar\omega} |i|edE|f|^2 \rho(\omega) \quad (3.10)$$

gdzie:

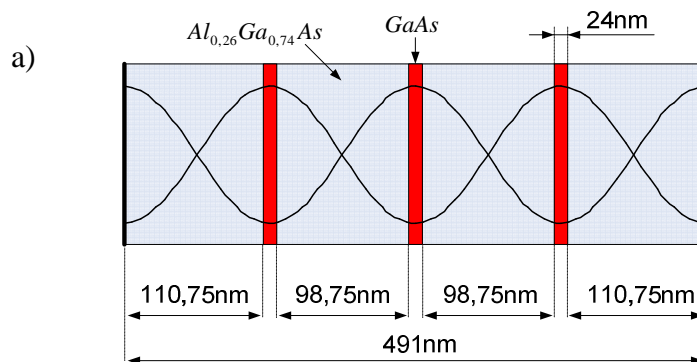
$\hbar\omega$ - energia fotonu,

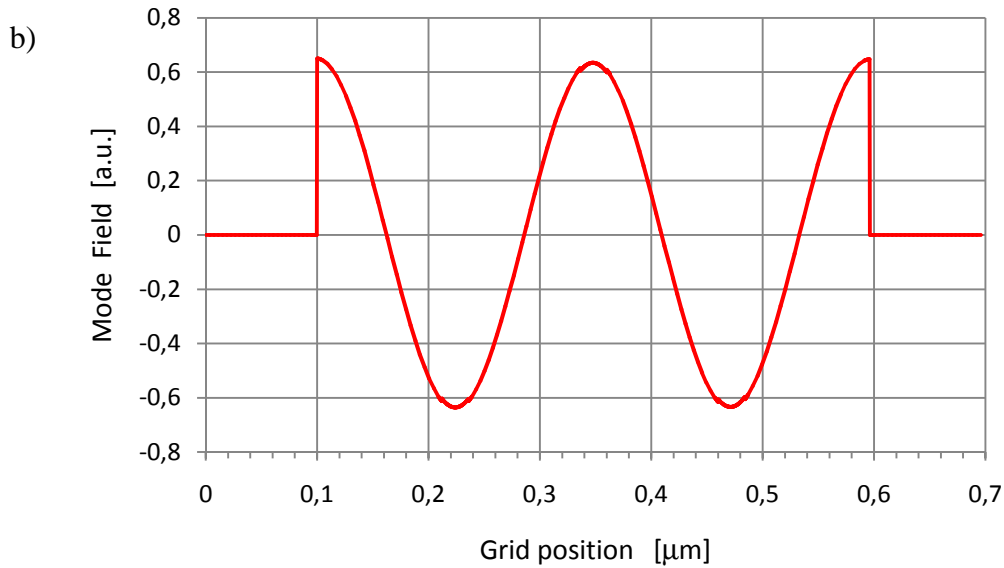
ed - moment dipolowy,

E - natężenie pola elektrycznego fali EM w miejscu lokalizacji dipola,

$\rho(\omega)$ - gęstość modów optycznych.

Z zależności (3.10) wynika, iż szybkość emisji spontanicznej zależy wprost proporcjonalnie od gęstości modów pola oraz amplitudy pola elektrycznego w miejscu lokalizacji dipola (źródła fali). Dlatego studnie kwantowe umieszcza się w miejscach wnęki rezonansowej, gdzie przypadają strzałki podłużnego rozkładu pola elektrycznego wzbudzonego modu.





Rys.3.6 Wnęka rezonansowa projektowanej struktury VCSEL; (a) wymiary geometryczne; (b) symulacja rozkładu pola modu podłużnego we wnęce rezonansowej

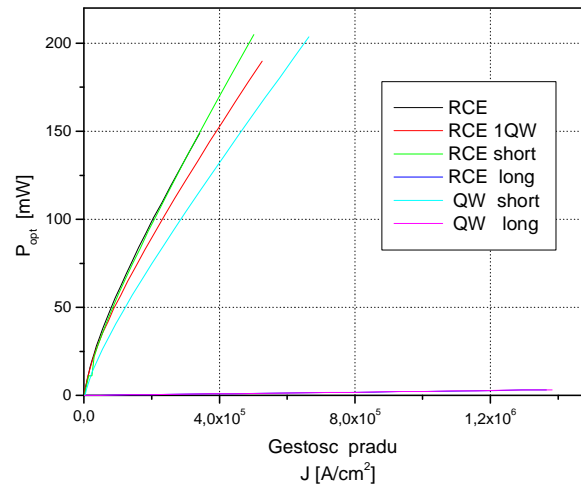
Na rysunku 3.6 przedstawiono strukturę wnęki rezonansowej ($L=2\lambda$) projektowanego lasera VCSEL oraz wynik symulacji uzyskanego rozkładu pola elektrycznego modu podłużnego. Istotnym zagadnieniem w fazie projektowania struktury VCSEL jest odpowiedni dobór szerokości studni kwantowych, którą można wyznaczyć z zależności:

$$R_{top} = R_{bot} \cdot \exp(-2\alpha d) \rightarrow d = \left| -\frac{1}{2\alpha} \right| \ln \frac{R_{top}}{R_{bot}} \quad (3.11)$$

gdzie:

- R_{top} - współczynnik odbicia górnego zwierciadła Bragga ($R_{top} < R_{bot}$),
- R_{bot} - współczynnik odbicia dolnego zwierciadła Bragga,
- α - współczynnik absorpcji materiału studni kwantowej,
- d - szerokość studni kwantowej.

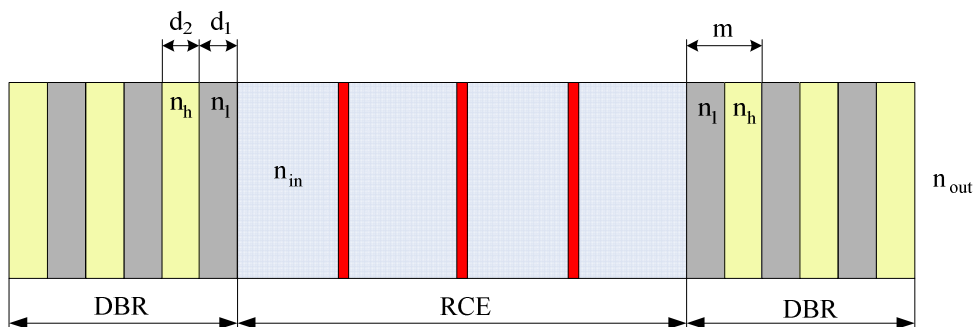
Wykonanie węższej studni kwantowej prowadzi do spadku optycznej mocy wyjściowej, natomiast szersza studnia kwantowa powoduje gwałtowny wzrost gęstości prądu lasera przy znikomo małej mocy wyjściowej promieniowania (rys.3.7). Przyczyną jest wzrost absorpcji generowanego promieniowania, a przede wszystkim zagęszczenie poziomów energetycznych w studni kwantowej i generacja promieniowania o długościach fal, które nie spełniają fazowego warunku wzbudzenia oscylacji w rezonatorze. Zatem, aby zwiększyć sprawność kwantową struktury VCSEL często umieszcza się kilka studni kwantowych o szerokości d w okolicach maksimum rozkładu pola elektrycznego we wnęce rezonansowej.



Rys.3.7 Zależność optycznej mocy wyjściowej w funkcji gęstości prądu lasera; RCE - projektowana wnęka, RCE 1QW – wnęka z jedną studnią kwantową, RCE short – wnęka krótsza o 20nm, RCE long – wnęka dłuższa o 20nm, QW short – studnie kwantowe krótsze o 10nm, QW long – studnie kwantowe dłuższe o 10nm

Zwierciadła Bragga (rys.3.8) wykonane są jako periodycznie powtarzające się pary warstw dwóch materiałów różniących się współczynnikiem załamania. Grubość optyczna każdej warstwy powinna wynosić $\lambda/4$, czyli:

$$d_1 = \frac{\lambda_0}{4n_1}, \quad d_2 = \frac{\lambda_0}{4n_h} \quad (3.12)$$



Rys.3.8 Rozmieszczenie warstw struktury VCSEL z uwzględnieniem ich współczynników załamania i odpowiedniej kolejności

Fala elektromagnetyczna padająca na taką strukturę periodyczną będzie konstruktywnie interferować, ponieważ w każdym punkcie część fali odbitej od każdej granicy warstw będzie zgodna w fazie z falą padającą. Dzięki temu można uzyskać bardzo wysoki współczynnik

odbicia zwierciadła Bragga, który zależy od ilości powtórzeń podwójnych warstw $d_1 d_2$, strat absorpcyjnych oraz niedokładności ich grubości. Dlatego proces epitaksji musi być przeprowadzony z najwyższą precyzją, pozwalającą uzyskać dokładność wykonania warstw lepszą niż 1% nominalnej grubości (dokładność pojedynczych monowarstw atomowych).

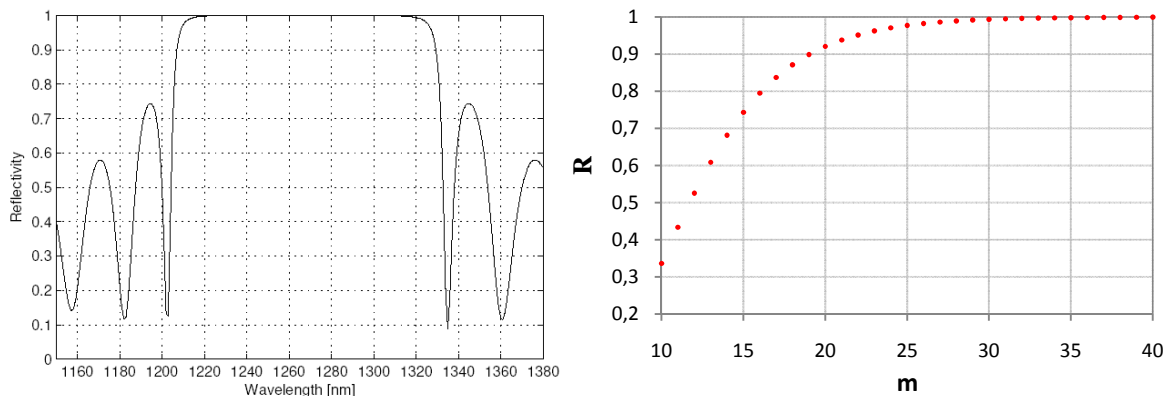
Całkowity współczynnik odbicia zwierciadła Bragga można wyznaczyć z zależności [47]:

$$R = \left[\frac{1 - \frac{n_{in}}{n_{out}} \cdot \left(\frac{n_l}{n_h}\right)^{2m}}{1 + \frac{n_{in}}{n_{out}} \cdot \left(\frac{n_l}{n_h}\right)^{2m}} \right]^2 \quad (3.13)$$

gdzie:

- n_{in}, n_{out} - współczynniki załamania ośrodków odpowiednio we wnęce rezonansowej i poza nią,
- n_l - współczynnik załamania o mniejszej wartości jednej z pary materiałów będący w bezpośrednim sąsiedztwie wnęki,
- n_h - współczynnik załamania o większej wartości jednego z pary materiałów,
- m - liczba periodycznych powtórzeń podwójnych warstw.

Wartość współczynnika odbicia bardzo zależy od długości fali odbijanego światła [48]. Na rysunku 3.9 przedstawiono zależność współczynnika odbicia DBR w funkcji długości fali oraz ilości powtórzeń m par warstw zwierciadła Bragga.



Rys.3.9 Wpływ długości fali na zmianę współczynnika odbicia DBR [48] oraz jego zależność od ilości m powtórzeń periodycznych warstw DBR

W przypadku półprzewodnikowych zwierciadeł DBR należy pamiętać, iż wraz ze wzrostem liczby powtórzeń warstw maleje przewodność elektryczna struktury, zwiększając wartość prądu progowego lasera. W praktyce maksymalna liczba m periodycznych powtórzeń warstw

zwierciadła DBR nie przekracza 35. Dalsze jej zwiększanie powoduje już mało znaczący przyrost współczynnika odbicia zwierciadła, wydłużając niepotrzebnie proces epitaksji.

3.2 Własności spektralne laserów VCSEL

Z punktu widzenia zastosowania laserów VCSEL do pomiarów interferometrycznych oraz stabilizacji ich częstotliwości promieniowania, najbardziej istotnymi parametrami spektralnymi są szerokość widmowa linii lasera oraz struktura modowa generowanego promieniowania. Bardzo ważny parametr w metrologii laserowej jak zakres pomiarowy interferometru laserowego, zależy od drogi koherencji promieniowania, którą determinuje wartość szerokości linii lasera i wyraża teoretyczna zależność:

$$\Delta L_c = \frac{c}{\Delta \nu_L} \quad (3.14)$$

gdzie: c – prędkość światła w próżni,

$\Delta \nu_L$ – szerokość widmowa linii lasera.

Zatem wąska linia widmowa nie tylko zwiększa zakres pomiarowy interferometru laserowego poprzez zwiększenie drogi spójności wiązki, ale pożądana jest zwłaszcza w układach stabilizacji opartych o atomowe wzorce częstotliwości (komórki absorpcyjne). Faktem jest, iż w laserze stabilizowanym częstotliwościowo można uzyskać lepszą stałość częstotliwości, gdy posiada on węższą linię widmową. Należy jednak pamiętać, aby szerokość linii lasera była mniejsza (najlepiej wielokrotnie) od szerokości widmowej pików absorpcyjnych odpowiadającym przejściom atomowym absorbera. Również struktura modowa promieniowania laserowego jest ważną własnością spektralną, ponieważ decyduje o możliwości zastosowania lasera do stabilizacji częstotliwości wykorzystującej elementy spektroskopii laserowej. W takich układach stabilizacji stosuje się lasery jednomodowe (generujące jeden mod podłużny), aby w ogóle możliwe było określenie, na którym pik absorpcyjnym laser jest stabilizowany częstotliwościowo. Obecność modów poprzecznych wyższych rzędów jest również szkodliwa w laserowych systemach interferometrycznych, ponieważ skutecznie zmniejszają amplitudę sygnału interferencyjnego. Przedstawiony zarys problematyki omawianych własności spektralnych laserów VCSEL, z punktu widzenia ich zastosowania tłumaczy, dlaczego linia widmowa lasera powinna być jak najwęższa a generowane promieniowanie charakteryzować się jednym modem podłużnym oraz podstawowym modem poprzecznym TEM₀₀.

Szerokość linii widmowej laserów półprzewodnikowych

Jeszcze zanim zademonstrowano pierwszy laser, Schawlow i Townes wyznaczyli zależność (3.15) określającą szerokość linii lasera:

$$\Delta\nu_L = \frac{\pi \cdot h\nu \cdot (\Delta\nu_b)^2}{P_{out}} \quad (3.15)$$

gdzie: $h\nu$ – energia fotonu promieniowania,

$\Delta\nu_b$ – szerokość rezonansu biernej wnęki rezonansowej,

P_{out} – moc wyjściowa promieniowania laserowego.

Jest ona słuszna dla laserów półprzewodnikowych pracujących w pobliżu, ale nieco poniżej wartości prądu progowego, kiedy szerokość linii jest determinowana współczynnikiem emisji spontanicznej [49]. Badania szerokości linii półprzewodnikowych laserów arsenkowo-galowych, prowadzone przez Fleminga i Mooradian'a [50], wykazały dużą rozbieżność pomiędzy wynikami pomiarów a teoretyczną zależnością Schawlow'a – Townes'a [51-53] (zmierzona szerokość linii była około 50 razy większa). Dlatego szerokość spektralna linii laserów pracujących powyżej wartości prądu progowego, określona jest zmodyfikowaną o współczynnik α zależnością (3.15). Poprawka Charles'a Henry'ego do wzoru Schawlow'a – Townes'a uwzględnia poszerzenie linii widmowej lasera wywołane fluktuacją fazy generowanego promieniowania oraz wzmocnienia w rezonatorze, związane ze zmianą części rzeczywistej $\Delta n'$ oraz urojonej $\Delta n''$ współczynnika załamania ośrodka. Współczynnik Henry'ego α określa zależność:

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (3.16)$$

Zmiana części urojonej współczynnika załamania $\Delta n''$ (współczynnik ekstynkcji) spowodowana jest zmianami gęstości prądu lasera półprzewodnikowego, który również zmienia część rzeczywistą $\Delta n'$ [54-56]. Dodatkowo część rzeczywista i urojona zespolonego współczynnika załamania zależy od długości fali, wskazując na dyspersyjny charakter ośrodka.

Zatem zmodyfikowaną zależność (3.17) na szerokość linii widmowej lasera, przedstawia wzór Schawlow'a – Townes'a – Henry'ego [49,54]:

$$\Delta\nu_L = \frac{\pi \cdot h\nu \cdot (\Delta\nu_b)^2}{P_{out}} \cdot (1 + \alpha^2) \quad (3.17)$$

Wartości współczynników α wynoszą kilka, a błąd ich wyznaczenia może sięgać $\pm 10\%$. Nie jest wyjaśniona przyczyna różnicy w wyznaczaniu wartości współczynników α dla różnych struktur laserów półprzewodnikowych, która może sięgać $\pm 15\%$ [54,57].

W porównaniu z laserami krawędziowymi, lasery VCSEL charakteryzują się znacznie mniejszym obszarem aktywnym, dzięki czemu możliwe jest uzyskanie pracy jednomodowej oraz mniejszej konsumpcji mocy. Niestety, wraz ze zmniejszeniem wymiarów struktury półprzewodnikowej rosną fluktuacje temperatury, co również prowadzi do zwiększenia szerokości widmowej linii lasera. Wzrost ten może sięgać do kilkunastu MHz i zależy od materiału półprzewodnikowego. Dlatego struktury o niewielkich wymiarach charakteryzują się parametrami (jak współczynnik załamania) bardziej zależnymi od temperatury [27].

Analizując wzór Schawlow'a – Townes'a – Henry'ego (3.17), szerokość linii lasera zależy przede wszystkim od kwadratu współczynnika α oraz kwadratu wartości szerokości linii rezonansowej biernego rezonatora $\Delta\nu_b$. W mniejszym stopniu zależy również od mocy wyjściowej oraz energii fotonu $h\nu$, zależnej od długości fali generowanego promieniowania. Szerokość linii rezonansowej biernego rezonatora opisuje zależność:

$$\Delta\nu_b = \frac{c}{2 \cdot L} \cdot \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2}}{\pi^4 \sqrt{R_1 R_2}} \quad (3.18)$$

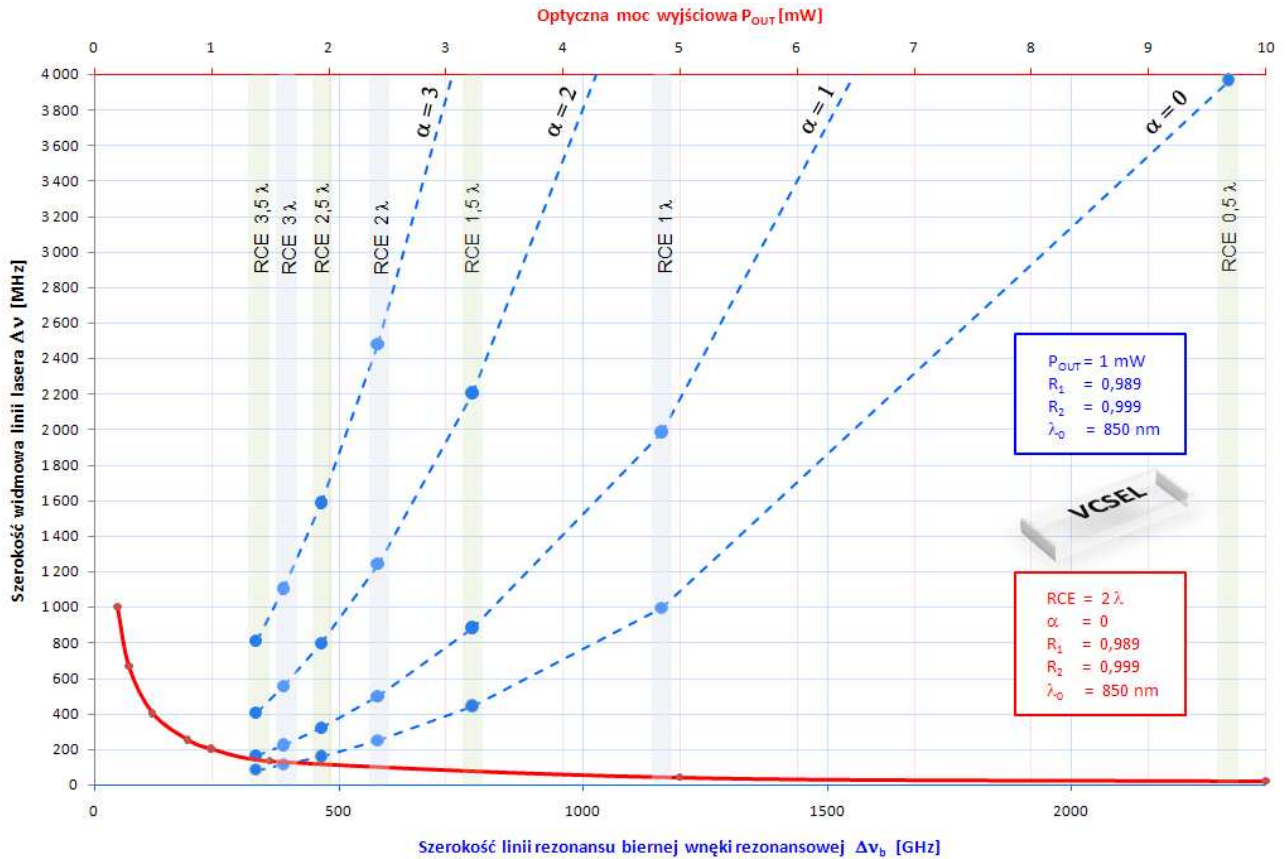
gdzie: c – prędkość światła w próżni,

L – długość rezonatora,

R_1, R_2 – współczynniki odbicia zwierciadeł rezonatora.

Na podstawie powyższej zależności można stwierdzić, że szerokość linii lasera przede wszystkim zależy od długości rezonatora oraz wartości współczynników odbicia zwierciadeł. Odwrotnie proporcjonalna zależność długości rezonatora L wyjaśnia, dlaczego lasery VCSEL posiadające krótką wnękę rezonansową (od $0,5\lambda$ do $3,5\lambda$) charakteryzują się szerokimi liniami widmowymi (rzędu od kilkudziesięciu MHz), w porównaniu na przykład z laserami gazowymi o długich rezonatorach (średnio kilkadziesiąt cm) i szerokościach linii widmowej rzędu kHz. Na rysunku 3.10 przedstawiono w formie wykresów wpływ zmian szerokości linii rezonansowej $\Delta\nu_b$, współczynnika α oraz mocy wyjściowej na szerokość linii widmowej lasera VCSEL. Współczynniki R_1 i R_2 , choć mają duży wpływ na szerokość linii lasera, to w praktyce ich wartości sięgają $98 \div 99,99\%$ i nie mogą być dowolnie zmieniane, ze względu na małe wzmocnienie we wnęce rezonansowej lasera VCSEL. Z jednej strony zwiększenie wartości współczynnika odbicia R_1 zwierciadła transmisyjnego prowadzi do zmniejszenia szerokości linii lasera $\Delta\nu_L$, ale jednocześnie maleje wartość mocy wyjściowej lasera, co z kolei powoduje wzrost wartości $\Delta\nu_L$. Z drugiej strony zmniejszenie wartości współczynnika

R_1 zwiększa wartość $\Delta\nu_L$, ale prowadzi do zwiększenia mocy wyjściowej P_{out} (nieznacznie maleje szerokość linii lasera). W tym przypadku istnieje dodatkowe niebezpieczeństwo zaniku generacji promieniowania, wskutek zmniejszenia poziomu wzmocnienia we wnętrzu rezonansowej lasera VCSEL. Ze względu na przedstawione praktyczne ograniczenie w możliwościach zmian wartości współczynników R_1 i R_2 , analizę wykresów na rysunku 3.10 przeprowadzono dla ustalonych i rzeczywistych wartości współczynników odbicia zwierciadeł Bragga lasera VCSEL.



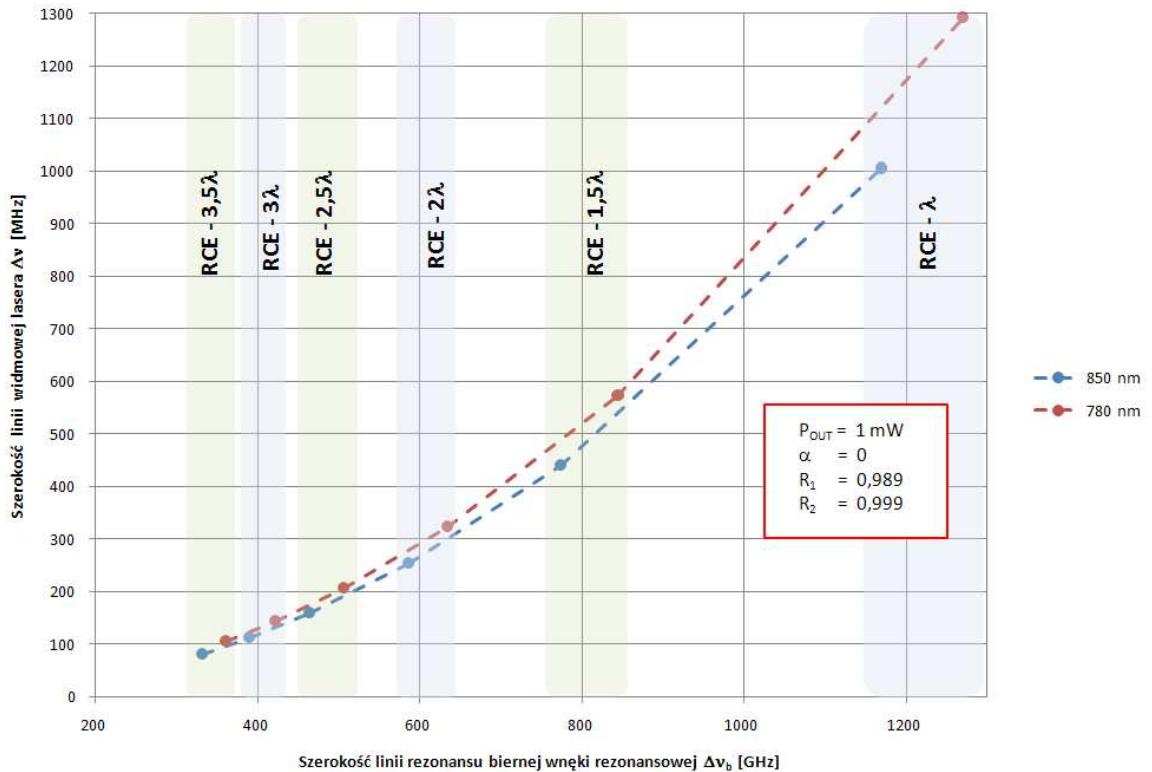
Rys.3.10 Wpływ szerokości linii rezonansowej $\Delta\nu_b$, współczynnika α oraz mocy wyjściowej na szerokość linii widmowej lasera VCSEL

Największy wpływ na szerokość linii lasera ma wartość współczynnika α oraz szerokość rezonansu rezonatora $\Delta\nu_b$, która bezpośrednio związana jest z długością rezonatora L . Należy zwrócić uwagę, że długość rezonatora przyjmuje dyskretne wartości połowy wielokrotności długości fali, a szerokość linii lasera maleje ze wzrostem długości wnęki rezonansowej RCE (*Resonant Cavity Enhanced*).

Na przykładzie lasera o długość fali 850 [nm] i długości wnęki rezonansowej $3,5\lambda$, szerokość linii $\Delta\nu_L$ może wynosić kilkadziesiąt MHz. Jednak dłuższych rezonatorów niż $3,5\lambda$ nie wykonuje się z kilku powodów:

- długi rezonator zwiększa rezystancję szeregową struktury lasera i wartość prądu progowego,
- utrudnia utrzymanie pracy jednomodowej lasera bez zjawiska przeskoku modu (mode hopping [59-61]), zwiększając fluktuacje współczynnika załamania, temperatury i gęstości prądu.

Oczywiście dla mniejszej wartości długości fali, rośnie szerokość widmowa linii $\Delta\nu_L$, co wiąże się głównie z wymaganą mniejszą długością rezonatora (rys.3.11).



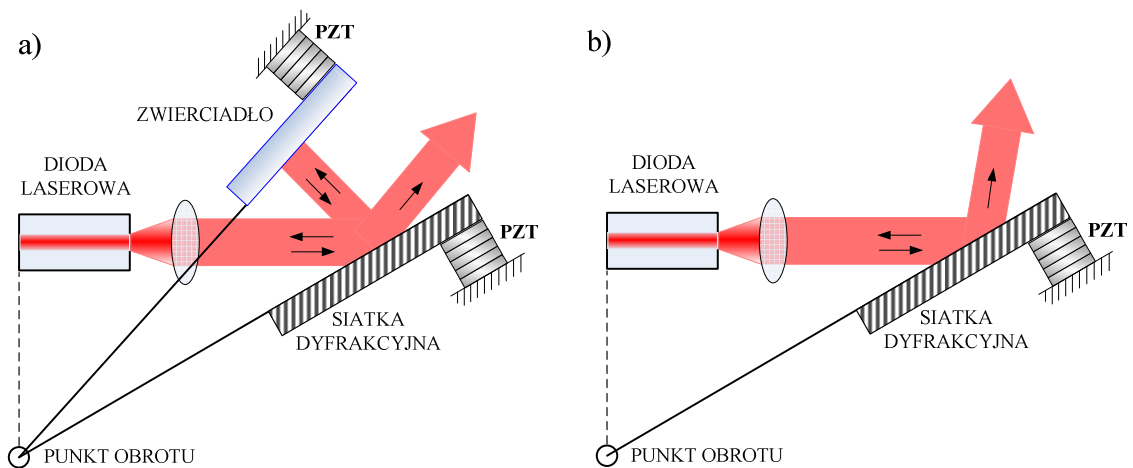
Rys.3.11 Porównanie szerokości linii widmowej dla laserów o długości fali 850nm i 780nm

Należy pamiętać, iż wyznaczone wartości $\Delta\nu_L$ mają charakter teoretyczny, ponieważ wynikają z szacunkowej zależności (3.17), w której uwzględniono szerokość linii rezonansowej biernego rezonatora $\Delta\nu_b$. W rzeczywistości w rezonatorze lasera znajduje się ośrodek wzmacniający o wzmocnieniu amplitudowym G , co zgodnie z zależnością:

$$\Delta\nu_L = \frac{c}{2 \cdot L} \cdot \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2} - \sqrt{G}}{\pi^4 \sqrt{R_1 R_2}} \quad (3.19)$$

proceedzi do zawężenia linii rezonansowej lasera. Na podstawie przedstawionej analizy teoretycznej można przypuszczać, iż możliwa jest konstrukcja struktury lasera VCSEL o wartości $\Delta\nu_L$ około 100MHz, co w praktyce potwierdził zakup lasera o zbliżonej wartości szerokości linii, a jedynym na świecie dostawcą takich laserów VCSEL okazała się firma ULM.

Zmniejszenie szerokości linii emisyjnej laserów, selekcję modów oraz przestrajanie częstotliwości umożliwia zastosowanie układów optomechanicznych, tworzących najczęściej dodatkowy zewnętrzny rezonator. W układach tego typu wykorzystuje się bierne wnęki Fabry-Perot, cyrkulatory optyczne oraz siatki dyfrakcyjne. Najczęściej stosowane w spektroskopii oraz stabilizacji częstotliwościowej laserów są układy Metcalf'a-Littmana oraz Littrowa [62,63] (rys.3.12). W porównaniu z układem Littrowa, układ Littmana wykorzystuje dodatkowo zwierciadło odbijające wiązkę laserową w pierwszym rzędzie dyfrakcji z powrotem do lasera, tworząc przestrajaną zewnętrzną wnękę rezonansową.



Rys.3.12 Układy przestrajanego dioda laserowej: a) układ Metcalf'a-Littmana, b) układ Littrowa

Posiada jednak bardziej skomplikowaną budowę, większą wrażliwość na wibracje akustyczne, mechaniczne oraz zmiany termiczne. Dodatkowo, przedstawione układy wymagają zastosowania kosztownych siatek dyfrakcyjnych, piezoaktywatorów oraz materiałów konstrukcyjnych o małych współczynnikach rozszerzalności termicznej (np. inwar: $\alpha=1,6 \cdot 10^{-6}$ [1/K]). Koniecznym jest stosowanie układów stabilizacji temperatury całej konstrukcji mechanicznej. Dlatego też, układy tego typu nie są stosowane w urządzeniach laserowych pracujących w warunkach przemysłowych (np. jako stabilne źródła promieniowania dla interferometrów laserowych).

Struktura modowa promieniowania laserów VCSEL

Charakterystykę struktury modowej promieniowania laserów określają dwa podstawowe rodzaje modów: mody podłużne oraz poprzeczne. Fala stojąca powstająca wzdłuż rezonatora o określonej długości fali λ oraz liczbie całkowitej q , nosi nazwę *modu podłużnego* q . Kolejne mody muszą spełniać następujące równania:

$$\begin{aligned} q \cdot \lambda_q &= 2 \cdot L \\ (q + 1) \cdot \lambda_{q+1} &= 2 \cdot L, \quad q = 1, 2, 3 \dots \end{aligned} \quad (3.20)$$

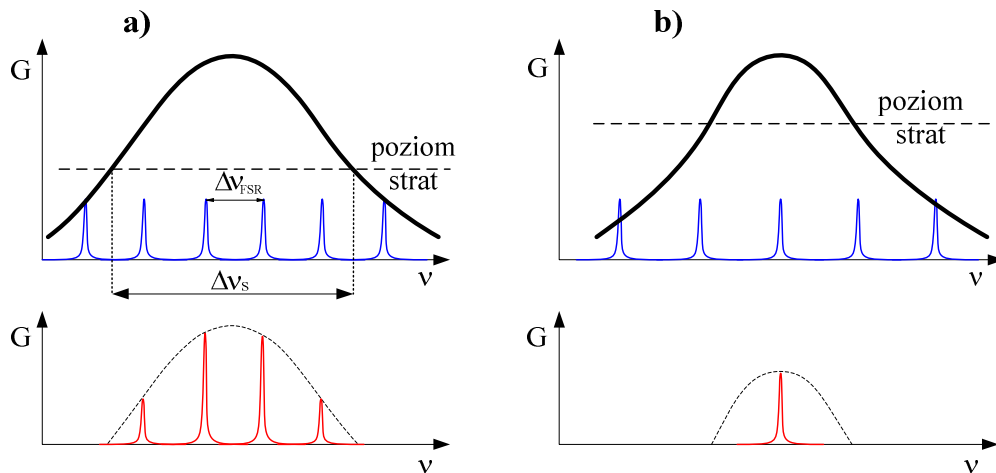
gdzie: λ_q – długość fali modu podłużnego q ,

L – długość rezonatora.

W dziedzinie częstotliwości odległość pomiędzy sąsiednimi modami podłużnymi określona jest jako różnica częstotliwości $\Delta\nu_{FSR}$ i nosi nazwę *odstępu międzymodowego*.

$$\Delta\nu_{FSR} = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{(q+1) \cdot c}{2 \cdot L} - \frac{q \cdot c}{2 \cdot L} = \frac{c}{2 \cdot L} \quad (3.21)$$

Liczba modów podłużnych lasera zależy od długości rezonatora L oraz szerokości linii emisji spontanicznej $\Delta\nu_s$ (krzywa wzmocnienia), ograniczonej poziomem strat w rezonatorze (rys.3.13).



Rys.3.13 Mody podłużne lasera: a) laser czterodomowy, b) praca jednomodowa lasera uzyskana poprzez zwiększenie poziomu strat w rezonatorze

Lasery VCSEL ze względu na bardzo krótką wnękę rezonansową ($0,5\lambda \div 3,5\lambda$), charakteryzują się bardzo dużą wartością odstępu międzymodowego $\Delta\nu_{FSR}$, co przedstawiono w tabeli 3.2. Wydawałoby się, że dzięki temu łatwo uzyskać pracę jednomodową, gdyby nie fakt, iż lasery tego typu mogą posiadać jednocześnie szeroką linię emisji spontanicznej $\Delta\nu_s$ rzędu setek GHz. Jednym ze sposobów uzyskania pracy jednomodowej lasera VCSEL jest zmniejszenie wartości $\Delta\nu_s$, aby pod krzywą zmieścił się tylko jeden mod podłużny

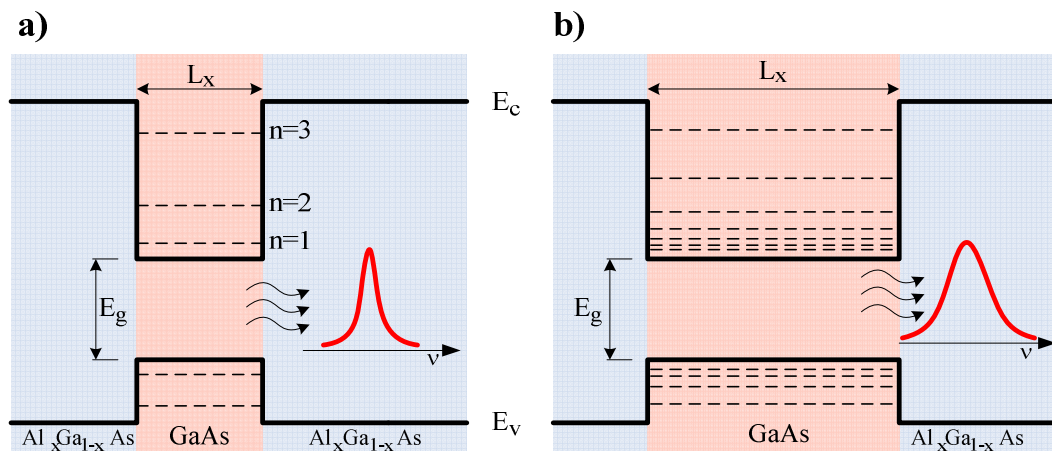
(rys.3.13c). Szerokość linii emisji spontanicznej związana jest z szerokością studni kwantowych, stanowiących obszar czynny generacji promieniowania. Rozwiązanie równania Schrödingera dla nieskończonej głębokiej studni potencjału (3.22) wskazuje, że energia cząstki w takiej studni może przyjmować tylko ściśle określone, dyskretne wartości [46,57]:

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{L_x}\right)^2 \quad n = 1,2,3 \dots \quad (3.22)$$

gdzie: L_x – szerokość studni kwantowej,

E_n – dyskretna wartość n-tego poziomu energii.

Dla bardzo małych wartości szerokości L_x studni (rzędu długości fali de Broglie nośników), rekombinacja par elektron-dziura zachodzi pomiędzy ściśle określonymi poziomami energetycznymi (w rzeczywistości „rozmytymi”). Zwiększenie szerokości L_x obszaru czynnego prowadzi, zgodnie z zależnością (3.22), do zmniejszenia wartości energii własnych E_n , powodując zwiększenie liczby poziomów energetycznych w jamie potencjału o skończonej głębokości (rys.3.14b). Jednocześnie ulega poszerzeniu widmo emisyjne $\Delta\nu_s$ takiego obszaru czynnego. Dlatego jednomodowe lasery VCSEL charakteryzują się bardzo wąskimi obszarami aktywnymi (studniami potencjałów) rzędu nawet kilkudziesięciu Å.



Rys.3.14 Poziomy energetyczne w studni kwantowej: a) o małej szerokości, b) o większej szerokości

Jednocześnie jest to przyczyną bardzo małego wzmocnienia optycznego wewnątrz wnęki rezonansowej. Między innymi dlatego jednomodowe VCSEL posiadają małe wartości optycznej mocy wyjściowej $P_{out} < 1$ [mW]. Dalszy wzrost szerokości L_x prowadzi do zaniku kwantowych efektów rozmiarowych a nośniki charakteryzują się rozkładem energetycznym w pasmach o zmieniającej się w sposób ciągły gęstości stanów, jak w klasycznym materiale objętościowym.

Zarówno pasmo emisji spontanicznej oraz spektralny rozkład modów lasera półprzewodnikowego, pod wpływem zmian temperatury w rezonatorze, ulega przesunięciu na

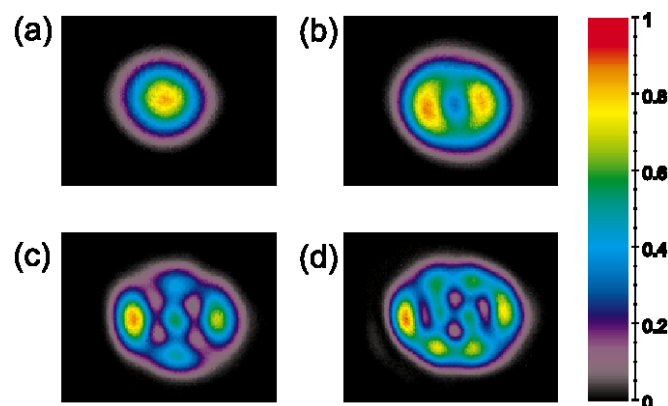
charakterystyce widmowej lasera. W przypadku pasma emisji spontanicznej jest to spowodowane temperaturową zmianą szerokości przerwy energetycznej obszaru czynnego, którą dla GaAs wyraża zależność [46,57]:

$$E_g[eV] = 1,522 - 5,8 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T^2}{T+300} \quad (3.23)$$

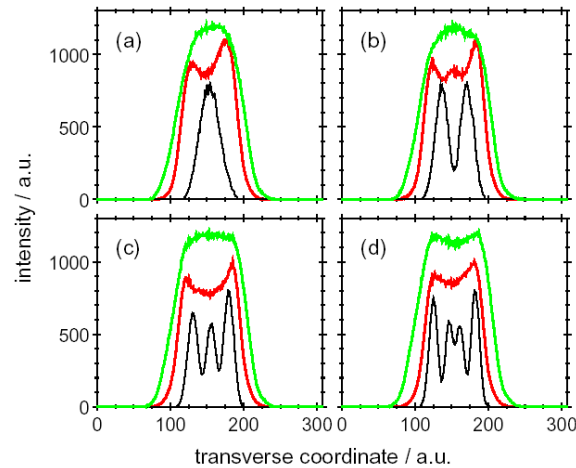
gdzie: T – temperatura.

Typowa wartość przesunięcia pasma promieniowania spontanicznego dla GaAs (materiał bazowy m.in. dla VCSEL o $\lambda=780$ [nm]), wynosi $\sim 0,3$ [nm/K]. Natomiast przesuwanie się wierzchołków modów lasera (typowo $0,05$ [nm/K]), związane jest z temperaturowymi zmianami współczynnika załamania materiału rezonatora oraz zmianą jego rozmiarów geometrycznych w wyniku rozszerzalności cieplnej [46,57].

Każdemu modowi podłużnemu odpowiada grupa modów poprzecznych, różniących się liczbą miejsc zerowych w poprzecznym rozkładzie pola elektrycznego promieniowania laserowego. Badania modów poprzecznych lasera VCSEL o strukturze z ograniczającą rozptyw prądu warstwą tlenkową (oxide-confined VCSEL) i różnej średnicy apertury, wykazują szeroką różnorodność ich rozkładów, począwszy od niskiego rzędu modów Hermite’a-Gaussa (dla mniejszych apertur) aż do wyższego rzędu modów Laguerre’a-Gaussa. Głównym czynnikiem wpływającym na rozkład modów poprzecznych jest przestrzenny rozkład wzmocnienia w przekroju poprzecznym struktury lasera. Jest on związany z rozkładem i wartością natężenia prądu w półprzewodnikowej wnęce rezonansowej. Natomiast dodatkowymi czynnikami są takie efekty, jak przestrzenne wypalanie dziur (hole burning) i gradienty temperaturowe. Kombinacja wszystkich mechanizmów daje ostateczny i skomplikowany obraz poprzecznej struktury modowej lasera VCSEL.

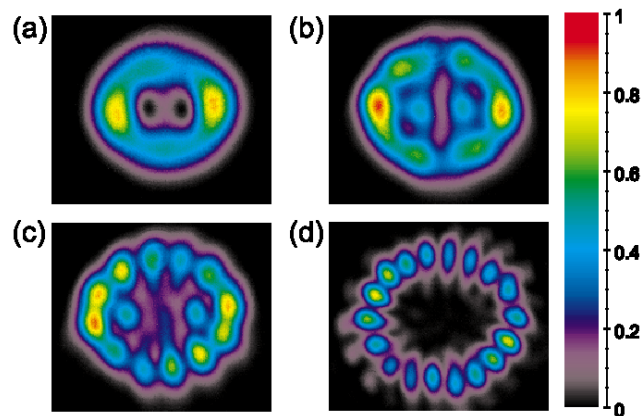


Rys.3.15 Obrazy bliskiego pola VCSEL o aperturze $6\mu\text{m}$ i prądzie: a) 3mA , b) $6,2\text{mA}$, c) $14,7\text{mA}$, d) 18mA [64]



Rys.3.16 Poprzeczne rozkłady intensywności promieniowania lasera VCSEL dla $\lambda \approx 800\text{nm}$ (linia czarna), emisji spontanicznej dla $\lambda \approx 770\text{nm}$ (linia czerwona), emisji spontanicznej dla $\lambda \approx 830\text{nm}$ (linia zielona) o aperturze $6\mu\text{m}$ i wartości prądu: a) 3mA , b) $6,2\text{mA}$, c) $14,7\text{mA}$, d) 18mA [64]

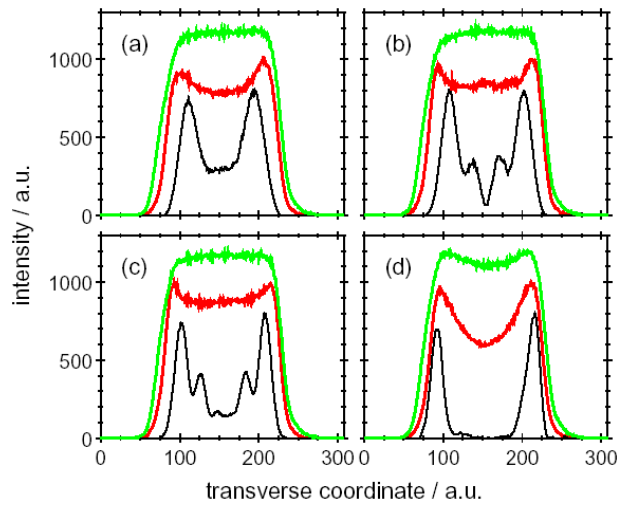
Obrazy bliskiego pola oraz rozkłady intensywności w przekroju poprzecznym promieniowania VCSEL o małej aperturze $6\mu\text{m}$ przedstawia rysunek 3.15 i 3.16. Jedynie dla wartości prądu 3 [mA] laser generuje promieniowanie w podstawowym modzie poprzecznym, którym jest mod Hermite’a-Gaussa TEM_{00} . Wzrost wartości prądu powoduje wzbudzenie kolejnych modów wyższych rzędów, których superpozycje tworzą obrazy intensywności rozkładów mocy wiązki lasera. Rozkłady mocy promieniowania VCSEL dla zwiększonej do $11\mu\text{m}$ apertury, przedstawiono na rysunku 3.17 i 3.18.



Rys.3.17 Obrazy bliskiego pola VCSEL o aperturze $11\mu\text{m}$ i wartości prądu: a) $8,8\text{mA}$, b) $15,5\text{mA}$, c) 23mA , d) $29,9\text{mA}$ [64]

Najmniejszy rząd modu uzyskany w strukturze o większej aperturze przy wartości prądu $8,8\text{ [mA]}$ (rys.3.17a), to mod TEM_{10} ze słabo zarysowującym się modem TEM_{01} . Zatem wzrost średnicy apertury uniemożliwia uzyskanie generacji promieniowania w podstawowym modzie poprzecznym TEM_{00} oraz zwiększa wartość prądu progowego VCSEL. Dla dużych

wartości prądu, przy których następuje spadek mocy optycznej (23 [mA], 30 [mA]) zaobserwowano już wysokiego rzędu mod Laguerre'a-Gaussa LG_{09} . Efekt przestrzennego

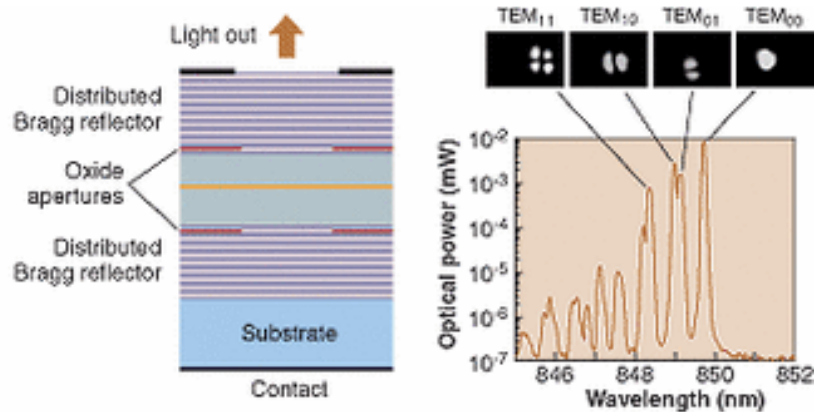


Rys.3.18 Poprzeczne rozkłady intensywności promieniowania lasera VCSEL dla $\lambda \approx 800\text{nm}$ (linia czarna), emisji spontanicznej dla $\lambda \approx 770\text{nm}$ (linia czerwona), emisji spontanicznej dla $\lambda \approx 830\text{nm}$ (linia zielona) o aperturze $11\mu\text{m}$ i wartości prądu: a) 9mA, b) 15 mA, c) 24mA, d) 30mA [64]

wypalania dziur, również wpływający na rozkład modów poprzecznych, jest silniejszy dla struktur VCSEL o mniejszej aperturze. Jest to spowodowane większą gęstością mocy w obszarze wnęki o aperturze $6\mu\text{m}$ niż aperturze $11\mu\text{m}$. Większa gęstość mocy w centrum obszaru aktywnego powoduje również powstawanie gradientów temperaturowych we wnęcie. Różnica temperatur pomiędzy środkiem a krawędziami obszaru czynnego może być większa niż 30 [K] , a związana jest ze wzrostem temperatury wywołanej procesem rekombinacji niepromienistej (oddziaływanie elektron-fonon) i ciepłem Joule'a. Przedstawione efekty modyfikują rozkład przestrzenny prądu wewnątrz wnęki rezonansowej, stwarzając dogodne warunki do wzbudzenia modów poprzecznych wyższych rzędów [64]. Warto nadmienić, iż jakiegokolwiek deformacje okrągłego kształtu apertury w warstwie tlenkowej, również zmieniają przestrzenny rozkład modów poprzecznych [65].

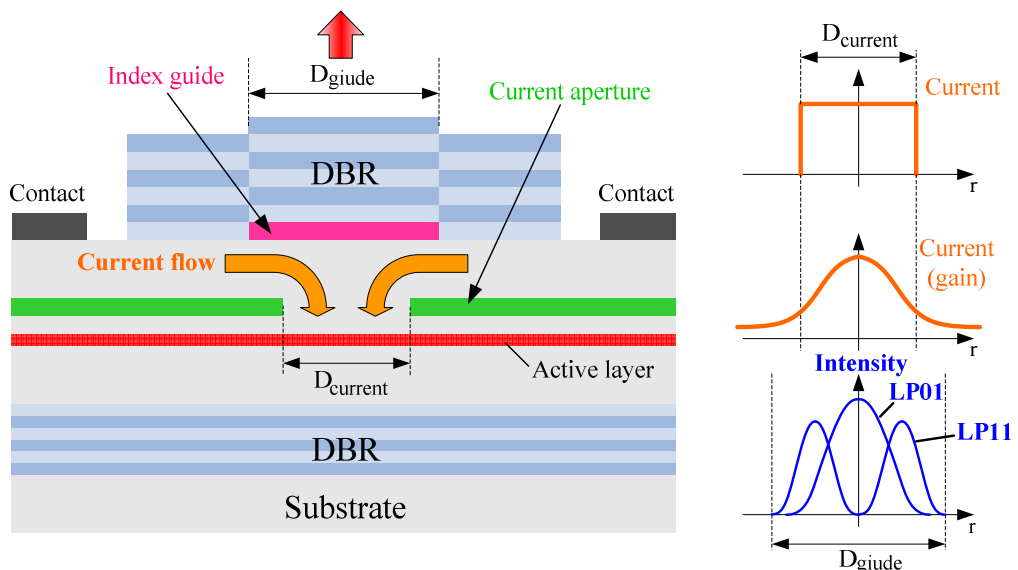
Jak już wspomniano, lasery „oxide-confined VCSEL” [66] mogą pracować w reżimie jednomodowym, ale dla bardzo małych apertur warstwy tlenkowej (np. $3,5\mu\text{m}$), co znacznie ogranicza optyczną moc wyjściową lasera. Niewielki wzrost średnicy apertury szybko powoduje pracę wielomodową, co przedstawiono na przykładzie struktury VCSEL z podwójną warstwą tlenkową „double-oxide aperture VCSEL” (rys.3.19). Uzyskanie większej mocy wyjściowej wymaga zwiększenia rozmiarów struktury, co zwiększa liczbę modów poprzecznych i jednocześnie dla każdego z nich zmniejsza poziom strat optycznych.

Dlatego połączenie takich własności jak większa moc i praca jednomodowa w laserze VCSEL jest bardzo trudne.



Rys.3.19 Laser VCSEL o strukturze z podwójną warstwą tlenkową (double-oxide aperture VCSEL) oraz jego spektrum emisyjne ukazujące pracę wielomodową [67]

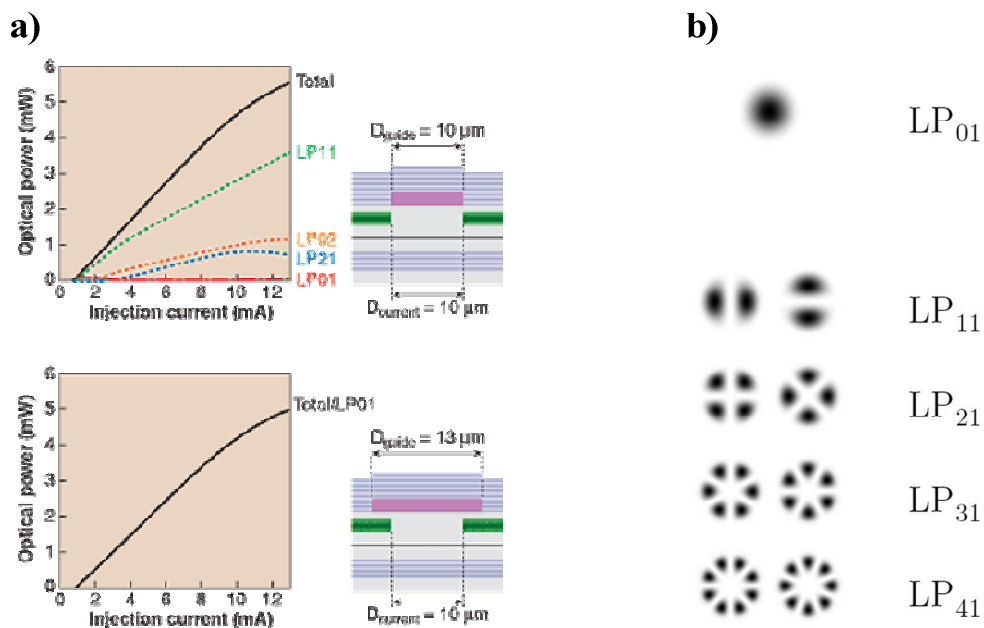
Jednym z rozwiązań może być idea struktury z tzw. zimną wnęką (cold cavity), która opiera się na zwiększeniu strat optycznych dla modów wyższych rzędów. Realizacja polega na wytworzeniu struktury o wyższym współczynniku załamania wokół centrum obszaru generacji promieniowania. Dzięki temu rosną straty we wnękę dla modów wyższych rzędów, uniemożliwiając ich wzbudzenie. Główną wadą tego rozwiązania jest jednocześnie wzrost strat optycznych dla modu podstawowego, ograniczając maksymalną moc wyjściową i zwiększając wartość prądu progowego lasera. Pomimo tego, jest to popularna struktura laserów VCSEL.



Rys.3.20 Struktura wewnętrzna lasera I^2 -VCSEL [67]

Innym rozwiązaniem problemu pracy jednomodowej i wyższej mocy optycznej lasera, jest ciekawa struktura modyfikująca “zachodzenie” na siebie rozkładu modów z profilem

wzmocnienia wewnątrz wnęki. Wprowadzono w niej dodatkową warstwę (index-guide), od której struktura bierze nazwę *implant apertured index-guide VCSEL* (I^2 -VCSEL) [67]. Idea rozwiązania polega na dwóch procesach niezależnej kontroli średnicy wiązki oraz bocznego zasięgu obszaru aktywnego (rys.3.20). W procesie trawienia GaAs wykonywana jest warstwa okrągłego kształtu (index-guide), tworząca w strukturze zwierciadła Bragga okrągłą aperturę falowodu. Natomiast metodą implantacji jonów kształtowana jest warstwa stanowiąca aperturę dla przepływu prądu przez strukturę (current aperture). Warstwa „index-guide” jest optycznie przezroczysta dla promieniowania. Apertura dla przepływu prądu jest mniejsza niż warstwy „index-guide”, przez co zredukowano stopień pokrycia rozkładu modów wyższych rzędów z profilem wzmocnienia lasera, przy jednoczesnym podtrzymaniu generacji w modzie podstawowym. Mała apertura prądowa nie tylko blokuje mody wyższych rzędów, ale zmniejsza wartość progową prądu VCSEL. Jednoczesne zachowanie pracy jednomodowej i zwiększenie optycznej mocy wyjściowej (kilka mW) struktury I^2 -VCSEL, uzyskano przez zwiększenie średnicy apertury prądowej oraz apertury warstwy „index-guide”.



Rys.3.21 Eliminacja modów wyższych rzędów w strukturze I^2 -VCSEL [67] (a), oraz przykłady przestrzennych rozkładów intensywności promieniowania dla kilku modów liniowo spolaryzowanych [68] (b)

Praca jednomodowa jest możliwa, jeżeli apertura warstwy „index-guide” jest większa niż apertura prądowa. Potwierdza to rysunek 3.21, przedstawiający charakterystyki mocy optycznej w funkcji wartości prądu dla poszczególnych modów liniowo spolaryzowanych oraz selekcję tylko modu podstawowego LP₀₁. Zwiększenie średnicy apertury „index-guide” nieznacznie zwiększa wartość progową prądu lasera [67][69][70].

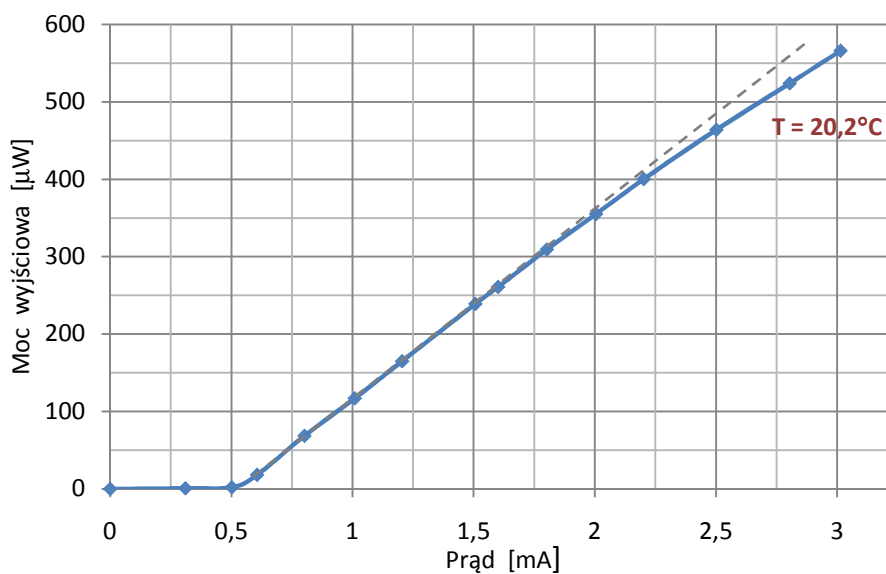
Zastosowanie laserów VCSEL do budowy stabilnego częstotliwościowo źródła promieniowania wykorzystującego elementy spektroskopii dla interferometrii laserowej, stawia m.in. wymagania związane z pracą jednomodową (w sensie podłużnym oraz poprzecznym) lasera. Przedstawiona problematyka w aspekcie uzyskania pracy jednomodowej i związane z nią trudności, nie stanęły na przeszkodzie w budowie struktur VCSEL spełniających te wymagania, choć należą do konstrukcji specjalizowanych i nieco bardziej kosztownych.

3.3 Badanie parametrów lasera VCSEL

Jako źródło promieniowania laserowego do zastosowania w budowie lasera stabilizowanego częstotliwościowo oraz interferometru, wykorzystano specjalizowany jednomodowy laser VCSEL typu ULM780-01-TN-S46FTT firmy ULM Photonics, na długość fali 780nm wraz ze zintegrowanym w jednej obudowie ogniwnem Peltiera oraz termistorem. Rozpoczęcie procesu projektowania wymaga dokonania niezbędnych, z punktu widzenia aplikacji, pomiarów parametrów spektralnych oraz elektrycznych źródła promieniowania.

Optyczna moc wyjściowa i prąd progowy lasera

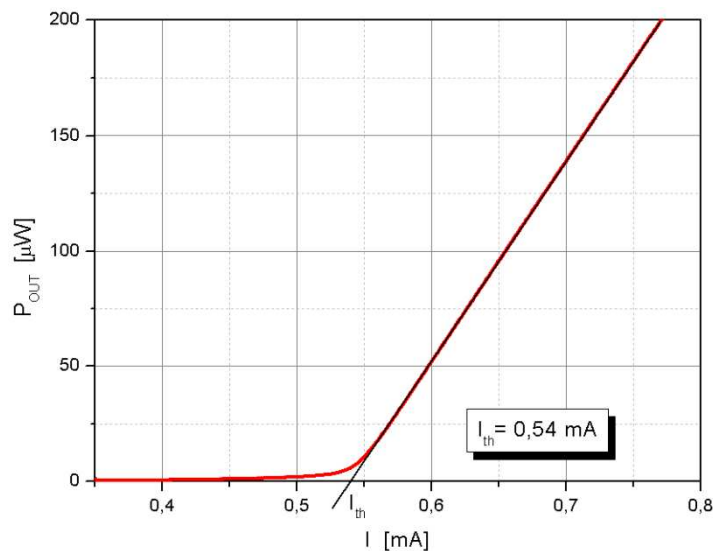
Wyjściową moc optyczną lasera wyznaczono dla poszczególnych wartości prądu płynącego przez strukturę VCSEL, wykreślając charakterystykę przedstawioną na rys. 3.22.



Rys.3.22 Charakterystyka mocy wyjściowej lasera VCSEL w funkcji wartości prądu

Zgodnie z zaleceniem producenta, nie należy przekraczać wartości prądu 3mA, co odpowiada mocy ok. 0,57 [mW]. W praktyce oznacza to, iż w układzie stabilizacji częstotliwości, uzyskana moc wyjściowa urządzenia będzie na pewno mniejsza. Zależy to m.in. od egzemplarza struktury VCSEL i wartości prądu (częstotliwości promieniowania), przy której będzie zachodzić zjawisko absorpcji w atomowym wzorcu częstotliwości. Warto nadmienić, że laserowe wzorce częstotliwości oparte o lasery gazowe He-Ne i komórki absorpcyjne z parami izotopu jodu, posiadają moce wyjściowe około 100 [μ W]. Zatem w oparciu o przedstawioną charakterystykę lasera (rys.3.22), realna staje się możliwość uzyskania jeszcze większej wyjściowej mocy optycznej wiązki.

Wartość prądu progowego lasera I_{th} określono metodą graficzną, na podstawie charakterystyki $P_{out}=f(I)$. Punkt przecięcia prostej aproksymującej charakterystykę mocy optycznej lasera z osią odciętych, wyznacza wartość prądu I_{th} (rys.3.23).



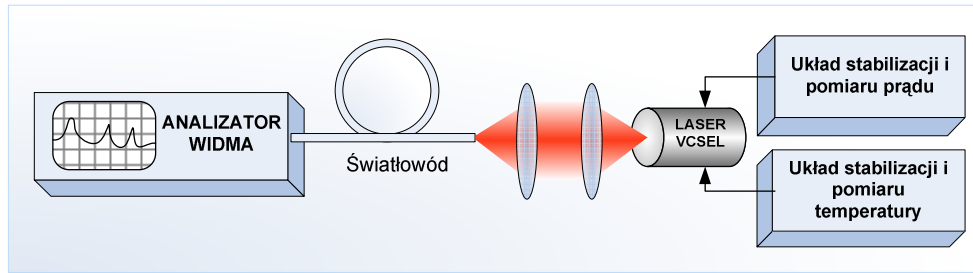
Rys.3.23 Określenie wartości prądu progowego lasera metodą graficzną

Określenie wartości prądu progowego, który wynosi ok. 0,54 [mA] ma charakter orientacyjny i jest konieczny dla układu źródła prądowego, określając minimalną wartość sygnału sterującego pracą lasera.

Współczynnik termicznego i prądowego przestrajania długości fali lasera

Zmianę częstotliwości generowanego promieniowania (długości fali) laserów półprzewodnikowych można uzyskać, zmieniając wartość temperatury lub prądu lasera. Wartość tej zmiany określają współczynniki termicznego i prądowego przestrajania długości fali, których wartości różnią się w zależności od egzemplarza struktury lasera.

Do określenia wartości współczynników przestrajania, wykorzystano analizator widma optycznego. Układ pomiarowy przedstawia rysunek 3.24. Wiązkę laserową sprzęgnięto za



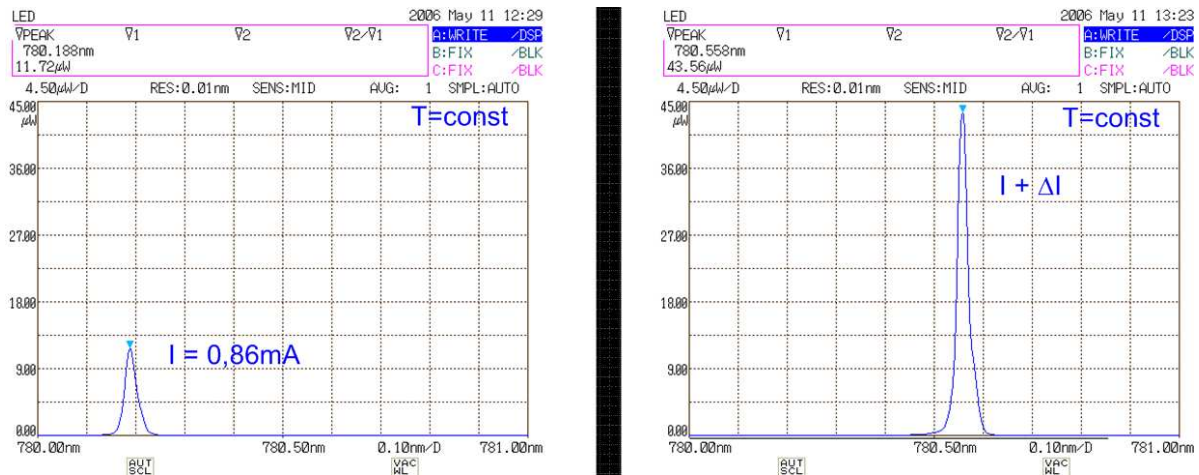
Rys.3.24 Układ pomiarowy do wyznaczenia współczynników $\Delta\lambda_I$ oraz $\Delta\lambda_T$

pomocą układu optycznego do wielodomowego światłowodu plastikowego, połączonego z wejściem analizatora widma. Przy ustalonej temperaturze, zmieniając wartość prądu lasera o $\Delta I=1[\text{mA}]$ i odczytując skrajne wartości długości fali $\lambda_{(I)}$ oraz $\lambda_{(I+\Delta I)}$ (rys.3.25), można wyznaczyć współczynnik prądowego przestrajania $\Delta\lambda_I$, korzystając z zależności:

$$\Delta\lambda_I = \frac{\lambda_{(I+\Delta I)} - \lambda_{(I)}}{\Delta I} \left[\frac{\text{nm}}{\text{mA}} \right] \quad (3.24)$$

Analogicznie z zależności (3.25) można wyznaczyć termiczny współczynnik przestrajania, zmieniając temperaturę struktury lasera o ΔT przy stałej wartości prądu, jednak ograniczona rozdzielczość uniemożliwia wiarygodny pomiar za pomocą analizatora (zgodnie z notą katalogową lasera, współczynnik $\Delta\lambda_T$ jest o rząd wielkości mniejszy od $\Delta\lambda_I$).

$$\Delta\lambda_T = \frac{\lambda_{(T)} - \lambda_{(T+\Delta T)}}{\Delta T} \left[\frac{\text{nm}}{\text{K}} \right] \quad (3.25)$$



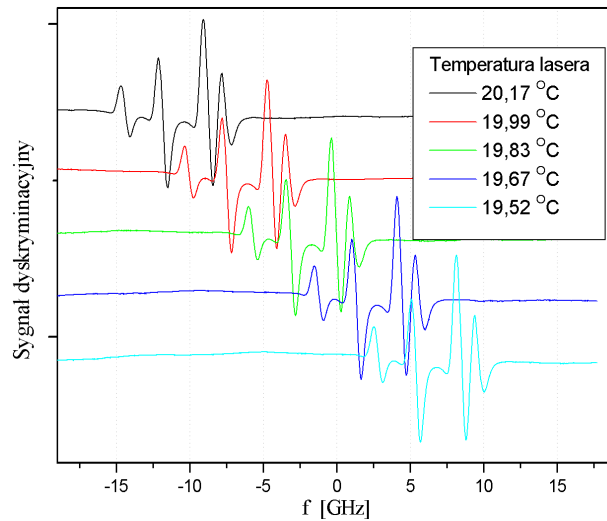
Rys.3.25 Przeszrojenie długości fali wywołane zmianą wartości prądu lasera o $\Delta I=1\text{mA}$

Wartości współczynnika $\Delta\lambda_I$ wyznaczono następująco:

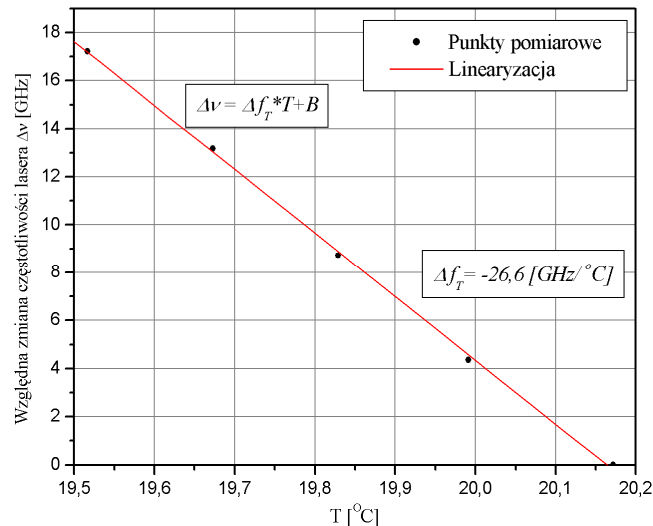
$$\Delta\lambda_I = \frac{\lambda_{(I+\Delta I)} - \lambda_{(I)}}{\Delta I} = \frac{780,558 - 780,188}{1} = 0,37 \left[\frac{\text{nm}}{\text{mA}} \right] \Rightarrow 182,4 \left[\frac{\text{GHz}}{\text{mA}} \right] \quad (3.26)$$

Wartość współczynnika $\Delta\lambda_T$ wyznaczono na podstawie przesunięcia pików absorpcyjnych w rejestrowanym sygnale dyskryminacyjnym, które wywołano zmianami temperatury przy

stałej wartości prądu lasera (rys.3.26). Przesunięcie pików odpowiada zmianie częstotliwości (długości fali) lasera w funkcji temperatury, co przedstawia rys.3.27.



Rys.3.26 Częstotliwościowe przesunięcie pików absorpcyjnych od temperatury lasera



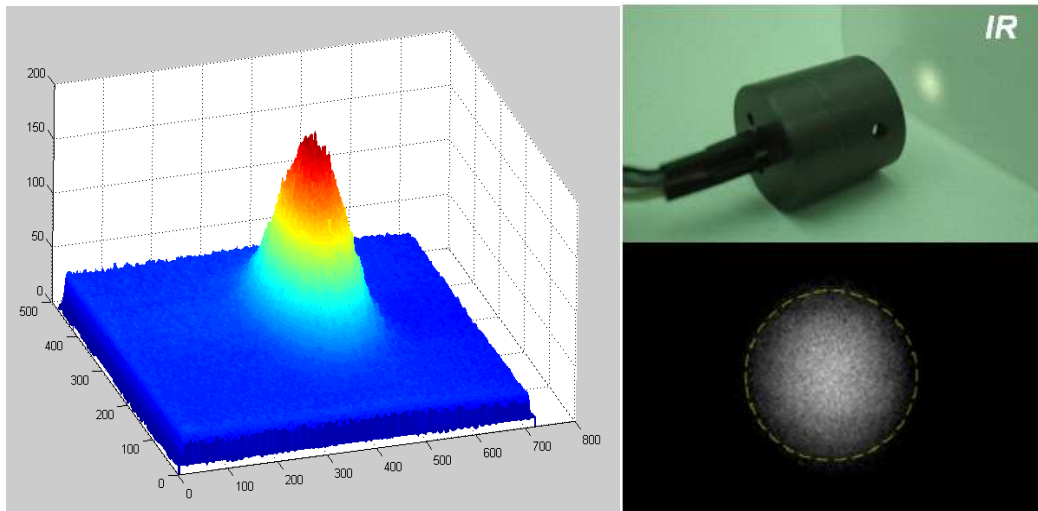
Rys.3.27 Względna zmiana częstotliwości lasera przy zmianie temperatury

Wartość współczynnika przestrajania $\Delta\lambda_T$ jest proporcjonalna do współczynnika kierunkowego prostej $\Delta f_T = 26,6 \left[\frac{\text{GHz}}{\text{K}} \right]$ i wynosi $\Delta\lambda_T = 0,054 \left[\frac{\text{nm}}{\text{K}} \right]$.

Większą (prawie 7-krotną) efektywność przestrajania długości fali, można uzyskać zmieniając wartość prądu lasera niż jego temperaturę. Dlatego z punktu widzenia stabilizacji częstotliwości lasera metodą absorpcyjną, w której dąży się do zrównania częstotliwości lasera z częstotliwością odpowiadającą przejściom atomowym absorbera, korzystnym rozwiązaniem jest prądowe przestrajanie długości fali, przy stałej (stabilizowanej) temperaturze struktury VCSEL. Zapewnia to szeroki zakres przestrajania częstotliwości lasera ok. 182,4 [GHz/mA], co jest szczególnie istotne przy niewielkim zakresie prądowym pracy lasera VCSEL (rys.3.22), wynoszącym maksymalnie 2,5 [mA].

Mody poprzeczne lasera VCSEL

Badanie modów poprzecznych lasera wykonano poprzez rejestrację w dalekim polu rozkładu natężenia promieniowania w przekroju poprzecznym wiązki (rys.3.28). Na podstawie otrzymanych obrazów stwierdzono jednoznacznie, że badany laser pracuje w podstawowym modzie poprzecznym TEM_{00} , w całym dopuszczalnym zakresie prądu (od I_{th} do I_{max}).



Rys.3.28 Rozkład natężenia promieniowania lasera VCSEL w przekroju poprzecznym wiązki

Szerokość połowkowa linii emisyjnej lasera VCSEL (FWHM)

Parametr FWHM (*Full Width at Half Maximum*) wyznaczono metodą dudnienia dwóch fal świetlnych. Metoda polega na sumowaniu dwóch harmonicznym drgań o zbliżonych częstościach ω_1 i ω_2 . Zakładając równe wartości amplitud, fale można opisać funkcjami:

$$E_1 = E_{01} \cdot \cos(\omega_1 t) ; \quad E_2 = E_{02} \cdot \cos(\omega_2 t) \quad (3.27)$$

W wyniku sumowania fal E_1 i E_2 , otrzymujemy na detektorze natężenie promieniowania:

$$\begin{aligned} I &= |E|^2 = \langle E \cdot E^* \rangle = (E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2)^* = \\ &= |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2|E_{01}E_{02} \cdot \cos[(\omega_1 - \omega_2)t]| \end{aligned} \quad (3.28)$$

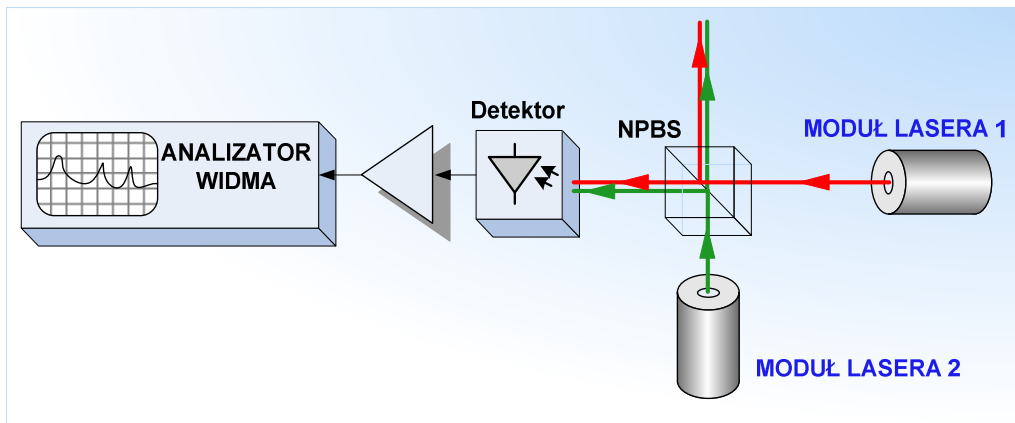
W detekowanym widmie natężenia promieniowania, z pomiarowego punktu widzenia interesujący jest człon, będący różnicą częstości ω_1 i ω_2 .

W technice laserowej metoda dudnienia fal jest bardzo często stosowana, umożliwiając detekcję sygnałów optycznych (setki THz) w znacznie niższym paśmie

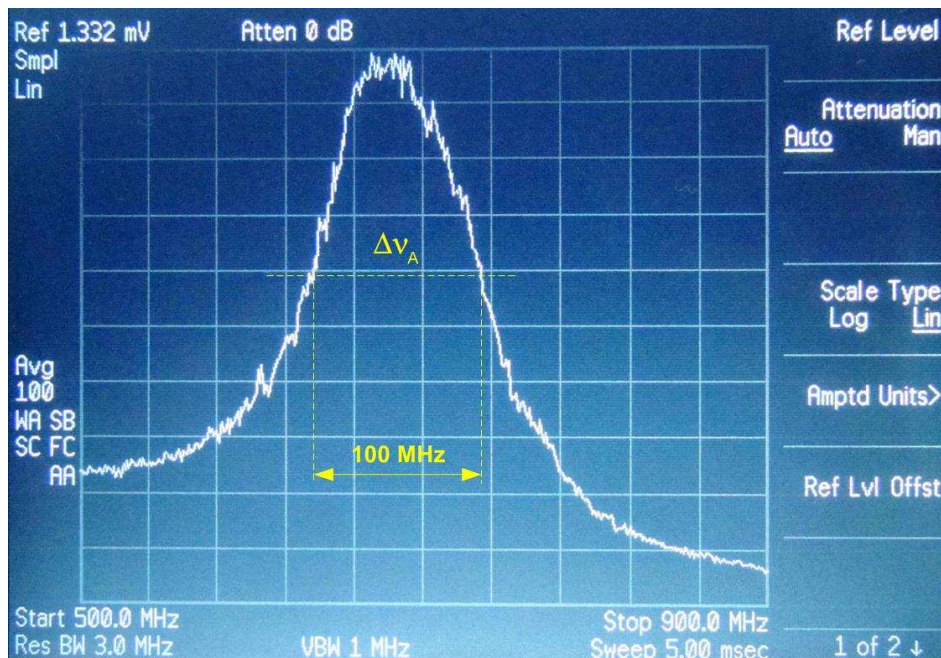
częstotliwości, detekowanym przez elektryczne analizatory widma (do kilkudziesięciu GHz). Układ pomiarowy przedstawia rysunek 3.29. Ponieważ laser nie generuje jednej częstotliwości ω , lecz posiada pewną szerokość linii emisyjnej (producent podaje $\Delta\nu=100$ [MHz]), w wyniku zdudnienia laserów o zbliżonych parametrach spektralnych, uzyskuje się również pewien zakres częstotliwości sygnału zdudnienia (rys.3.30). Przy założeniu równych wartości $\Delta\nu$ badanych laserów, szerokość linii emisyjnej lasera wyznacza się z zależności:

$$\Delta\nu_{FWHM} = \frac{\Delta\nu_A}{\sqrt{2}} = \frac{100 \text{ [MHz]}}{\sqrt{2}} \approx 70 \text{ [MHz]} \quad (3.29)$$

gdzie: $\Delta\nu_A$ – połówkowa szerokość widma częstotliwości sygnału dudnienia laserów.



Rys.3.29 Układ pomiarowy szerokości linii widmowej lasera VCSEL



Rys.3.30 Częstotliwościowe widmo sygnału dudnienia badanych laserów VCSEL

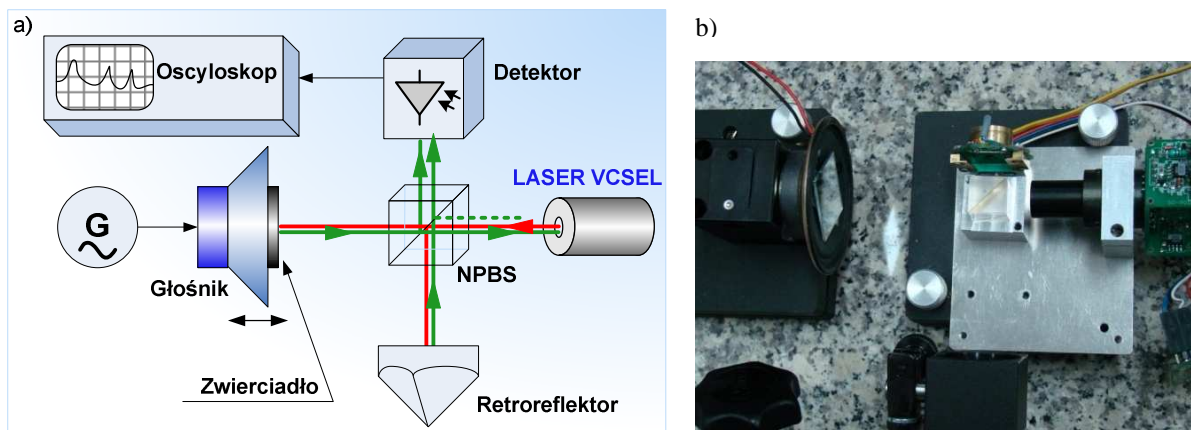
Doświadczalne określenie wartości szerokości linii emisyjnej badanego lasera VCSEL (≈ 70 [MHz]), pozwala na obliczenie teoretycznej wartości drogi koherencji, której wartość determinuje zakres pomiarowy laserowych systemów interferometrycznych. Korzystając z zależności (3.14), wartość drogi koherencji wynosi:

$$\Delta L_C = \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{3 \cdot 10^8}{70 \cdot 10^6} \approx 4,3 \text{ [m]} \quad (3.30)$$

Wstępnie zakładając budowę interferometru w oparciu o układ Michelsona, teoretyczny zakres pomiarowy systemu będzie wynosił połowę wartości obliczonej drogi koherencji (ok. 2[m]). Otrzymana wartość, choć bardzo obiecująca, zostanie podana weryfikacji w dalszej części dysertacji.

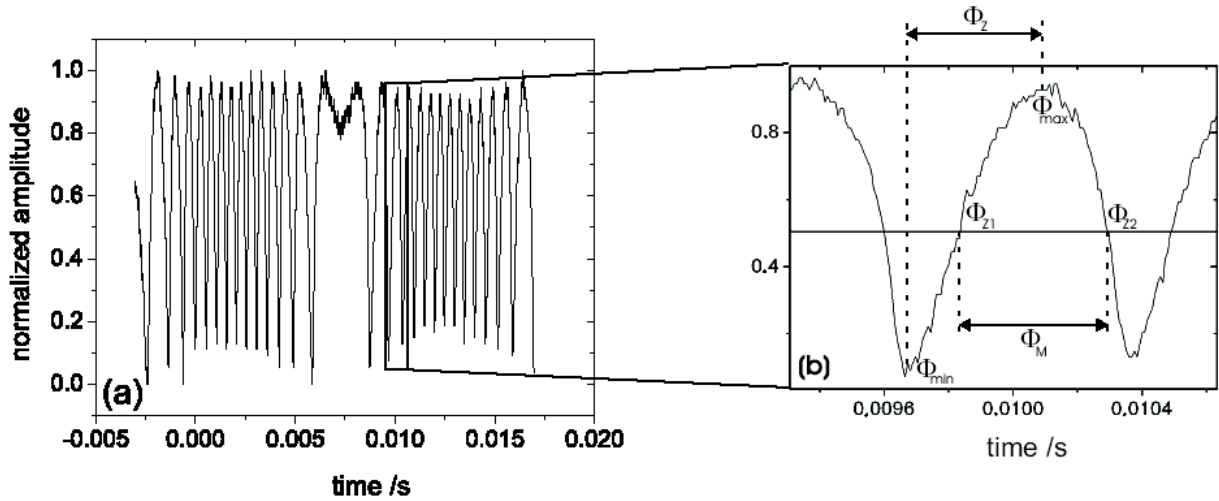
Współczynnik α (Henry'ego) lasera VCSEL

Na podstawie przeprowadzonej analizy szerokości linii laserów półprzewodnikowych oraz doświadczalnego określenia wartości $\Delta\nu_L = 70$ [MHz] wynika, że wartość współczynnika Henry'ego α lasera VCSEL musi być mniejsza od jedności. Wykorzystując interferometryczną metodę pomiaru tzw. technikę *self-mixing* (samo-mieszania), wyznaczono wartość współczynnika α na podstawie kształtu sygnału interferencyjnego (sygnału samo-mieszania). Układ pomiarowy przedstawiono na rys.3.31. Część emitowanego przez laser



Rys.3.31 Pomiar współczynnika α : a) schemat blokowy, b) praktyczna realizacja

promieniowania, za pomocą zwierciadła jest odbijana z powrotem do wnęki rezonansowej lasera. Powstaje zatem układ z dodatkową zewnętrzną wnęką rezonansową, w której zmiana drogi optycznej powoduje zmianę fazy pomiędzy światłem emitowanym przez laser a odbitym, powracającym z powrotem do wnętrza wnęki rezonansowej lasera VCSEL.



Rys3.32. Sygnał samo-mieszania oraz sposób wyznaczenia parametrów określających współczynnik α [71]

Zaburzenie warunków generacji i zmiany gęstości prądu w obszarze aktywnym, wywołują fluktuacje natężenia promieniowania emitowanego przez laser, które obserwuje się na detektorze jako tzw. sygnał samo-mieszania z charakterystycznymi prążkami interferencyjnymi [71-75]. Odległość pomiędzy nimi reprezentuje połowę długości fali lasera (rys.3.32). Zmiany natężenia promieniowania, zależne od wartości różnicy faz, odzwierciedlają wpływ współczynnika α lasera. Periodyczną zmianę fazy uzyskano przy pomocy głośnika z zamontowanym zwierciadłem, pobudzany sygnałem sinusoidalnym o częstotliwości 35 [Hz]. Asymetria kształtu sygnału samo-mieszania (prążków) związana jest z wpływem współczynnika α oraz współczynnikiem optycznego sprzężenia zwrotnego C , których wartości można wyznaczyć z zależności [71]:

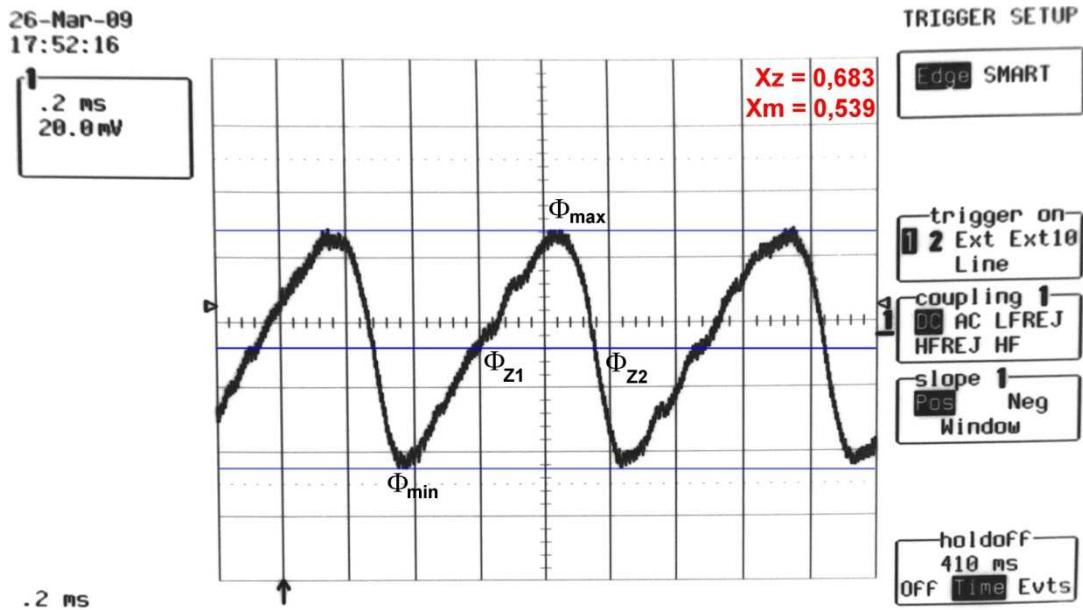
$$C = \pi \cdot (X_Z - 0,5) \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{X_M - 0,5}{X_Z - 0,5}\right)^2} \quad (3.31)$$

$$\alpha = \frac{X_M - 0,5}{X_Z - 0,5} \quad (3.32)$$

$$X_M = \frac{\Phi_{max} - \Phi_{min}}{2\pi} \quad (3.33)$$

$$X_Z = \frac{\Phi_{Z2} - \Phi_{Z1}}{2\pi} \quad (3.34)$$

Uzyskany interferencyjny sygnał samo-mieszania przedstawia rys.3.33. Na podstawie kształtu przebiegu wyznaczono współczynnik sprzężenia $C=0,63$ oraz współczynnik Henry'ego $\alpha = 0,2$, który zgodnie z wcześniejszą analizą jest mniejszy od jedności. Wyznaczona wartość α na podstawie zależności (3.17), praktycznie nie powoduje poszerzenia linii widmowej lasera tłumacząc, dlaczego badany laser VCSEL posiada tak wąską linię w porównaniu z innymi laserami tego typu.

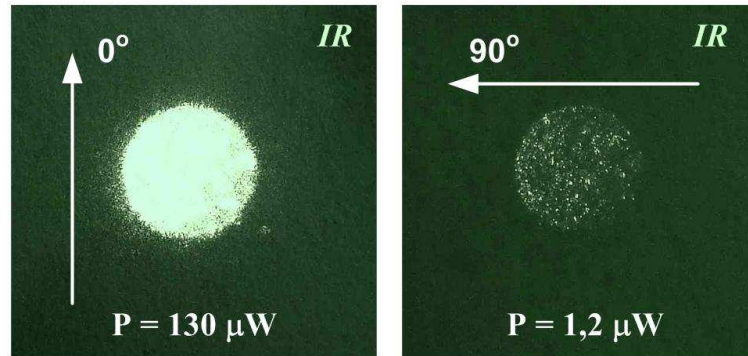


Rys.3.33 Sygnał samo-mieszania badanego lasera VCSEL

Polaryzacja lasera VCSEL

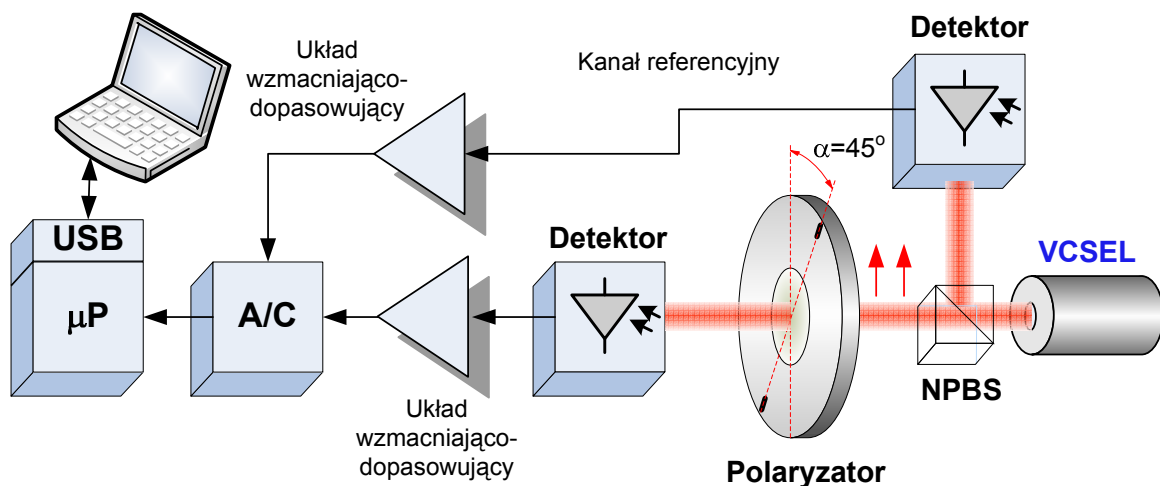
Zastosowanie lasera VCSEL jako stabilizowanego częstotliwościowo źródła promieniowania z wykorzystaniem w systemach interferometrii laserowej, wymaga liniowej i stabilnej w czasie polaryzacji promieniowania laserowego. Dlatego tak istotne jest jej określenie oraz przeprowadzenie pomiarów stałości czasowej. Problem losowej polaryzacji jednomodowych laserów VCSEL rozwiązano poprzez wprowadzenie technik kontroli jej kierunku, które bazują głównie na zastosowaniu podłoży półprzewodnikowych o orientacji krystalograficznej najczęściej (311) w notacji Millera [76-78], eliptycznej geometrii kształtu mesy struktury [79,80], zewnętrznych naprężeń mechanicznych [81] oraz unikalnej technologii trawienia powierzchniowych siatek dyfrakcyjnych [82].

W prosty sposób można określić polaryzację badanego lasera przy użyciu polaryzatora o wysokim kontraście. Możliwość znalezienia ortogonalnych pozycji polaryzatora, dla których moc wiązki przechodzącej przez polaryzator osiąga raz wartość maksymalną, a raz ulega praktycznie wygaszeniu (polaryzatory nie są idealne), świadczy o liniowej polaryzacji lasera (rys.3.34).



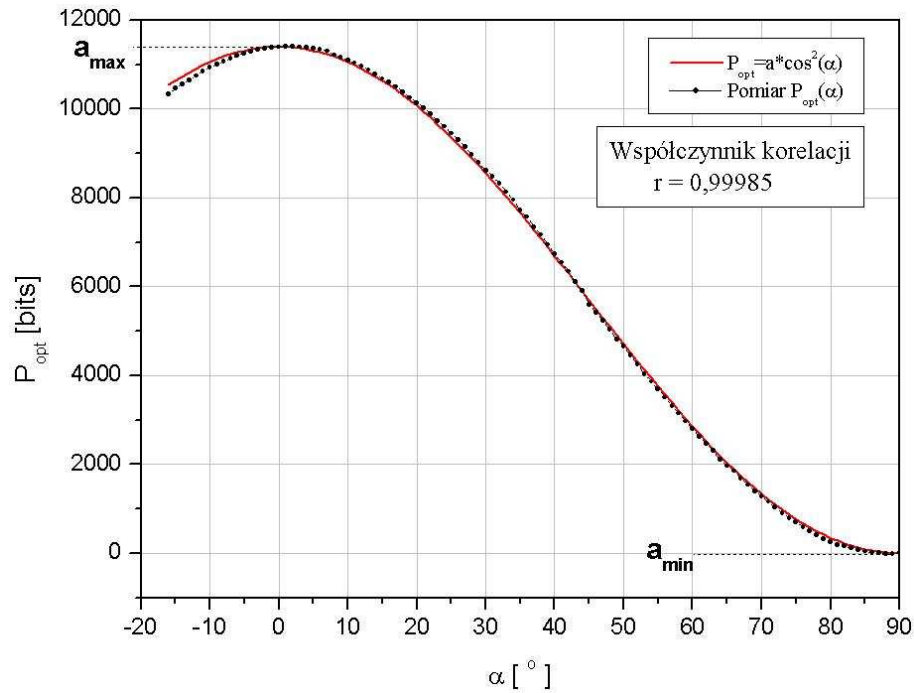
Rys.3.34 Badanie wartości mocy wiązki przechodzącej przez polaryzator ustawiony zgodnie z polaryzacją lasera (0°) oraz do niej ortogonalnie (90°)

Na rysunku 3.35 przedstawiono układ pomiaru stałości w czasie kierunku polaryzacji lasera VCSEL. Wiązka laserowa po przejściu przez polaryzator trafia na detektor, z którego sygnał proporcjonalny do mocy optycznej jest wzmacniany. Poprzez układ dopasowujący



Rys.3.35 Układ pomiarowy stałości kierunku polaryzacji lasera w czasie

poziom, sygnał podawany jest na 12-bitowy przetwornik A/C sterowany mikroprocesorem. Za pomocą zaimplementowanego interfejsu USB, układ pomiarowy jest połączony z komputerem zawierający specjalnie przygotowaną aplikację, umożliwiającą m.in. akwizycję danych pomiarowych. Część mocy wiązki za pomocą kostki światłodziеляjącej, bezpośrednio trafia na drugi detektor, tworząc referencyjny kanał pomiarowy. Względny pomiar mocy pozwala na minimalizację ewentualnego wpływu zmian mocy promieniowania, wywołanych fluktuacjami wartości prądu lasera lub temperatury. Detekowana moc optyczna generowanego promieniowania jest zatem skwantowana i wyraża się liczbą bitów stanu przetwornika A/C.



Rys.3.36 Teoretyczna i empiryczna charakterystyka transmisji polaryzatora

Eksperymentalnie wyznaczono charakterystykę opisującą transmisję polaryzatora (rys.3.36), która jest proporcjonalna do funkcji $\cos^2(\alpha)$ (współczynnik korelacji 0,99985). Zatem teoretyczną wartość mocy optycznej po przejściu przez polaryzator (przy założeniu liniowej polaryzacji lasera) opisano zależnością:

$$P_{opt} = a \cdot \cos^2(\alpha) \quad (3.35)$$

gdzie: α – kąt pomiędzy kierunkami polaryzacji lasera a polaryzatorem.

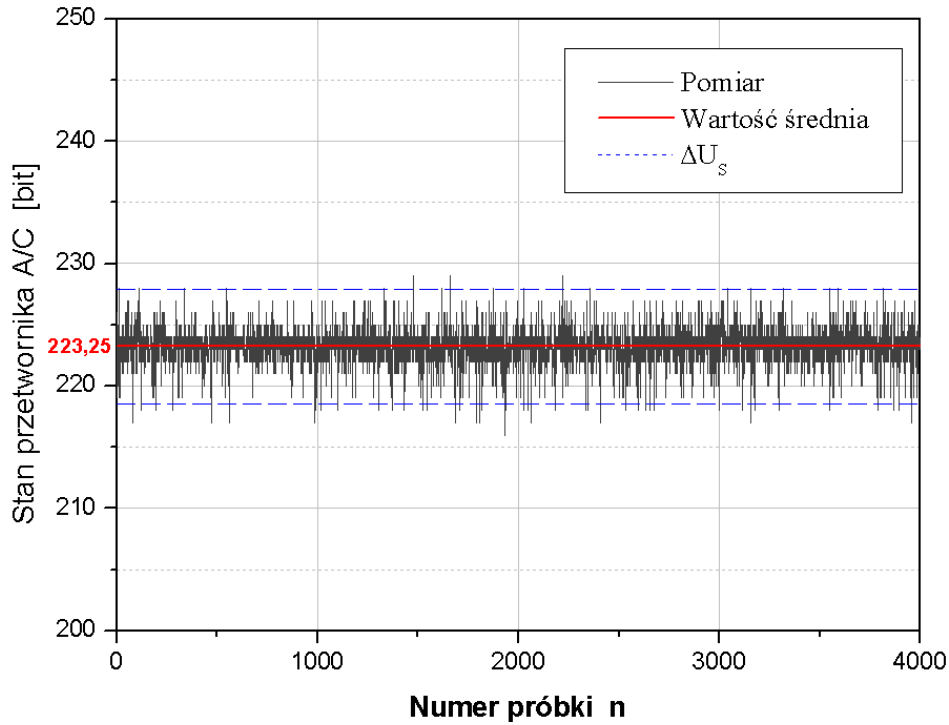
Wartość mierzonego kąta α obarczona jest złożoną niepewnością pomiaru ΔU_α , w której

$$\alpha \pm \Delta U_\alpha \quad (3.36)$$

należy uwzględnić ocenę niepewności wielkości wejściowych ΔP_{opt} oraz Δa . Wyznaczenie niepewności pomiaru mocy ΔP_{opt} powinno uwzględniać błędy pomiarowe wynikające z szumów układu detektora i analogowego toru wzmacniająco-dopasowującego ΔU_S oraz podanej przez producenta, nieliniowości przetwornika analogowo-cyfrowego ΔU_{AC} .

$$\Delta P_{opt} = \Delta U_S + \Delta U_{AC} \quad (3.37)$$

W tym celu przeprowadzono pomiary szumu sygnału po przejściu przez cały tor pomiarowy, bez oświetlenia detektora (rys.3.37). Na podstawie serii wykonanych pomiarów, wyznaczono



Rys.3.37 Wykres poziomu szumu sygnału w torze pomiarowym

wartość odchylenia standardowego S_p . Ponieważ niepewność pomiaru mocy wynikająca z nieliniowości samego przetwornika A/C (ΔU_{AC}) jest wartością podaną przez producenta gwarantującą poprawnie wykonany pomiar, aby zapewnić jednakowy poziom ufności, niepewność pomiaru ΔU_S należy przyjąć jako:

$$\Delta U_S = 3 \cdot S_p \quad (3.38)$$

Wielkość a jest różnicą między wartością maksymalną a_{max} i minimalną a_{min} charakterystyki $P_{opt}(\alpha)$. Ponieważ każda z wartości a_{max} i a_{min} jest obciążona błędem wynikającym z nieliniowości przetwornika ΔU_{AC} , zatem miarę niepewności wielkości wejściowej Δa określa zależność:

$$\Delta a = \Delta a_{max} + \Delta a_{min} = \Delta U_{AC} + \Delta U_{AC} = 2 \cdot \Delta U_{AC} \quad (3.39)$$

Niepewność pomiaru kąta α wyznaczono metodą różniczki zupełnej, otrzymując następującą zależność:

$$\Delta U_\alpha = \left| \frac{-1}{\sqrt{1-\frac{P_{opt}}{a}}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_{opt}}{a}}} \cdot \frac{1}{a} \right| \cdot \Delta P_{opt} + \left| \frac{-1}{\sqrt{1-\frac{P_{opt}}{a}}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\frac{P_{opt}}{a}}} \cdot \frac{-P_{opt}}{a^2} \right| \cdot \Delta a \quad (3.40)$$

Określając poszczególne wartości niepewności wielkości wejściowych, otrzymano:

$$S_p = 1,567$$

$$\Delta U_{AC} = \pm 1,5$$

$$\Delta U_S = 3 \cdot S_p = 4,7$$

$$\Delta a = 2 \cdot \Delta U_{AC} = \pm 3$$

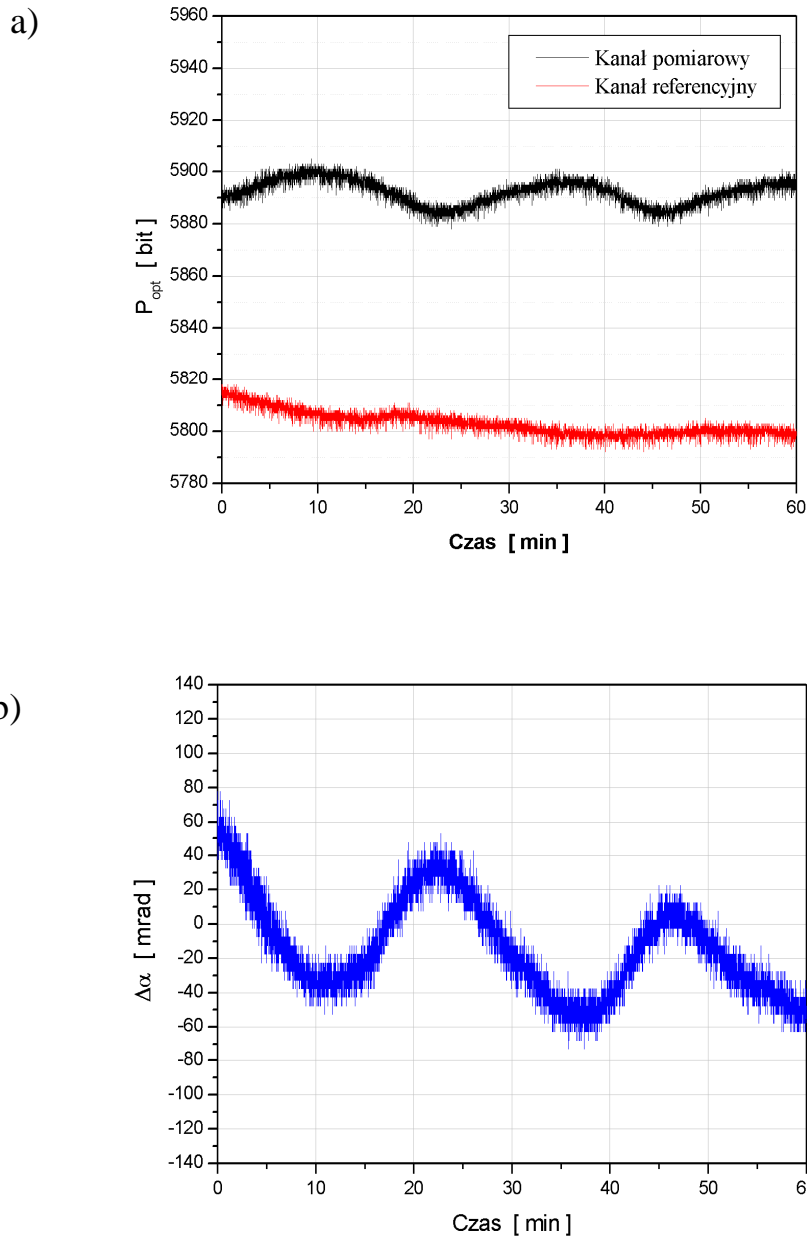
$$\Delta P_{opt} = \Delta U_S + \Delta U_{AC} = 4,7 + 1,5 = 6,2$$

$$a = a_{max} - a_{min} = 11403 - 0 = 11403$$

$$P_{opt} = 5893$$

Niepewność pomiaru wartości kąta α wynosi:

$$\Delta U_{\alpha} = 1,4058 \text{ [mrad]} \cong 0^{\circ} 0' 5'' \quad (3.41)$$



Rys.3.38 Zmiana kąta liniowej polaryzacji lasera VCSEL w czasie (b) oraz pomiar mocy w torze pomiarowym i referencyjnym (a)

Pomiar wartości mocy P_{opt} (pośrednio kąta α) wykonywany był automatycznie w równych odstępach czasowych (1sek.), bez wpływu zewnętrznego oświetlenia (ciemnia). Uzyskane wyniki pomiaru mocy w obu kanałach oraz względnej zmiany kąta polaryzacji lasera w czasie, przedstawiono na rysunku 3.38. Na podstawie wykresu (rys.3.38b) oraz

zgromadzonych danych pomiarowych, maksymalną zmianę kąta polaryzacji lasera $\Delta\alpha$ w czasie, można zapisać następująco:

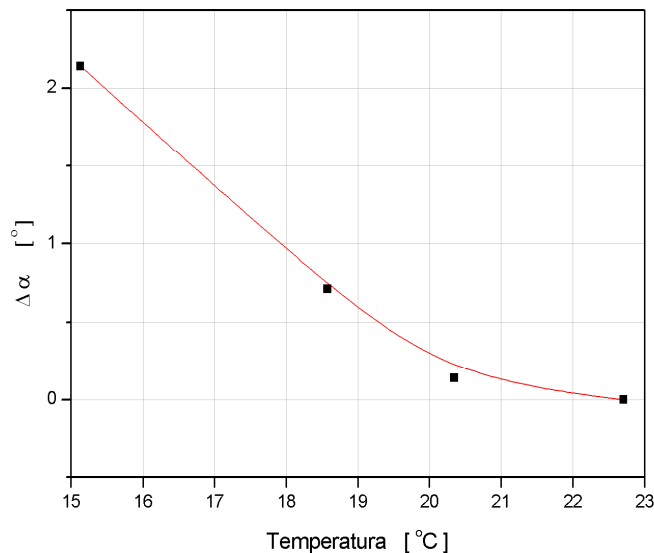
$$\Delta\alpha_{(60\text{min})} = \alpha_{\text{max}} - \alpha_{\text{min}} = 76,48 - (-71,23) = 147,71 [\text{mrad}] = 8' 51'' \quad (3.42)$$

Ponieważ każda z wartości α_{max} i α_{min} obarczona jest błędem ΔU_α , zatem ostatecznie wynik przeprowadzonego pomiaru wynosi:

$$\Delta\alpha_{(60\text{min})} \pm 2 \cdot \Delta U_\alpha = 8'41'' \pm 0'10'' \quad (3.43)$$

Fluktuacja liniowej polaryzacji lasera VCSEL, która wynosi zaledwie nieco ponad 8 minut kątowych, dzięki przeprowadzonym pomiarom (przy stabilizowanej temperaturze lasera) nie dyskwalifikuje zastosowania badanego lasera w układzie stabilizowanego częstotliwościowo źródła promieniowania oraz w systemie interferometrycznym.

Przeprowadzono również badanie zmian polaryzacji lasera VCSEL dla różnych wartości temperatur struktury półprzewodnikowej (rys.3.39). Okazuje się, że dla niższych temperatur kierunek polaryzacji ulega coraz większemu skręceniu, nawet o kąt ponad 2 [°]. Zatem nie tylko m.in. mała wartość współczynnika termicznego przestrajania, ale również wpływ temperatury na zmianę kierunku polaryzacji lasera, skłania bardziej do operowania wartością prądu lasera w procesie przestrajania i stabilizacji częstotliwości promieniowania, przy jednocześnie ustalonej wartości temperatury struktury (termiczna stabilizacja lasera).



Rys.3.39 Wpływ temperatury struktury VCSEL na zmianę kąta polaryzacji lasera

Porównanie wyznaczonych wartości parametrów badanego lasera VCSEL z danymi producenta przedstawiono w tabeli 3.2

Tabela 3.2 Parametry badanego lasera VCSEL 780 [nm]

Parametr	Jednostka	Wartość zmierzona	Dane producenta		
			Min.	Typowo	Maks.
Prąd progowy	mA	0,54		0,5	
Moc maks.	mW	0,57	0,25		
Szerokość linii	MHz	70		100	
$\Delta\lambda_I$	nm/mA	0,37		0,6	
$\Delta\lambda_T$	nm/K	0,054		0,06	
α	-	0,2	-		

4. Najważniejsze efekty i zjawiska fizyczne

W niniejszym rozdziale przedstawiono i wyjaśniono efekty i zjawiska fizyczne, wykorzystywane w opracowanej metodzie stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL. Należą do nich efekt Zeemana, zjawisko absorpcji promieniowania w parach izotopów 85 i 87 rubidu oraz efekt powierzchniowej stabilizacji molekuł w ferroelektrycznej komórce ciekłokrystalicznej SSFLC.

Efekt Zeemana

Zjawisko Zeemana polega na rozszczepieniu poziomów energetycznych atomu, a tym samym linii widmowych, pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego. Zmiana energii pomiędzy rozszczepionymi poziomami energetycznymi wynosi [83]:

$$\Delta E = \mu_B \cdot g \cdot B \cdot m_J \quad (4.1)$$

gdzie: μ_B – magneton Bohra,

g – czynnik Landego,

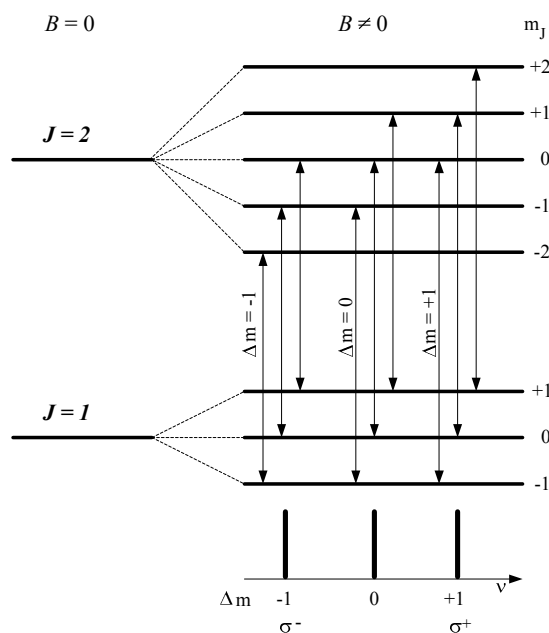
B – indukcja magnetyczna zewnętrznego pola magnetycznego,

m_J – magnetyczna liczba kwantowa ($m_J = -J, -J+1, \dots, J-1, J$).

Czynnik Landego zależy od liczb kwantowych L , S i J dla danego poziomu energetycznego i określony jest zależnością:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (4.2)$$

W przypadku, gdy $J = L$ ($S=0$) czynnik Landego $g=1$, wówczas takie zjawisko nazywamy normalnym efektem Zeemana. Struktura subtelna linii widmowych powstaje w wyniku wzajemnego oddziaływania spinowego i orbitalnego momentu magnetycznego (sprzężenie spin-orbita), powodując przesunięcie poziomów energetycznych o równe odstępów (rys.4.1). Z powodu równych odstępów pomiędzy podtermami stanu dolnego i górnego, wszystkie przejścia o jednakowym Δm pokrywają się, tworząc trzy linie widmowe zwane normalnym trypletem Zeemana.



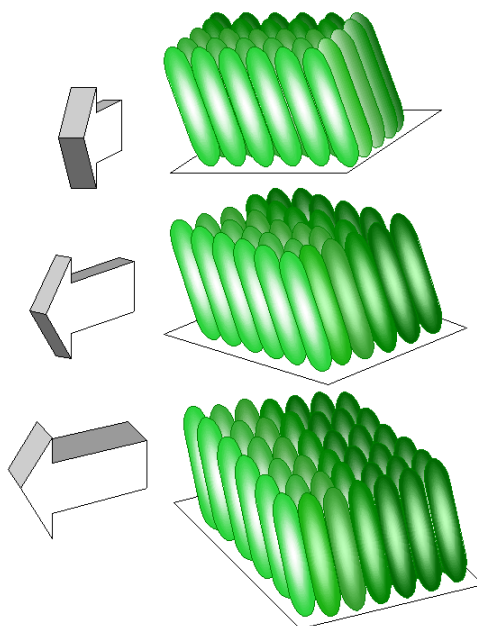
Rys.4.1 Rozszczepienie termów dla normalnego efektu Zeemana

Przypadkiem ogólnym jest anomalny efekt Zeemana, w którym poszczególne przejścia charakteryzują się różnymi wartościami czynnika Landego, komplikując obraz rozszczepionych poziomów energetycznych. W wyniku tego, częstotliwości odpowiadające poszczególnym przejściom nie pokrywają się jak to obserwujemy w normalnym efekcie Zeemana, przez co liczba składowych linii widmowych rozszczepionych zeemanowsko jest większa od trzech.

Przedstawiona analiza efektu Zeemana jest słuszną dla słabego zewnętrznego pola magnetycznego czyli takiego, dla którego sprzężenie zachodzi pomiędzy wypadkowym momentem magnetycznym powłoki elektronowej atomu.

Ciekłokrystaliczna komórka ferroelektryczna

Efekt ferroelektryczny w smektyku został praktycznie zauważony w 1975 roku w wyniku dodania do smektycznego ciekłego kryształu SLC (S_c) niewielkiej ilości molekuł chiralnych. Molekuły chiralne to takie, których obrazu zwierciadlanego nie można uzyskać poprzez rotację i translację takiej molekule. Obecność molekuł chiralnych powoduje skrócenie warstw smektyka, które jest kombinacją skręceń poszczególnych warstw smektycznych, jak również kierunek pochylenia molekuł w warstwach ulega skręceniu wokół osi prostopadłej do warstw molekularnych (rys.4.2).



Rys.4.2 Budowa molekularna smektyka ferroelektrycznego (S_c^*)

Taka kombinacja skręceń poszczególnych warstw molekularnych powoduje istnienie lokalnej polaryzacji spontanicznej, zaznaczonej za pomocą strzałek na rysunku 4.2. Dzięki występującej polaryzacji spontanicznej możliwe jest sterowanie własnościami optycznymi warstwy za pomocą zewnętrznego pola elektrycznego.

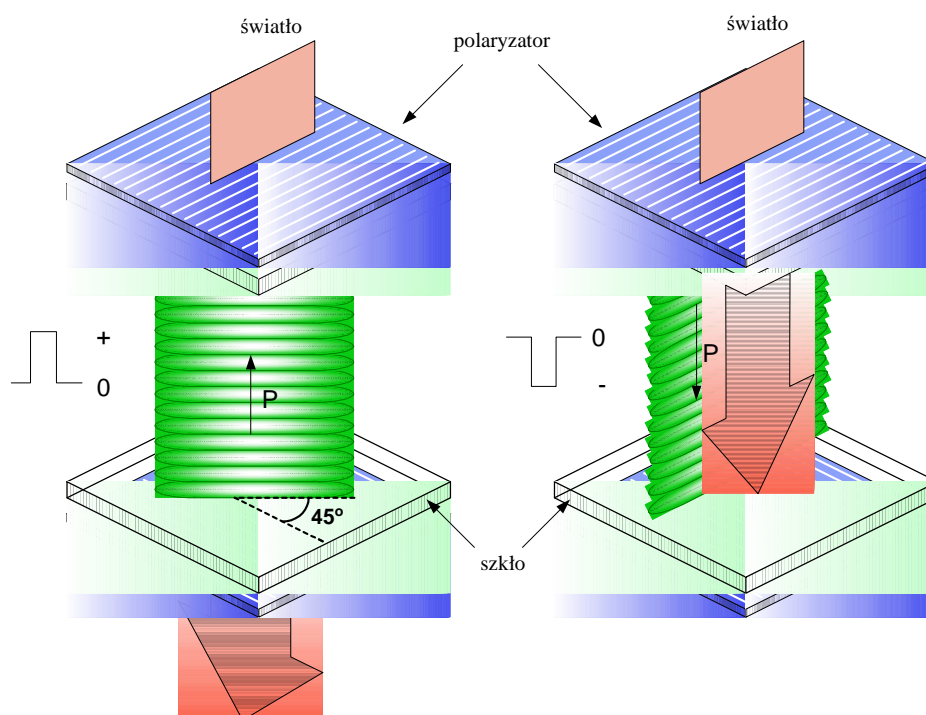
Ujawnienie efektu ferroelektrycznego wymaga rozwinięcia skręconej struktury S_c^* , ponieważ w stanie swobodnym mieszaniny FLC (*Ferroelectric Liquid Crystal*), uśredniony efekt ferroelektryczny jest równy zero. Można to osiągnąć czterema sposobami:

- likwidowanie aktywności na drodze domieszkania mieszaniny S_c^* ,
- przyłożenie drgań równoległych do płaszczyzn molekularnych,
- zewnętrznym polem elektrycznym,
- uformowaniem powierzchni elektrod i rozwinięcie spirali na skutek oddziaływań powierzchniowych.

Ostatni ze sposobów został nazwany efektem *powierzchniowej stabilizacji ferroelektryka* (**SSFLC** – *Surface Stabilized Ferroelectric Liquid Crystal*). Wymaga on stosowania bardzo cienkich warstw LC około $2 \div 3 \mu\text{m}$, ponieważ dopiero wtedy siły adhezji są wystarczające do rozwinięcia skręconej struktury S_c^* .

Siły oddziaływań powierzchniowych wymuszają równoległe ułożenie molekuł LC do powierzchni nośnych komórki SSFLC. Podanie na elektrody ujemnego impulsu

elektrycznego (rys.4.3) spowoduje, iż powstałe pole elektryczne zorientuje molekuly *LC* w taki sposób, że wektor spontanicznej polaryzacji będzie skierowany w dół. Osie molekuł



Rys.4.3. Zasada działania komórki SSFLC

stają się równoległe do kierunku polaryzacji światła. Wówczas światło oddziałuje tylko z jednym normalnym modem i przechodzi bez zmian przez warstwę *LC*. Ponieważ płaszczyzna polaryzacji drugiego polaryzatora jest skręcona o kąt 90° względem pierwszego, światło przechodzące przez *LC* zostaje na nim wytłumione. Oddziaływanie powierzchniowe powoduje również to, iż taki stan struktury molekularnej S_c^* trwa nawet po wyłączeniu impulsu napięcia sterującego. Zmianę uzyskuje się poprzez podanie dodatniego impulsu elektrycznego. Wówczas molekuly ustawiają się w taki sposób, w którym wektor polaryzacji jest skierowany w górę. Oś molekuł tworzy kąt 45° względem kierunku polaryzacji światła. Jeżeli grubość warstwy będzie tak dobrana, aby spełniony został warunek [84]:

$$\Delta n \cdot d = 0,28 [\mu m] \quad (4.3)$$

to taka warstwa *LC* będzie wykazywać własności półfalowe (działać jak półfalówka), powodując skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła o kąt 90° . Ponieważ w tym przypadku płaszczyzna polaryzacji światła i polaryzatora są zgodne, światło opuści komórkę FLC.

Czas przełączania τ przetwornika FLC określa zależność

$$\tau = \frac{\gamma \cdot \sin \theta}{P \cdot E} \quad (4.4)$$

gdzie: P – polaryzacja spontaniczna,

E – natężenie pola elektrycznego,

γ - lepkość rotacyjna,

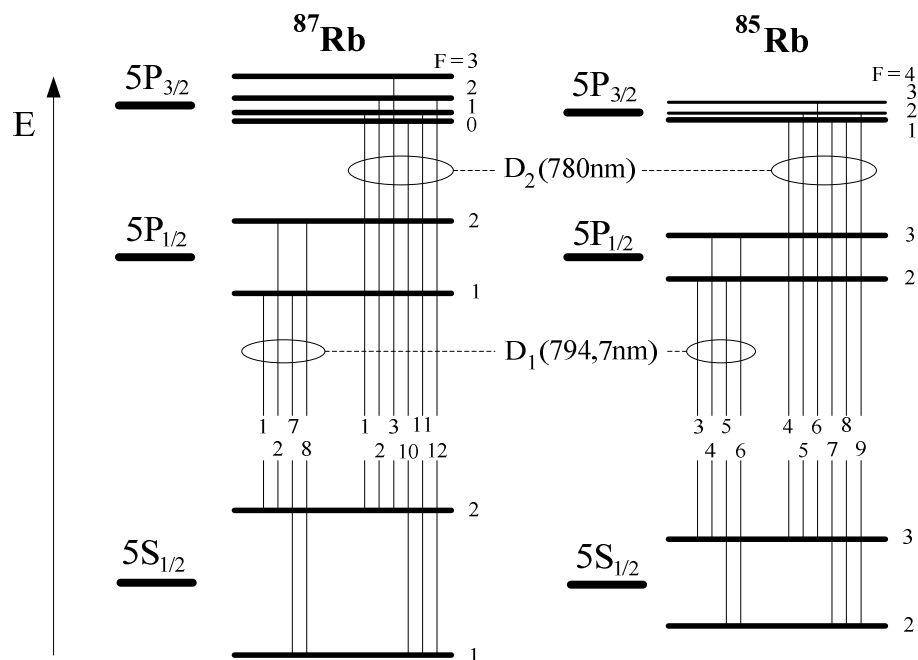
θ - kąt pochylenia molekuł w warstwie smektycznej.

W porównaniu z komórkami ciekłokrystalicznymi opartymi o efekt skręconego tematyka TN (*Twisted Nematic*), komórki FLC charakteryzują się bardzo stromymi charakterystykami elektrooptycznymi oraz krótkimi czasami przełączania τ wynoszącymi około 2 [μ s]. Stanowią zatem alternatywę dla przetworników TN, eliminując jedną z ich największych wad, jaką jest długi czas przełączania (kilkaset milisekund) [85].

Absorpcja promieniowania w parach izotopów 85 i 87 rubidu

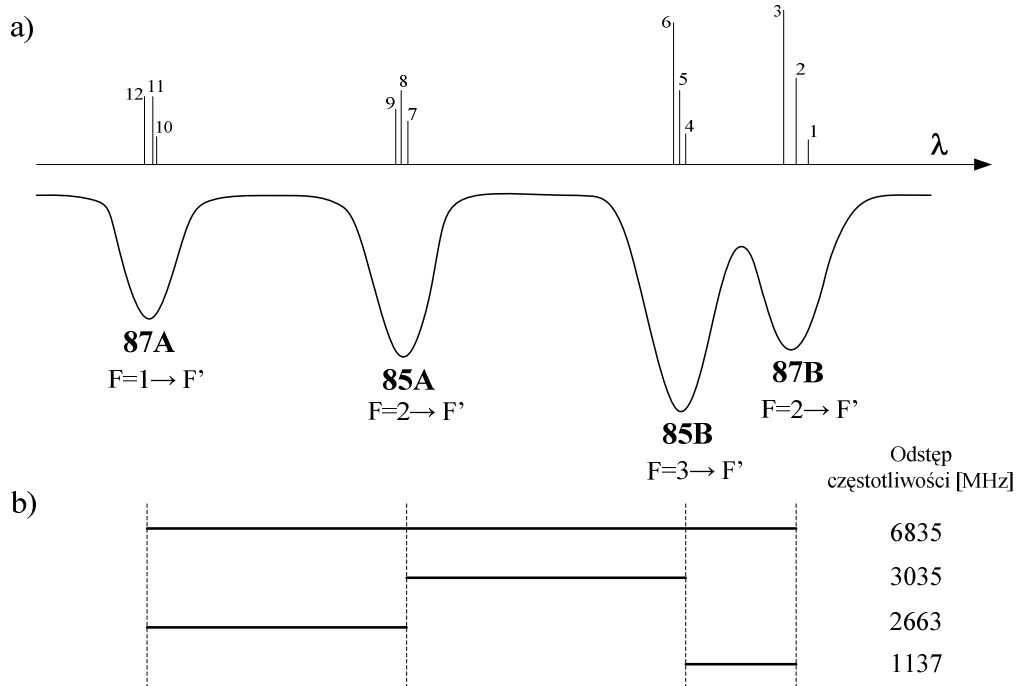
Rubid należy do metali alkalicznych posiadający dwa stabilne izotopy ^{85}Rb oraz ^{87}Rb w proporcjach odpowiednio 72,7% i 27,3%. Charakteryzuje się strukturą poziomów energetycznych przejść pomiędzy stanami $5S_{1/2}$ i $5P_{1/2}$ (D_1) oraz $5S_{1/2}$ i $5P_{3/2}$ (D_2), które odpowiadając częstotliwościom z zakresu optycznego (linia $D_1 \Rightarrow 794,7[\text{nm}]$ oraz linia $D_2 \Rightarrow 780,2[\text{nm}]$) są wykorzystywane jako częstotliwości odniesienia dla laserów [17,86].

Optyczne przejścia atomowe oraz strukturę nadsubtelną izotopów ^{85}Rb i ^{87}Rb wraz z dozwolonymi przejściami przedstawiono na rys.4.4.



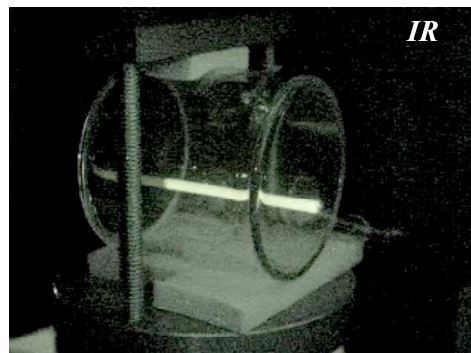
Rys.4.4 Struktura nadsubtelna optycznych przejść atomowych izotopów ^{85}Rb oraz ^{87}Rb [87]

Silną absorpcję promieniowania obserwuje się w okolicach długości fali 794,7[nm] (linia D₁) oraz 780,2[nm] (linia D₂), którą wykorzystuje autor jako częstotliwości referencyjne dla układu stabilizacji częstotliwościowej lasera VCSEL. Obraz struktury nadsubtelnej oraz dopplerowsko poszerzony profil absorpcyjny linii D₂ przedstawiono na rys.4.5a. Profil linii



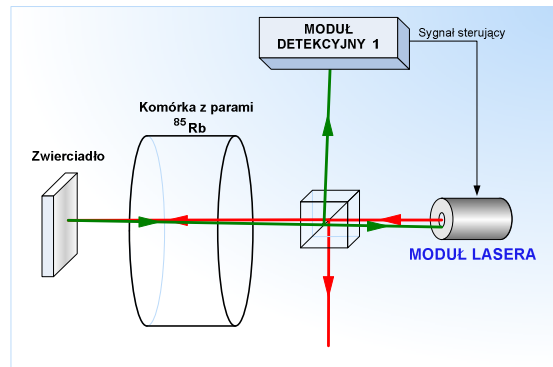
Rys.4.5 Struktura nadsubtelna z dopplerowsko poszerzonym profilem absorpcyjnym linii D₂ (780nm) (a); odstęp częstotliwości pomiędzy poszczególnymi przejściami linii D₂ (b)[87]

D₂ posiada cztery poszerzone dopplerowsko linie rezonansowe. Różnice częstotliwości pomiędzy centrami linii absorpcyjnych D₂ przedstawia rys.4.5b [88-92]. Na potrzeby pracy, w celu ułatwienia i zwiększenia przejrzystości, przyjęto posługiwanie się skróconym oznaczeniem poszczególnych profili absorpcyjnych (85A, 85B, 87A, 87B). Absorpcja promieniowania w komórce rubidowej na poszczególnych liniach rezonansowych wywołuje efekt fotoluminescencji, obserwowany w postaci rozbłysków w zakresie widmowym bliskiej podczerwieni (rys.4.6).



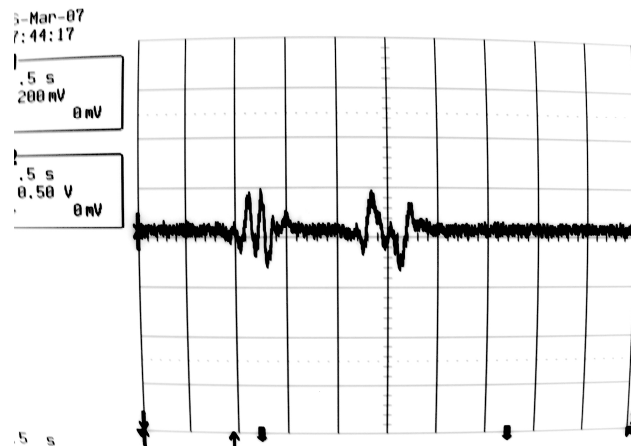
Rys.4.6 Absorpcja promieniowania w komórce rubidowej – zjawisko fotoluminescencji

Ujawnienie szczegółów struktury nadsubtelnej przejść optycznych linii D_2 rubidu było możliwe w układzie bezdopplerowskim (rys.4.7), który w celach badawczych



Rys.4.7 Konfiguracja układu minimalizującego efekt Dopplera (układ bezdopplerowski)

zaimplementowano w układzie stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL metodą trzeciej harmonicznej z termiczną modulacją częstotliwości lasera (rozd.5.2). Badania przeprowadzono przy użyciu komórki absorpcyjnej z wyizolowanym jednym izotopem ^{85}Rb dla linii D_2 , uzyskując piki absorpcyjne wcześniej niewidoczne w układzie z poszerzonym dopplerowsko profilem absorpcyjnym (rys.4.8).



Rys.4.8 Oscylogram ujawniający szczegóły przejść optycznych linii D_2 izotopu ^{85}Rb z zastosowaniem układu bezdopplerowskiego

Ze względu na rozszczenie poziomów energetycznych wskutek efektu Zeemana, w zaproponowanej metodzie PS-DAVLL pomimo zastosowania konfiguracji bezdopplerowskiej, nie jest możliwe ujawnienie szczegółów struktury nadsubtelnej przejść optycznych rubidu, ale pozwala na zawężenie dopplerowsko poszerzonych linii rezonansowych.

Każdy kształt widmowy przejścia atomowego odpowiada profilowi Lorenzta, którego szerokość połówkowa określa naturalną szerokość linii widmowej, wynoszącej dla rubidu około $(6 \pm 0,2)$ MHz [93]. Główny wpływ na szerokość linii absorpcyjnych ma poszerzenie

widmowe wywołane efektem Dopplera, ukrywając strukturę nadsubtelną przejść atomowych. Szerokość dopplerowską linii rubidu można wyznaczyć z zależności (4.5) i w temperaturze 300 [K] wynosi około 500 [MHz] [17,94,95].

$$\Delta\nu_D = (8 \ln 2 \cdot kT/M\lambda^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4.5)$$

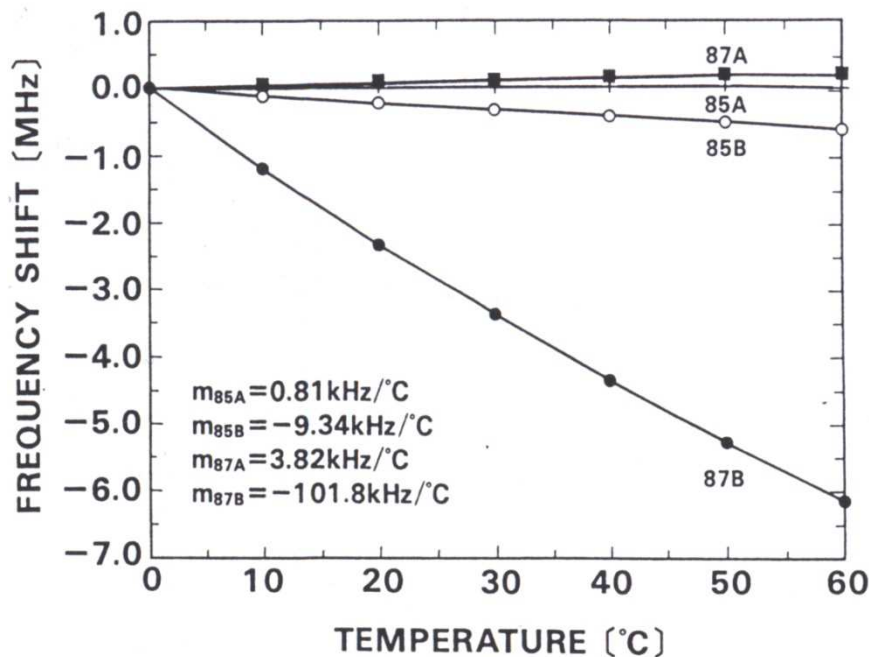
gdzie: k – stała Boltzmanna,

T – temperatura,

M – masa atomowa,

λ - długość fali odpowiadająca przejściu atomowemu określonej linii D.

Z punktu widzenia zastosowania komórki absorpcyjnej w laserowym wzorcu częstotliwości, istotnym zagadnieniem staje się przesunięcie częstotliwości linii absorpcyjnych wywołane zmianą temperatury wewnątrz komórki. Wpływ temperatury na przesunięcie częstotliwości rezonansowych linii D₂ rubidu przedstawia rys.4.9.



Rys.4.9 Przesunięcie częstotliwości linii rezonansowych rubidu dla linii D₂ pod wpływem temperatury [17]

Szczególne uwagę zwraca linia 87B, dla której wartość przesunięcia częstotliwości wynosi aż -101,8 [kHz/°C], co dla temperaturowego zakresu pracy wzorca laserowego (22±10)°C, odpowiada przesunięciu częstotliwości o 2,04 [MHz]. Dla pozostałych linii absorpcyjnych przesunięcie częstotliwości przy $\Delta T = \pm 10$ [°C] wynosi maksymalnie 187 [kHz] ($4,9 \cdot 10^{-10}$) dla linii 85B. Dlatego opracowany laserowy wzorec częstotliwości w warunkach przemysłowych w zakresie dopuszczalnej temperatury pracy (22±10)°C, nie powinien być stabilizowany na pikie absorpcyjnym 87B.

5. Laser VCSEL stabilizowany częstotliwościowo

Założenia projektowe

Główny wpływ na częstotliwość generowanego promieniowania VCSEL ma wartość prądu oraz temperatura struktury półprzewodnikowej lasera. Stabilizacja częstotliwości VCSEL wymaga zatem zastosowania układów stabilizacji prądu I_L oraz temperatury T_L (bierna stabilizacja), których projektowanie wymaga wstępnego oszacowania wymaganej stałości wartości prądu ΔI_L oraz temperatury ΔT_L lasera. Zakładając stałość częstotliwości VCSEL nie gorszą niż 10^{-7} , odpowiadającą jej zmianę częstotliwości lasera Δf można wyznaczyć z zależności:

$$\Delta f = 10^{-7} \cdot f \quad \Rightarrow \quad \Delta f = 10^{-7} \cdot 384,35 \text{ [THz]} \cong \mathbf{38,4 \text{ [MHz]}} \quad (5.1)$$

gdzie: f – częstotliwość generowanego promieniowania ($f = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{780 \text{ [nm]}} \cong 384,35 \text{ [THz]}$),

c – prędkość światła w próżni.

Znając wartości współczynników termicznego i prądowego przestrajania długości fali lasera (rozdz.3, tab.3.2), można oszacować wymagane wartości stałości ΔI_L i ΔT_L . Ponieważ wartość prądowego współczynnika przestrajania ΔI_λ jest o rząd większa niż współczynnika termicznego ΔT_λ , fluktuacje wartości prądu lasera mają główny (10-krotnie większy) wpływ na stałość częstotliwości VCSEL. Zmianę długości fali $\Delta \lambda$, odpowiadającej szacowanej zmianie częstotliwości Δf , można wyznaczyć z zależności:

$$\Delta f = \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta \lambda \quad \Rightarrow \quad \Delta \lambda = \frac{\Delta f \cdot \lambda^2}{c} = \frac{38,4 \text{ [MHz]} \cdot (780 \text{ [nm]})^2}{c} \cong \mathbf{0,07 \text{ [pm]}} \quad (5.2)$$

Znając wartość współczynnika ΔI_λ , wymaganą stałość prądu lasera można określić następująco:

$$\Delta I_L = \frac{1}{\Delta I_\lambda} \cdot \Delta \lambda \quad \Rightarrow \quad \Delta I_L = \frac{1 \text{ [mA]}}{0,37 \text{ [nm]}} \cdot 0,07 \text{ [pm]} \cong \mathbf{190 \text{ [nA]}} \quad (5.3)$$

W analogiczny sposób dla układu termicznej stabilizacji lasera oszacowano wymaganą stałość temperatury, jako:

$$\Delta T_L = \frac{1}{\Delta T_\lambda} \cdot \Delta \lambda \quad \Rightarrow \quad \Delta T_L = \frac{1 \text{ [}^\circ\text{C]}}{0,054 \text{ [nm]}} \cdot 0,07 \text{ [pm]} \cong \mathbf{0,0013 \text{ [}^\circ\text{C]}} \quad (5.4)$$

Wyznaczone wartości stałości prądu i temperatury dla układu biernej stabilizacji lasera (tabela 5.1), ukazują konieczność poszukiwania odpowiednich rozwiązań układowych i stosowania układów o niskim poziomie szumów własnych oraz dobrego filtrowania napięć zasilających.

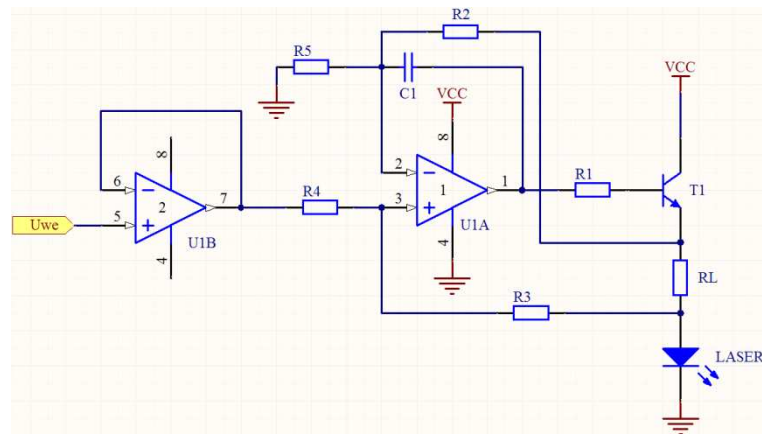
Tabela 5.1 Stałość wartości prądu i temperatury lasera dla układu biernej stabilizacji lasera VCSEL (założenia projektowe)

Parametr	Założenie: Stałość częstotliwości lasera $\leq 10^{-7}$
ΔI_L	≤ 190 [nA]
ΔT_L	$\leq 0,0013$ [°C]

5.1 Układ biernej stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL

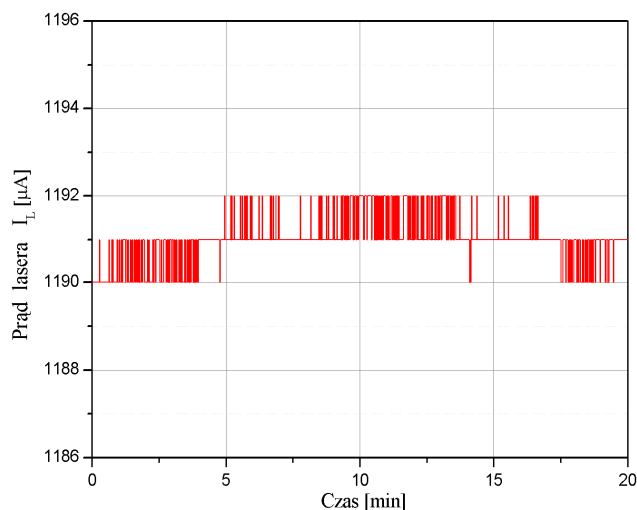
Układ stabilizacji prądu lasera

Przyjęto, że stabilizacja oraz przestrajanie częstotliwości lasera będzie odbywać się poprzez zmianę wartości prądu I_L , którego wymaganą stałość określono na poziomie około 190 [nA]. Realizację układową stabilizacji prądu lasera sprowadzono zatem do skonstruowania wysoce stabilnego źródła prądowego sterowanego napięciem. Praca nad projektem i konstrukcją układu trwała około 5 miesięcy. W tym czasie zbudowano kilka układów sterowanych źródeł prądowych. Jednym z rozwiązań jest układ przedstawiony na rysunku 5.1.



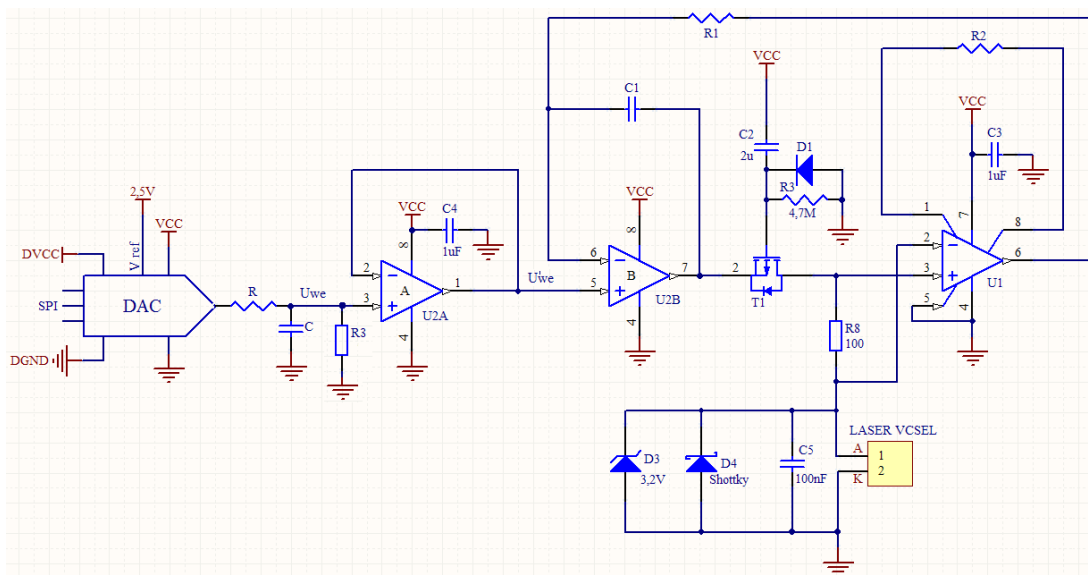
Rys.5.1 Schemat zaprojektowanego źródła prądowego o stałości prądu $\pm 1\mu\text{A}$

Zmianę wartości prądu I_L lasera w czasie, określono poprzez pomiar napięcia na rezystorze R_L (metoda pośrednia). Uzyskane wyniki przedstawiono na rysunku 5.2. Wartość mierzonego napięcia zmieniała się na poziomie ostatniej cyfry określającej rozdzielczość przyrządu pomiarowego, co odpowiada oszacowaniu stałości wartości prądu ΔI_L wynoszącym ± 1 [μA]. Jest to wynik dobry, ale niewystarczający do spełnienia założeń projektowych.



Rys.5.2 Zmiana wartości prądu lasera w czasie dla źródła prądowego z rysunku 5.1

Zaprojektowany docelowo układ stabilizacji prądu lasera przedstawiono na rys.5.3. Elementem sterującym jest komparator U1B, natomiast pętlę ujemnego sprzężenia zwrotnego zrealizowano przy użyciu precyzyjnego wzmacniacza pomiarowego U2. Wykorzystane układy scalone są układami o niskim poziomie szumów własnych i niewielkim wpływie zmian temperatury (≤ 5 [ppm/ $^{\circ}\text{C}$]) na ich parametry. Położono szczególny nacisk na możliwie dużą eliminację liczby elementów biernych, jako źródeł dodatkowych szumów w układzie.



Rys.5.3 Schemat elektryczny układu stabilizacji prądu lasera VCSEL

Ponieważ producent zaleca nie przekraczać wartości prądu lasera $I_{Lmax}=3$ [mA], założono tę wartość za maksymalną przy wartości wejściowego napięcia sterującego $U_{we\ max}=3$ [V]. Dla ustalonej wartości rezystora $R_8=100$ [Ω], wyznaczono wzmacnienie napięciowe G układu U2 z zależności:

$$G = \frac{U_{we\ max}}{R_S \cdot I_{L\ max}} \Rightarrow G = \frac{3V}{100\Omega \cdot 3mA} = 10 \quad (5.5)$$

Wartość wzmocnienia G ustala się za pomocą rezystora R_2 , którego wartość obliczono ze wzoru:

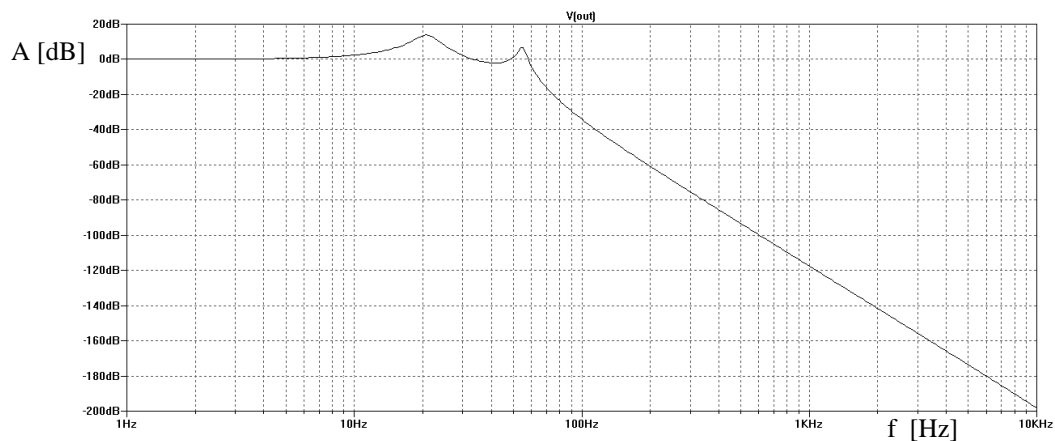
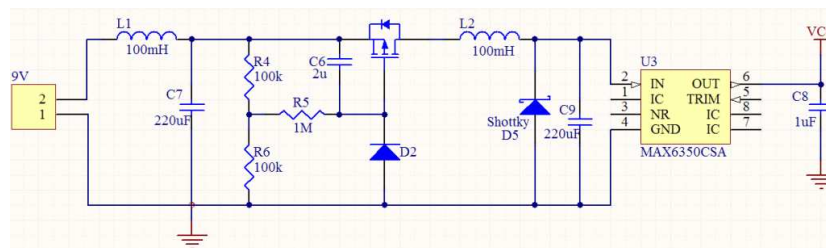
$$R_2 = \frac{100k\Omega}{G-1} \quad (5.6)$$

Stałość wartości prądu lasera ΔI_L zależy nie tylko od parametrów szumowych elementów układu, ale również od szumów i zakłóceń pochodzących ze źródła zasilania oraz napięcia sterującego U_{we} . Dzięki celowemu dobraniu układów, aby pobierały jak najmniejszą wartość prądu (tab.5.2), cały układ stabilizacji prądu zasilono z niskoszumnego, precyzyjnego źródła napięcia referencyjnego MAX6350 o maksymalnej wydajności prądowej 15 [mA].

Tabela 5.2 Pobór prądu I_{DD} z zasilania wykorzystanych układów scalonych

Układ	I_{DD} [μ A]
U2A	30
U2B	30
U1	480
DAC	300
Σ	840

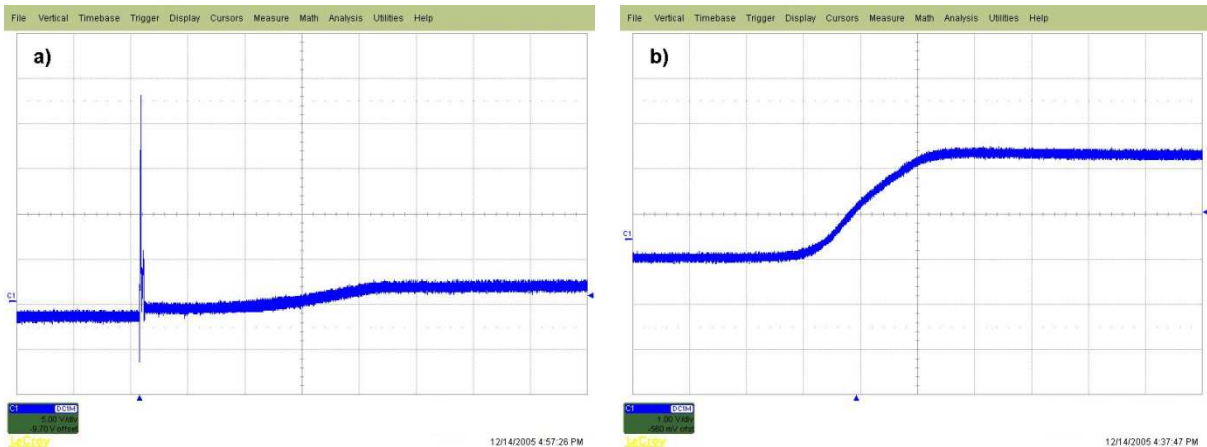
Zaletą takiego rozwiązania jest również ograniczenie strat mocy, wydzielanej w postaci energii cieplnej, zmniejszając wpływ temperatury na parametry elektryczne zastosowanych układów scalonych. Dodatkowo układ zasilania (rys.5.4) zawiera dwa stopnie dolnoprzepustowych filtrów LC.



Rys.5.4 Układ filtracji napięcia zasilania oraz charakterystyka amplitudowa filtru

Źródłem napięcia sterującego U_{we} wartością prądu lasera jest 16-bitowy przetwornik cyfrowo-analogowy z zewnętrznym źródłem napięcia referencyjnego 2,5 [V]. Część analogowa przetwornika DAC zasilana jest napięciem 5 [V] z układu stabilizacji prądu (rys.5.3). Należy zwrócić również uwagę na rozdzielenie masy analogowej i cyfrowej w samym przetworniku, który zapewnia separację pomiędzy obwodami stabilizacji prądu a sterowania cyfrowego.

Kolejnym ważnym zagadnieniem jest zabezpieczenie lasera VCSEL przed uszkodzeniem w czasie pracy. Ze względu na budowę oraz cienkie warstwy półprzewodnikowe tworzące obszar aktywny, lasery tego typu są bardzo wrażliwe na ładunki elektrostatyczne i przepięcia, zwłaszcza w kierunku wstecznym. Momentem szczególnie niebezpiecznym są stany nieustalone podczas włączenia i wyłączenia zasilania. Rozwiązaniem problemu są zaprojektowany układ tzw. „miękkiego startu“ lasera (rys.5.3), którego zadaniem jest opóźnienie momentu włączenia samego lasera charakteryzujące się łagodnym wzrostem napięcia, wraz z układem powolnego narostu napięcia zaimplementowanego w układzie filtracji zasilania (rys.5.4). Skuteczność ich działania przedstawiono na rys.5.5. Szczególną uwagę zwraca pojawiający się niebezpieczny impuls napięcia w kierunku wstecznym o amplitudzie 5 [V] oraz jego eliminacja (rys.5.5b). Dodatkowo laser zabezpieczono przed niekontrolowanym (wskutek awarii) wzrostem



Rys.5.5 Oscylogramy napięcia lasera w momencie włączenia zasilania: a) bez układu zabezpieczającego; b) z układem zabezpieczającym

napięcia za pomocą diody Zenera D1 oraz celowego ograniczenia maksymalnego napięcia sterującego $U_{we\ max} = 2,5$ [V], co odpowiada $I_{L\ max} = 2,5$ [mA] (rys.5.3). Natomiast zadaniem diody Schottky’ego D2 jest eliminacja ewentualnych napięć wstecznych powyżej 0,3 [V].

Oszacowania stałości prądu zaprojektowanego źródła prądowego dokonano metodą pośrednią poprzez pomiar napięcia na rezystorze $R_8 = 100$ [Ω], przez który płynie prąd lasera I_L . Należy w tym miejscu jasno zaznaczyć, że dokładność wyznaczenia napięcia (pośrednio

prądu) nie ma znaczenia, lecz jedynie określenie zmiany jego wartości. Pomiar napięcia wykonano przyrządem pomiarowym (FLUKE) o rozdzielczości 1 [μV]. Wskazania przyrządu wahały się o wartość 2 [μV]. Zatem łatwo oszacować zmianę wartości prądu $\Delta I_L = 20$ [nA]. Dokonując przejścia w dziedzinę częstotliwości korzystając z zależności (5.2) oraz (5.3), zmiana ta odpowiada fluktuacji częstotliwości $\Delta f_I = 3,6$ [MHz] (założona maksymalna zmiana częstotliwości lasera wynosi 38,4 [MHz]). Poprawność oszacowania wartości ΔI_L dodatkowo sprawdzono metodą analityczną oraz pomiarowo.

Teoretyczną wartość prądu lasera I_L wyznaczoną na podstawie schematu elektrycznego układu (rys.5.3), przedstawia zależność:

$$I_L = \frac{K \cdot n \cdot V_{REF}}{R_8 \cdot G \cdot 2^{16}} \quad (5.7)$$

gdzie: K – współczynnik podziału napięcia wyjściowego przetwornika DAC na dzielniku rezystancyjnym R_3 oraz R_{out} (rezystancja wewnętrzna DAC),

n – cyfrowa wartość przetwornika DAC (16-bitowa),

V_{REF} – napięcie odniesienia przetwornika DAC,

G – wzmocnienie napięciowe wzmacniacza pomiarowego U1.

Wartość oraz błąd wyznaczenia współczynnika K obliczono z następujących zależności:

$$K = \frac{R_3}{R_3 + R_{out}},$$

$$\Delta K = \left| \frac{R_{out}}{(R_3 + R_{out})^2} \right| \cdot \Delta R_3 + \left| \frac{-R_3}{(R_3 + R_{out})^2} \right| \cdot \Delta R_{out}$$

$$K = 0,62 \pm 0,05 \quad (5.8)$$

gdzie: $R_3 = (10 \pm 0,1)$ kΩ,

$R_{out} = (6,25 \pm 1,25)$ kΩ.

Pozostałe wartości wielkości wyznaczono na podstawie not katalogowych układów:

$$G = 10 \pm 0,09$$

$$V_{REF} = (2,5 \pm 0,0015)V$$

$$R_8 = (100 \pm 1)\Omega$$

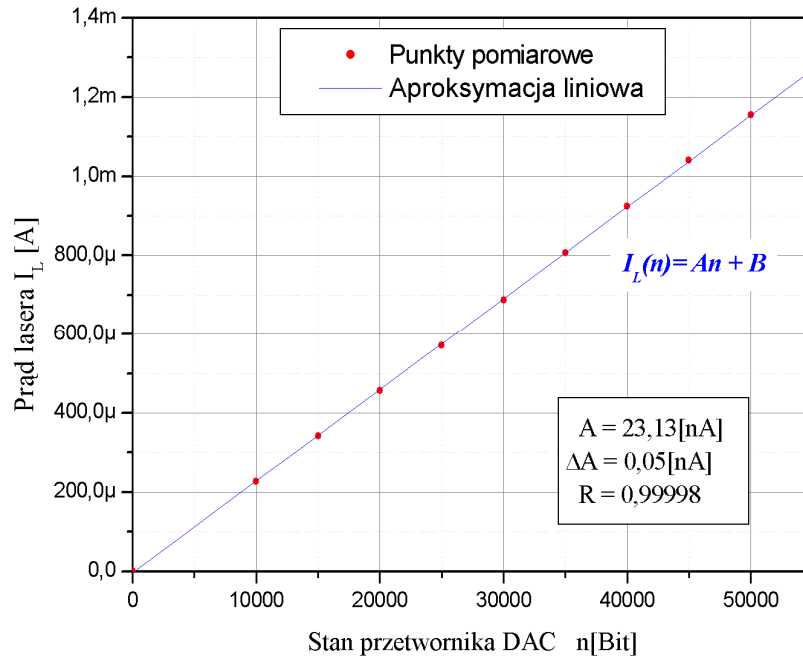
Ponieważ niepewność ustalenia wartości napięcia wyjściowego przetwornika DAC jest na poziomie najmłodszego bitu ($n=1$, czyli $I_{L(n=1)}$), na podstawie zależności (5.7) obliczono wartość $\Delta I_L = I_{L(n=1)}$ oraz błąd jej wyznaczenia, korzystając z metody różniczki zupełnej (5.9).

$$\Delta I_L = I_{L(n=1)} = \frac{K \cdot V_{REF}}{R_8 \cdot G \cdot 2^{16}}$$

$$\Delta I_{L(n=1)} = \left| \frac{n \cdot V_{REF}}{R_8 \cdot G \cdot 2^{16}} \right| \cdot \Delta K + \left| \frac{K \cdot n}{R_8 \cdot G \cdot 2^{16}} \right| \cdot \Delta V_{REF} + \left| \frac{K \cdot n \cdot V_{REF}}{G \cdot 2^{16}} \cdot \frac{(-1)}{R_8^2} \right| \cdot \Delta R_8 + \left| \frac{K \cdot n \cdot V_{REF}}{R_8 \cdot 2^{16}} \cdot \frac{(-1)}{G^2} \right| \cdot \Delta G$$

$$\Delta I_L = (23,7 \pm 2,3) [nA] \quad (5.9)$$

Stałość wartości prądu ΔI_L odpowiadająca fluktuacji stanu przetwornika o $\Delta n=1$, wyznaczono również poprzez pomiar pośredni prądu lasera w funkcji stanu przetwornika DAC (napięcia sterującego), co przedstawia rysunek 5.6. Dokonując liniowej aproksymacji wykresu (regresja liniowa), określono współczynniki A oraz B regresji oraz błąd ich wyznaczenia.



Rys.5.6 Zależność prądu lasera od stanu DAC (wyznaczenie $\Delta I_{L(\Delta n=1)}$)

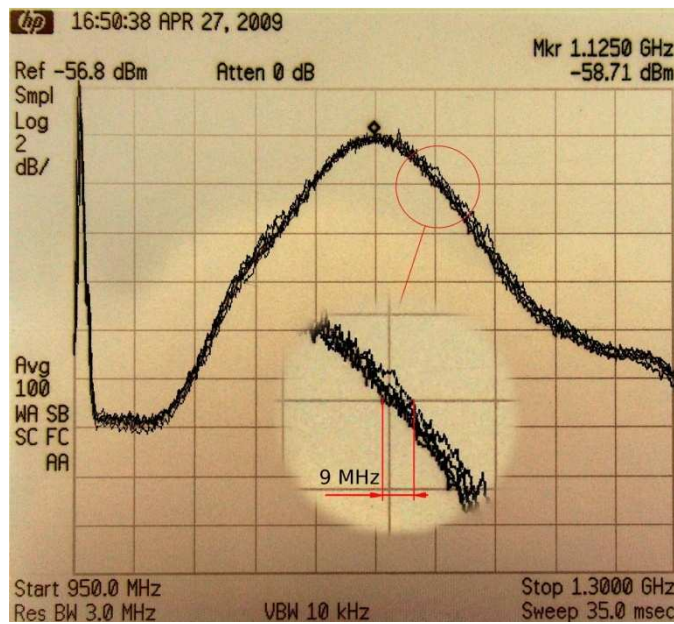
Wartość ΔI_L wyznacza współczynnik kierunkowy prostej $A = 23,13$ [nA]. Uwagę zwraca wysoka wartość współczynnika korelacji ($R=0,99998$) pomiędzy zmierzoną zależnością $I_L=f(n)$ a jej aproksymacją liniową. Wyznaczone różnymi metodami wartości ΔI_L układu stabilizacji prądu (tabela 5.3), potwierdzają uzyskanie bardzo wysokiej stałości wartości prądu lasera. Wyniki uszeregowano w kolejności malejącej względem wartości wyznaczonego błędu. Zwróćmy uwagę, że rozpoczynając od wartości ΔI_L wyznaczonej najdokładniej (metoda nr 3), kolejne mieszczą się w granicach błędu metody poprzedniej.

Tabela 5.3 Zestawienie wyników pomiaru stałości prądu ΔI_L układu stabilizacji prądowej lasera VCSEL

Metoda wyznaczenia	1. Pomiar pośredni ΔI_L woltomierzem	2. Teoretyczna	3. Pomiarowo (wyznaczenie $\Delta I_{L(\Delta n=1)}$)
ΔI_L [nA]	20 ± 10	$23,7 \pm 2,3$	$23,13 \pm 0,05$

Ostateczna weryfikacja, czy wyznaczona wartość stałości prądu ΔI_L ma odzwierciedlenie w rzeczywistym układzie, możliwa była dopiero po ukończeniu prac nad stabilizowanym

częstotliwościowo laserem VCSEL. Przede wszystkim potwierdzeniem poprawności wyznaczenia ΔI_L może być (określona w dalszej części dysertacji) wartość stałości częstotliwości lasera, ale również badanie fluktuacji częstotliwości sygnału dudnienia laserów w układzie pomiarowym jak na rys.3.26 w rozdziale 3. Jeden z laserów stabilizował częstotliwość na pik absorpcyjnym. W drugim ustawiono stałą wartość prądu lasera (częstotliwość) dobraną tak, aby możliwa była obserwacja sygnału dudnienia na analizatorze widma. Zarejestrowano przesuwanie się widma częstotliwościowego sygnału, a następnie uzyskane wykresy nałożono na siebie (rys.5.7).

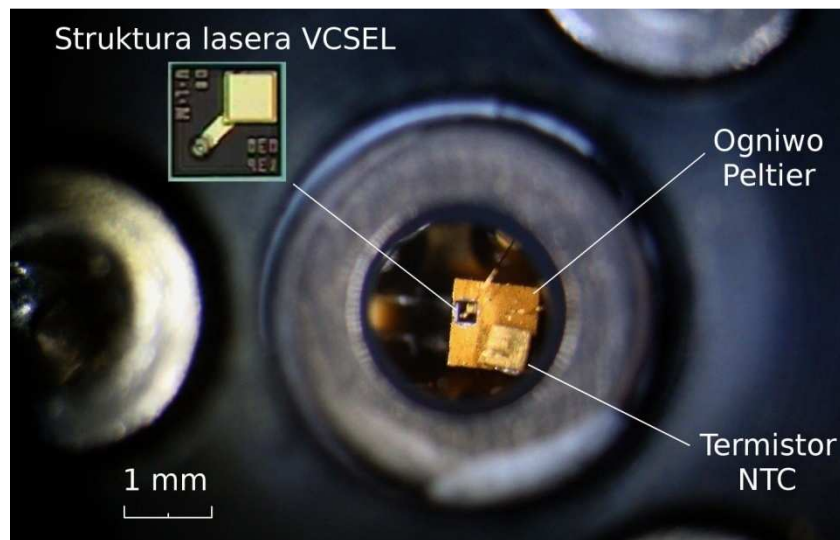


Rys.5.7 Nałożenie widm sygnału dudnienia laserów (określenie zmiany częstotliwości)

Fluktuację częstotliwości Δf określono na zboczu widma sygnału dudnienia i wyniosła około 9MHz. Biorąc pod uwagę, że dewiacji częstotliwości Δf_I podlegają dwa lasery oraz pamiętając o dodatkowym nieuwzględnionym wpływie układów stabilizacji temperatury oraz fluktuacji sygnału błędu pętli stabilizacyjnej na zmianę częstotliwości lasera, uzyskany wynik fluktuacji wartości częstotliwości Δf nie zaprzecza poprawności wyznaczenia stałości prądu ΔI_L układu prądowej stabilizacji lasera. Należy zwrócić uwagę, że otrzymana wartość ΔI_L jest niemal 10-krotnie mniejsza od założonej ($\Delta I_L \leq 190$ [nA]), co dało realną szansę uzyskania lepszej stałości częstotliwości lasera od założonej wartości 10^{-7} .

Układ stabilizacji temperatury lasera

Efektywność termicznego przestrajania częstotliwości lasera ΔT_λ jest około 10-krotnie mniejsza od współczynnika prądowego ΔI_λ . Z tego powodu oraz przyczyn opisanych w rozdziale 3.3, zrezygnowano z funkcji przestrajania częstotliwości lasera za pomocą zmian temperatury, ograniczając działanie układu do stabilizacji termicznej struktury VCSEL. Bardzo ciekawym rozwiązaniem konstrukcyjnym lasera, jest integracja w jednej obudowie mikroogniwa Peltiera o powierzchni około 1 [mm²], na której bezpośrednio umieszczono strukturę lasera VCSEL oraz czujnik temperatury (termistor NTC), co przedstawiono na rys.5.8. Takie rozwiązanie zmniejsza pojemność cieplną (inercję układu), przez co zwiększając dynamikę regulacji i stabilizacji temperatury, daje możliwość realnego zastosowania aplikacyjnego termicznej modulacji długości fali lasera.



Rys.5.8 Zdjęcie zintegrowanego lasera VCSEL z widoczną strukturą półprzewodnikową, ogniwem Peltiera oraz termistorem

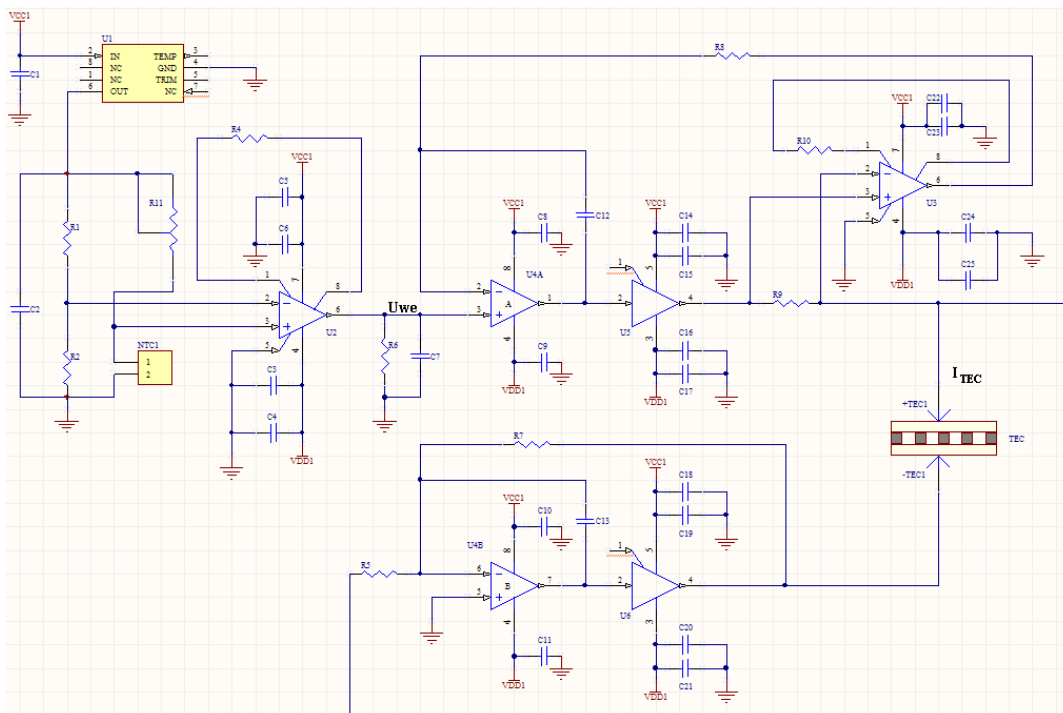
Rozróżniamy dwa podstawowe typy pracy układów sterujących ogniwami Peltiera, układy o pracy ciągłej oraz impulsowej (z modulacją szerokości impulsu PWM). Powszechnie stosowane ogniwa Peltiera pracują przy wartościach prądu do kilku amperów, dlatego najczęściej stosuje się układy sterowania impulsowego, zwiększające sprawność energetyczną układu. Jednak impulsowe przełączanie prądów o dużych wartościach, generuje zakłócenia w układzie sterowania. Ponieważ zastosowany laser VCSEL posiada wewnętrzne połączenie katody lasera z jednym wyprowadzeniem termistora, nie jest możliwa separacja galwaniczna pomiędzy układami stabilizacji prądu i temperatury. Zatem układ sterowania

impulsowego ogniwa Peltiera zakłócałby pracę układu stabilizacji prądu. Dlatego stabilizację temperatury lasera oparto na układzie sterowania o pracy ciągłej. Ze względu na niewielki rozmiar ogniwa (1 [mm²]), jego maksymalna wartość prądu wynosi ± 500 [mA], dzięki czemu nawet zastosowanie sterowania o pracy ciągłej, pozwala za pomocą niewielkiego radiatora, łatwo rozproszyć moc cieplną wydzielaną na elementach sterujących ogniwa Peltiera. W praktyce układ stabilizacji temperatury lasera jest wyregulowany tak, aby podczas stabilizacji prąd płynący przez ogniwo nie był większy od 40 [mA].

Zaprojektowany układ stabilizacji temperatury (rys.5.9) jest układem autonomicznym i w pełni analogowym. Składa się z dwóch obwodów:

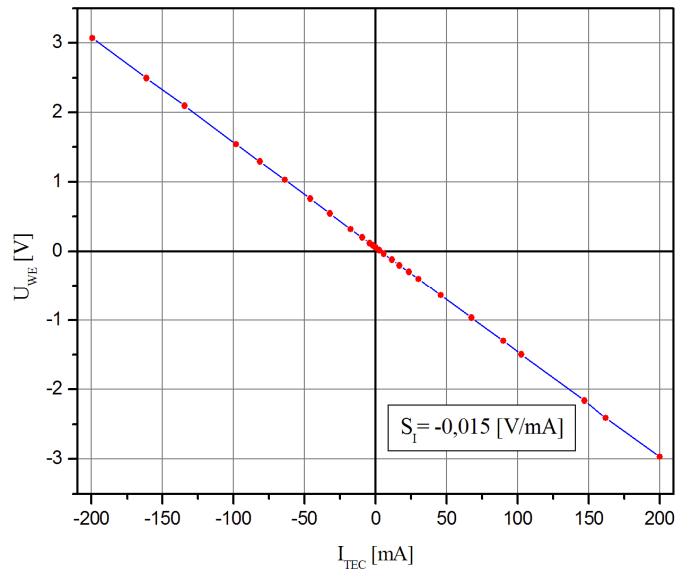
- mostka pomiarowego wraz ze wzmacniaczem pomiarowym U2,
- liniowego, bipolarnego sterownika prądowego sterowanego napięciem.

Sterownik pracuje w układzie mostkowym (BTL - Bridge Tied Load), w którym za pośrednictwem rezystora R_8 i wzmacniacza pomiarowego U3 w pętli sprzężenia zwrotnego, ustala się współczynnik S_I skalowania prądu względem napięcia sterującego U_{WE} .



Rys.5.9 Schemat układu stabilizacji temperatury lasera VCSEL

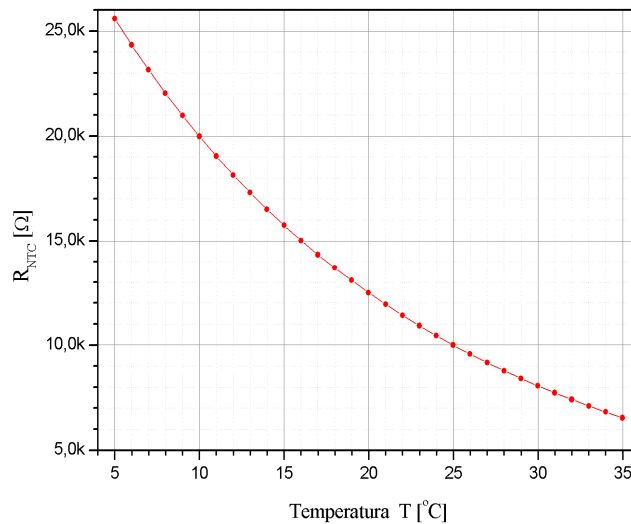
Wyznaczoną charakterystykę $U_{WE}=f(I_{TEC})$ sterownika ogniwa Peltiera przedstawiono na rys.5.10. Współczynnik $S_I = -0,015$ [V/mA], a maksymalną wartość prądu I_{TEC} ograniczono do wartości ± 200 [mA].



Rys.5.10 Zależność prądu ogniwa Peltiera od napięcia sterującego

Czujnikiem temperatury zintegrowanym z laserem, jest termistor typu NTC (*Negative Temperature Coefficient*) umieszczony w ramieniu mostka pomiarowego. Zależność rezystancji R_{NTC} termistora od temperatury wyraża się wzorem (5.10) i ma charakter eksponencjalny co przedstawia rys.5.11.

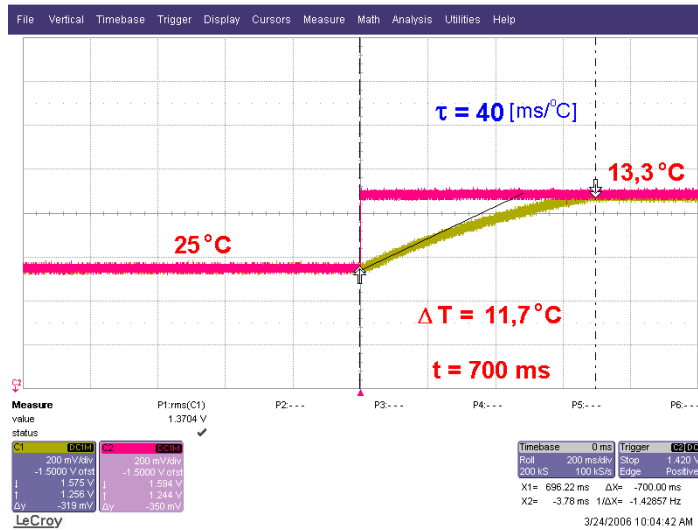
$$R_{NTC} = \frac{10[k\Omega]}{e^{\left(3892 \cdot \left(\frac{1}{298} - \frac{1}{T}\right)\right)}} \Rightarrow T = \frac{3892}{\frac{3892}{298} - \ln\left(\frac{10[k\Omega]}{R_{NTC}}\right)} \quad (5.10)$$



Rys.5.11 Zależność rezystancji termistora od temperatury

Temperaturę stabilizacji lasera ustala się za pomocą precyzyjnego potencjometru R_{11} tak, aby jej wartość była zbliżona do typowej temperatury otoczenia (przyjęto 22°C). Dzięki temu zmniejszona jest wartość prądu I_{TEC} ogniwa i jednocześnie moc wydzielana na elementach sterujących. Układy sterowania i stabilizacji temperatury laserów, ze względu na pojemność

cieplną są układami inercyjnymi i zazwyczaj charakteryzują się dużymi wartościami stałej czasowej odpowiedzi układu, wynoszące kilka sekund. Miniaturyzacja i integracja ogniwa



Rys.5.12 Odpowiedź układu stabilizacji temperatury na skokową zmianę temperatury

Peltiera ze strukturą lasera, znacznie skróciła odpowiedź układu na skokową zmianę temperatury, co przedstawiono na rys.5.12. Charakter eksponencjalny odpowiedzi układu można liniowo aproksymować wyznaczając stałą czasową układu τ , która wynosi zaledwie 40 [ms/°C]. Liniowy charakter czasowej odpowiedzi układu stabilizacji temperatury odpowiada maksymalnym zmianom temperatury w zakresie $\pm 5^\circ\text{C}$.

Określenie stałości temperatury ΔT_L układu stabilizacji termicznej lasera, może mieć charakter wyłącznie szacunkowy, ze względu na brak możliwości weryfikacji i bezpośredniego pomiaru temperatury lasera przyrządami o rozdzielczości rzędu $0,0001^\circ\text{C}$. Wartość ΔT_L można określić na podstawie sygnału błędu stabilizacji temperatury U_{ERR} , który jednocześnie jest sygnałem wejściowym U_{WE} układu sterownika ogniwa Peltiera. Na podstawie schematu elektrycznego układu stabilizacji temperatury (rys.5.9), wartość napięcia U_{ERR} można przedstawić za pomocą zależności:

$$U_{ERR} = U_{WE} = G_U \cdot \left(\frac{R_{NTC}}{R_{11} + R_{NTC}} - \frac{R_1}{R_1 + R_2} \right) \cdot U_{REF} \quad (5.11)$$

gdzie: G_U – wzmacnienie napięciowe wzmacniacza pomiarowego U2 ($G_U=300$),

U_{REF} – napięcie zasilające mostek pomiarowy ze źródła napięcia referencyjnego ($U_{REF} = 2,5\text{V}$),

$R_1=R_2$ – rezystancje w gałęzi odniesienia mostka pomiarowego.

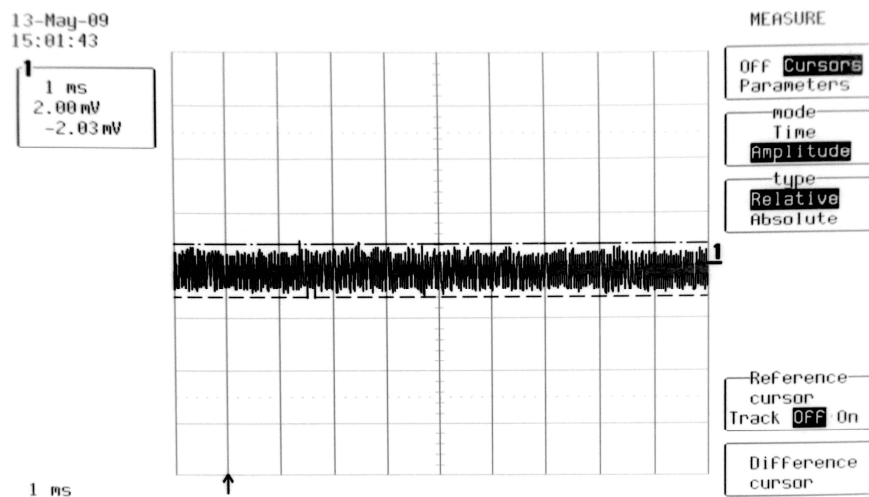
Obliczając z zależności (5.10) wartości rezystancji termistora $R_{NTC(20^{\circ}\text{C})}$ oraz $R_{NTC(21^{\circ}\text{C})}$, różniczkując stronami równanie (5.11), wyznaczono zmianę napięcia dU_{ERR} odpowiadającą zmianie temperatury $\Delta T=1^{\circ}\text{C}$ (dR_{NTC}):

$$dU_{ERR(\Delta T=1^{\circ}\text{C})} = \frac{G_U \cdot U_{REF} \cdot R_{11}}{(R_{11} + R_{NTC})^2} \cdot dR_{NTC} \quad (5.12)$$

$$dU_{ERR(\Delta T=1^{\circ}\text{C})} = 8,47 \text{ V}$$

gdzie: $dR_{NTC} = |R_{NTC(20^{\circ}\text{C})} - R_{NTC(21^{\circ}\text{C})}|$,

$$R_{NTC} = R_{NTC(20,5^{\circ}\text{C})}$$



Rys.5.13 Fluktuacje sygnału błędu ΔU_{ERR} układu stabilizacji temperatury

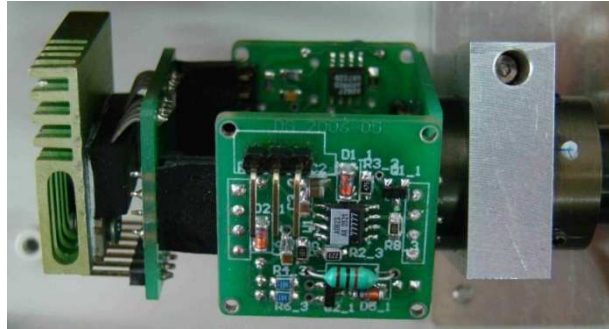
Oscyloskopowy pomiar fluktuacji sygnału błędu ΔU_{ERR} podczas stabilizacji temperatury lasera, przedstawia oscylogram na rys.5.13. Na jego podstawie stwierdzono, że zmiany napięcia ΔU_{ERR} wynoszą nie więcej niż 2 [mV]. Przyjmując liniową aproksymację zależności $R_{NTC}(T)$ w temperaturze pracy lasera w przedziale $\Delta T=1^{\circ}\text{C}$, oszacowano zmianę temperatury ΔT_L układu stabilizacji termicznej lasera, korzystając z zależności:

$$\Delta T_L = \frac{\Delta U_{ERR} \cdot \Delta T}{dU_{ERR(\Delta T=1^{\circ}\text{C})}} \quad (5.13)$$

$$\Delta T_L \cong 0,0002^{\circ}\text{C}$$

Wyznaczona wartość ΔT_L jest około sześciokrotnie mniejsza od założonej. Należy jednak pamiętać, iż rzeczywiste zmiany temperatury są jeszcze mniejsze, ponieważ ogniwo Peltiera ze względu na swoją bezwładność oraz działając jak filtr dolnoprzepustowy, uśrednia szybkozmienny sygnał sterujący (prąd I_{TEC}), który nie powoduje zmiany temperatury. Wąskie pasmo częstotliwościowe układów stabilizacji temperatury polepsza stałość temperatury obiektu stabilizowanego. Ostatecznie, nie mogąc lepiej określić stałości temperatury należy przyjąć, że oszacowana wartość ΔT_L jest nie gorsza niż $0,0002^{\circ}\text{C}$. Dla porównania, scalone

układy stabilizacji temperatury o pracy impulsowej, którymi autor również zajmował się w ramach badań statutowych¹, stabilizując temperaturę na poziomie 0,01°C, a nawet 0,001°C.



Rys.5.14 Moduł lasera VCSEL z układem stabilizacji prądu oraz temperatury

Zaprojektowany układ stabilizacji prądu oraz temperatury (rys.5.14), tworzący bierną stabilizację częstotliwościową lasera VCSEL opisano szczegółowo, ponieważ głównie od jego parametrów (szczególnie stałości prądu) zależy wartość stałości częstotliwości promieniowania stabilizowanego źródła laserowego. Porównanie wartości stałości prądu i temperatury zaprojektowanego układu z wartościami wynikającymi z założeń projektowych, przedstawiono w tabeli 5.4.

Tabela 5.4 Porównanie stałości prądu i temperatury układu biernej stabilizacji lasera VCSEL

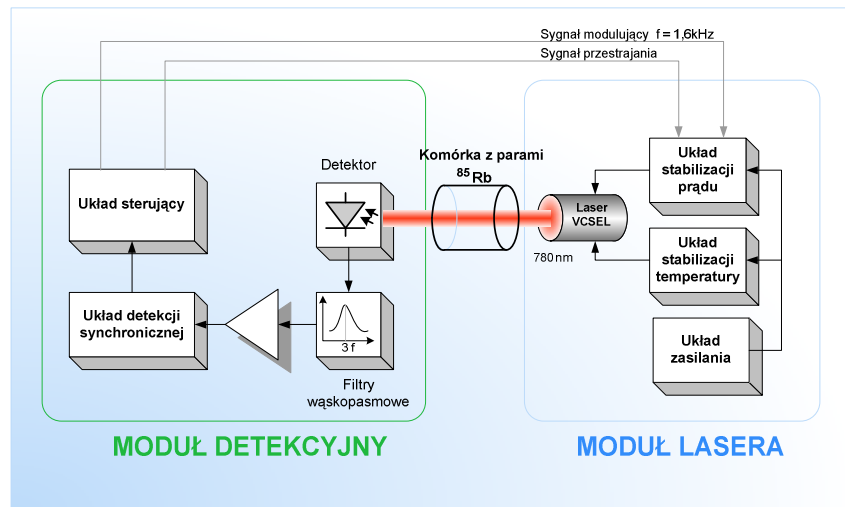
Parametr	Wartość założona	Wartość uzyskana
ΔI_L	≤ 190 [nA]	23 [nA]
ΔT_L	$\leq 0,0013$ [°C]	$\leq 0,0002$ [°C]

Układ biernej stabilizacji lasera nie posiada wzorca częstotliwości (komórki absorpcyjnej) jako bezwzględnego odniesienia, dlatego zmiana częstotliwości generowanego promieniowania ma charakter dryftu i związana jest szczególnie ze zmianami temperatury oraz fluktuacji prądu lasera. Krótkoterminową stałość częstotliwości, a tylko ta ma sens określenia dla układu biernej stabilizacji, wyznaczono poprzez rejestrację zmian widma częstotliwościowego sygnału dudnienia dwóch wiązek laserowych w czasie. Fluktuacje częstotliwości $\Delta \nu_f$ wyniosły nie więcej niż 270 [MHz], co na podstawie zależności (5.1), odpowiada stałości częstotliwości $7 \cdot 10^{-7}$ dla układu biernej stabilizacji lasera VCSEL.

¹ Raport z serii SPR „Stabilizacja lasera półprzewodnikowego”, Nr I28/2005/S-049 w ramach badań statutowych 34-381-3 Instytutu Telekomunikacji, Teleinformatyki i Akustyki Politechniki Wrocławskiej.

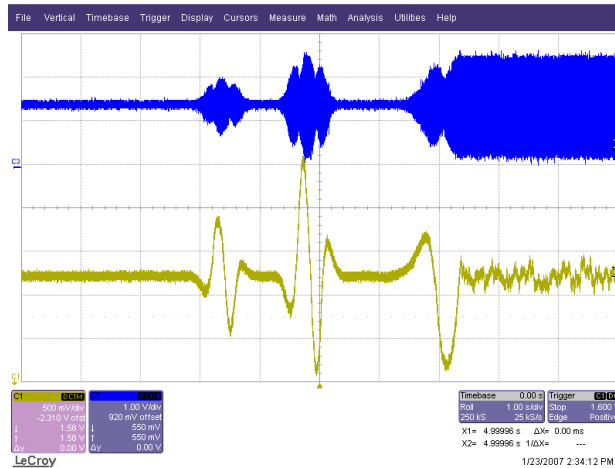
5.2 Stabilizacja częstotliwości lasera VCSEL metodą trzeciej harmonicznej

W ramach przeprowadzonych prac badawczych, sprawdzono ideę stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL metodą modulacyjną (trzecią harmoniczną) [96,97], którą opisano w rozdziale 2.3. Metoda ta z powodzeniem znalazła zastosowanie w laserowych wzorcach częstotliwości opartych na laserach gazowych, których budową również zajmował się autor rozprawy. Schemat blokowy układu stabilizacji na trzecią harmoniczną przedstawia rys.5.15.



Rys.5.15 Schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL metodą trzeciej harmonicznej

Zasada działania układu polega na detekcji sygnału optycznego zmodulowanego częstotliwościowo ($f = 1,6$ [kHz]) po przejściu przez komórkę absorpcyjną. Sygnał jest kolejno podawany na wejście filtru pasmowego o częstotliwości środkowej równej trzykrotnej wartości częstotliwości modulującej (trzecia harmoniczna sygnału). Dzięki temu otrzymujemy przebieg będący trzecią pochodną (po przejściu przez układ detekcji synchronicznej) sygnału nasyconej absorpcji. W ten sposób uzyskano sygnał dyskryminacyjny reprezentujący piki absorpcyjne w parach izotopu rubidu ^{85}Rb (rys.5.16).



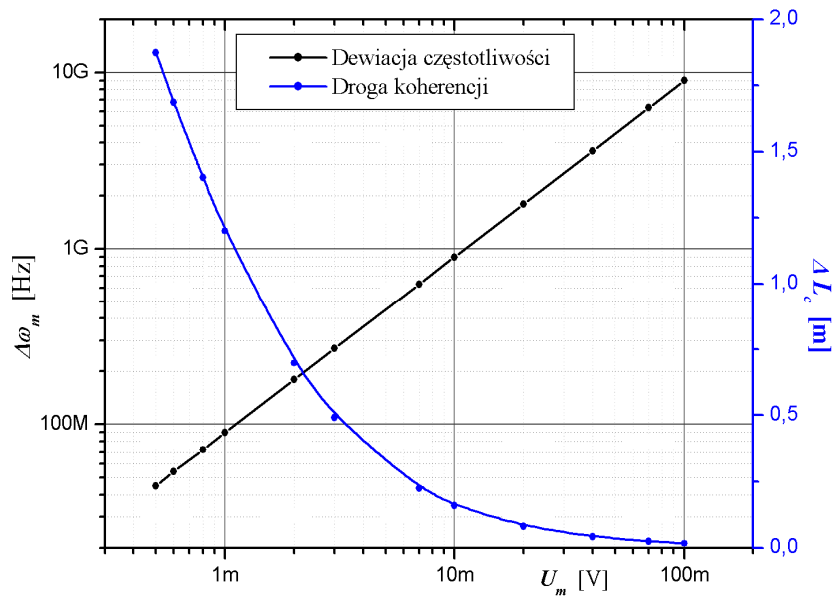
Rys.5.16 Wynik działania układu detekcji synchronicznej (sygnał dyskryminacyjny) oraz moment zamknięcia pętli stabilizacji częstotliwości. Trzecia harmoniczna sygnału nasyconej absorpcji (przebieg niebieski)

Modulację częstotliwości VCSEL można uzyskać pośrednio poprzez modulację prądu lub temperatury lasera. Pasma modulacji prądowej VCSEL jest bardzo szerokie i wynosi 1 [GHz] dla badanego lasera, co niewątpliwie jest jego zaletą. Wadą metody modulacyjnej jest poszerzenie linii emisyjnej lasera, a przez to pogorszenie stabilizacji częstotliwościowej oraz zmniejszenie drogi koherencji. Dla laserowych wzorców częstotliwości (He-Ne), charakteryzujących się wąskimi liniami widmowymi nie ma to wielkiego znaczenia, gdyż ich droga koherencji wynosi kilkaset metrów a standardowa wartość dewiacji częstotliwości $\Delta\omega_m$ wynosi 3MHz (przy amplitudzie sygnału modulującego piezostop około 1 [V]). Natomiast zastosowanie metody modulacyjnej dla lasera VCSEL staje się problematyczne. Duży wpływ zmian prądu na długość fali lasera ($0,38[\text{nm}/\text{mA}] \Rightarrow 187 [\text{GHz}/\text{mA}]$) powoduje konieczność ograniczenia amplitudy sygnału modulującego U_m , a przez to i tak już szerokiej linii emisyjnej lasera. Amplituda sygnału modulującego U_m na wejściu układu stabilizacji prądu, będzie wywoływać zmianę prądu lasera $\Delta_m I_L$ zgodnie z zależnością:

$$\Delta_m I_L = \frac{U_m}{R_g \cdot G} \quad (5.15)$$

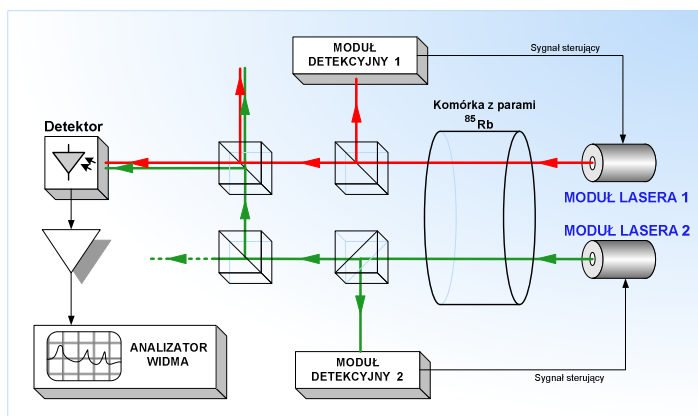
Korzystając ze wzorów (5.2) i (5.15), dewiację widma częstotliwości $\Delta\omega_m$ lasera zależną od amplitudy napięcia sygnału modulującego U_m , można wyznaczyć z zależności:

$$2 \cdot \Delta\omega_m = \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda_l \cdot \frac{U_m}{R_g \cdot G} \quad (5.16)$$



Rys.5.17 Zależność drogi koherencji oraz dewiacji częstotliwości od amplitudy sygnału modulującego

Wpływ amplitudy U_m na dewiację częstotliwości $\Delta\omega_m$ oraz drogę koherencji ΔL_c przedstawiono na rys.5.17. Zauważmy, że im mniejsza amplituda modulacji, tym mniejszy stosunek sygnał-szum SNR (*Signal to Noise Ratio*) sygnału U_m modulującego prąd lasera. Pogarsza się jednocześnie stosunek SNR sygnału po detekcji synchronicznej (krzywa dyskryminacyjna), a tym samym stałość częstotliwości lasera. Z drugiej strony zwiększenie amplitudy U_m zmniejsza drogę koherencji lasera, w konsekwencji powodując jego bezużyteczność do celów komparacji oraz interferometrycznych pomiarów laserowych.



Rys.5.18 Schemat oraz realizacja układu do badania poszerzenia widma sygnału dudnienia laserów stabilizowanych częstotliwościowo metodą trzeciej harmonicznej

Dobór amplitudy sygnału modulującego U_m w laserach półprzewodnikowych VCSEL wymaga zatem kompromisu pomiędzy stałością częstotliwości a drogą koherencji lasera. Na podstawie nachylenia zbocza sygnału dyskryminacyjnego (rys.5.16), określono stałość

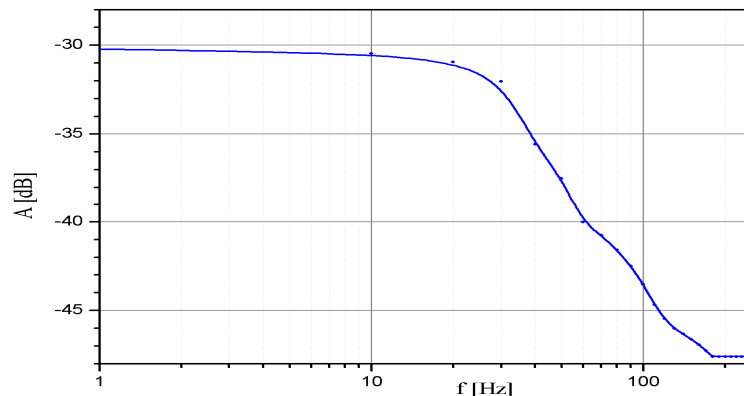
częstotliwości lasera, która wyniosła $1,4 \cdot 10^{-7}$. Wartość SNR sygnału dyskryminacyjnego wyniosła 22 [dB]. Poszerzenie linii emisyjnej lasera zbadano w układzie jak na rys.5.18, mierząc szerokość widma sygnału dudnienia $\Delta\nu_A$ dwóch laserów stabilizowanych metodą trzeciej harmonicznej.

Wartość $\Delta\nu_A$ wyniosła 280 [MHz], zatem zgodnie z zależnością (3.29) szerokość połówkowa linii lasera modulowanego częstotliwościowo wynosi $\Delta\nu_m=198$ [MHz].

$$\Delta\nu_m = \Delta\nu + 2 \cdot \Delta\omega_m \quad (5.17)$$

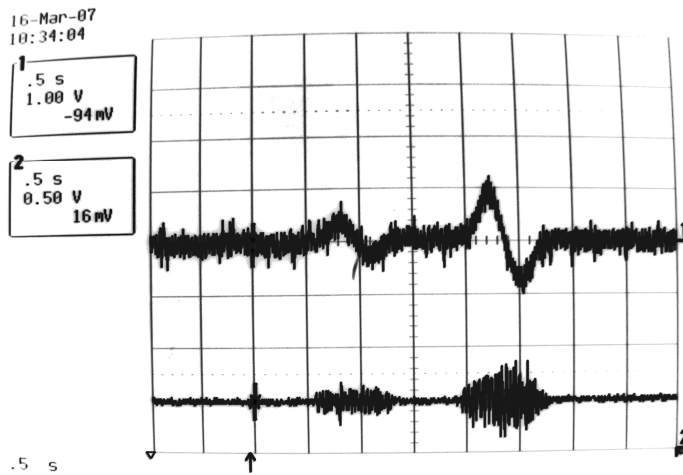
Korzystając ze wzoru (5.17), dla szerokości linii lasera bez modulacji $\Delta\nu=70$ [MHz], dewiacja częstotliwości $\Delta\omega_m$ wynosi 64 [MHz]. Wskutek modulacji częstotliwości lasera VCSEL uzyskanej poprzez modulację prądu, droga koherencji uległa znacznemu zmniejszeniu z 4,28 [m] do wartości 1,5 [m].

Zmniejszenie dewiacji częstotliwości $\Delta\omega_m$, a tym samym zwiększenie drogi koherencji, można uzyskać poprzez temperaturową modulację częstotliwości lasera VCSEL. Współczynnik przestrajania długości fali $\Delta\lambda_T$ jest siedmiokrotnie mniejszy od prądowego współczynnika $\Delta\lambda_I$, co w praktyce pozwala o rząd zmniejszyć dewiację częstotliwości $\Delta\omega_m$.



Rys.5.19 Charakterystyka amplitudowa układu termicznej modulacji częstotliwości lasera

Ze względu na inercyjny charakter układu stabilizacji termicznej, pasmo przenoszenia jest ograniczone do częstotliwości $f_{3dB}=35$ [Hz] (rys.5.19). Dla porównania lasery z zewnętrznym modułem Peltiera można modulować z częstotliwością zaledwie do kilku Hz. Praktycznie modulacja lasera VCSEL była możliwa z częstotliwością 100 [Hz], uzyskując sygnał dyskryminacyjny z widocznymi pikami absorpcyjnymi (rys.5.20), przy małym stosunku sygnału do szumu $SNR=12$ [dB].



Rys.5.20 Sygnał dyskryminacyjny dla termicznej modulacji częstotliwości lasera VCSEL.

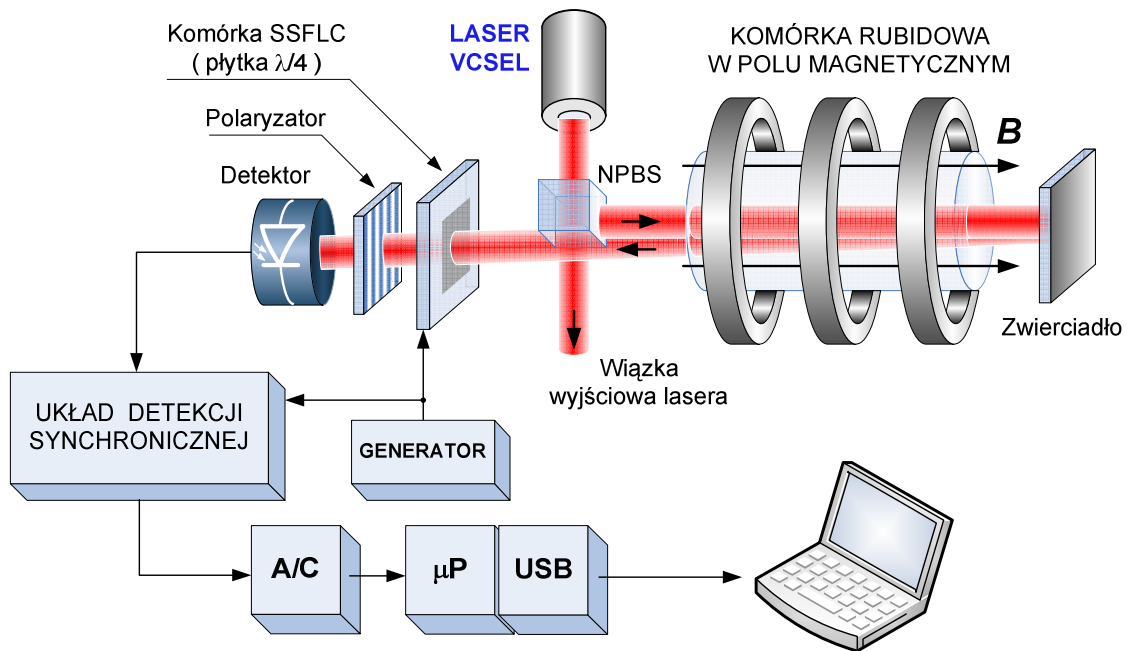
Poniżej trzecia harmoniczna sygnału nasyconej absorpcji

Na podstawie przeprowadzonych doświadczeń i badań można stwierdzić, że stabilizacja częstotliwości lasera VCSEL metodą modulacyjną na trzecią harmoniczną, pozwala na budowę stabilizowanego półprzewodnikowego źródła promieniowania, którego podstawowe parametry jak stałość częstotliwości oraz droga koherencji, zależą od siebie odwrotnie proporcjonalnie. Ponieważ uzyskanie większej stałości częstotliwości wymaga zwiększenia amplitudy sygnału modulującego, odbywa się to kosztem drastycznego zmniejszenia drogi koherencji, zatem przedstawioną metodę stabilizacji częstotliwości lasera uznano za niewystarczającą do budowy wysoce stabilnego częstotliwościowo źródła promieniowania laserowego do zastosowań w pomiarach interferometrycznych na dystansie powyżej 1 metra.

5.3 Stabilizowany laser VCSEL z zeemanowskim rozszczepieniem linii atomowych par izotopów rubidu ^{85,87}Rb

Stabilizacja częstotliwości lasera VCSEL metodą modulacyjną posiada ograniczenia i wady, szczególnie poszerzenie linii widmowej oraz znaczne zmniejszenie drogi koherencji lasera, co opisano w rozdziale 5.2. Alternatywę stanowi układ stabilizacji częstotliwości metodą bezmodulacyjną, opartą na rozszczepieniu w wyniku efektu Zeemana, linii atomowych absorbera (par izotopów rubidu), omówioną w niniejszym rozdziale.

Propozycję układu stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL przedstawiono na rys.5.22, który stanowi modyfikację i uproszczenie metody DAVLL, opisaną w rozdziale 2.3.



Rys.5.22 Schemat ideowy zaproponowanej stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL wykorzystującej zeemanowskie rozszczepienie linii atomowej par izotopów rubidu oraz ferroelektryczną komórkę ciekłokrystaliczną SSFLC

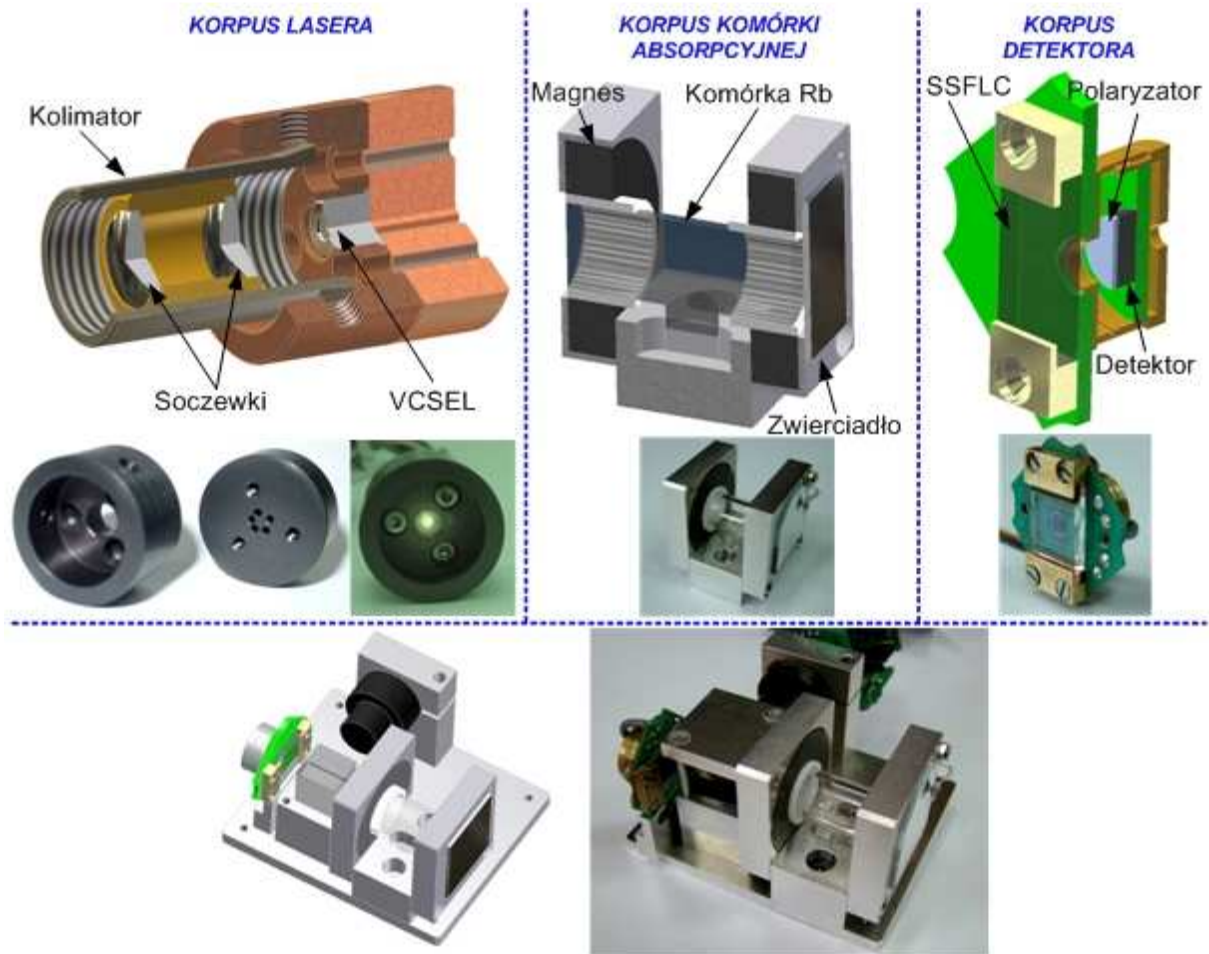
Przed wszystkim standardową spektroskopię absorpcyjną wykorzystywaną w metodzie DAVLL, zastąpiono elementami spektroskopii saturacyjnej, w której nasycająca wiązka z lasera przechodząc przez komórkę absorpcyjną jest odbijana od zwierciadła, tworząc przeciwbieżną wiązkę próbkującą. W ten sposób można zmniejszyć szerokość linii absorpcyjnej wynikającej z poszerzenia dopplerowskiego widma absorpcji w parach rubidu

(rozdz. 4). Umieszczenie komórki absorpcyjnej w równoległym do wiązki laserowej polu magnetycznym o indukcji B , powoduje w wyniku efektu Zeemana rozszczepienie poziomów energetycznych przejść atomowych rubidu i przesunięcie profili absorpcyjnych dla polaryzacji kołowych prawo i lewoskrętnych σ^+ i σ^- o częstotliwość zeemanowską $\pm F_Z$ (rys.2.5 rozdz.2.3) [98]. Liniowo spolaryzowana wiązka nasyceniowa jest superpozycją dwóch będących w fazie przeciwnych polaryzacji kołowych σ^+ i σ^- , które w obrębie pików absorpcyjnego są w różnym stopniu absorbowane w zależności od częstotliwości światła laserowego (zjawisko magnetycznego dichroizmu kołowego MCD - *Magnetically Circular Dichroism*). Odbita wiązka nasyceniowa kierowana jest kolejno na ferroelektryczną komórkę ciekłokrystaliczną SSFLC, polaryzator oraz detektor. Komórka SSFLC spełnia w układzie podwójne zadanie. Stanowi płytkę ćwierćfalową, która zamienia polaryzacje kołowe σ^+ i σ^- na ortogonalne polaryzacje liniowe oraz pełni funkcję optycznego przełącznika polaryzacji liniowych. Zadaniem układu stabilizacji częstotliwości jest zatem utrzymanie równych wartości mocy komutowanych ortogonalnych polaryzacji liniowych. Dodatkowo, przełączana z częstotliwością f_c komórka SSFLC jest elementem układu detekcji synchronicznej, zwiększający stosunek SNR. Uzyskany w ten sposób sygnał błędu pętli podlega cyfryzacji za pomocą przetwornika A/C. Układ mikroprocesorowy nadzoruje pracę całego systemu laserowego, zapewnia automatyczną detekcję pików absorpcyjnych oraz za pomocą zaimplementowanego cyfrowego sterownika PID, steruje wartością prądu lasera (pośrednio częstotliwością), zamykając pętlę sprzężenia zwrotnego. Przedstawiony sposób stabilizacji częstotliwości lasera jest metodą bezmodulacyjną, dzięki czemu nie wprowadza dodatkowego poszerzenia widma linii emisyjnej lasera, a tym samym nie skraca wartości drogi koherencji. Innowacyjna metoda stabilizacji lasera VCSEL wykorzystująca ferroelektryczną komórkę ciekłokrystaliczną, ogranicza liczbę niezbędnych elementów optycznych, jednocześnie stanowiąc płytkę ćwierćfalową oraz element optokomutacyjny, bardzo ułatwia justowanie i zestawienie układu, pozwala na wykorzystanie układu detekcji synchronicznej bez konieczności modulacji częstotliwości lasera oraz większą miniaturyzację układu stabilizacji. Zaproponowaną metodę stabilizacji częstotliwości lasera nazwano PS-DAVLL (*Polarization Switching Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*).

Konstrukcja mechaniczna

Pod względem konstrukcyjnym zaprojektowany układ stabilizacji lasera VCSEL można podzielić na trzy główne części: korpus lasera wraz z kolimatorem, korpus komórki

absorpcyjnej w polu magnetycznym, korpus detektora z ciekłokrystaliczną komórką FLCC. Konstrukcję układu stabilizacji wraz z poszczególnymi korpusami przedstawiono na rys.5.23.



Rys.5.23 Konstrukcja poszczególnych korpusów składowych oraz układu stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL

Modułowa konstrukcja głównych korpusów ułatwia proces montażu a przede wszystkim powoduje, że justowanie układu nie nastęrcza większych problemów. Cała konstrukcja optomechaniczna układu stabilizacji montowana jest na sztywno do wspólnej bazy (podłoża), redukując wpływ drgań mechanicznych na stałość częstotliwości lasera VCSEL i mieści się w objętości prostopadłościanu o wymiarach 7,5x6,5x4,5 cm.

Zeemanowskie rozszczepienie linii atomowych rubidu

Wzorcem absolutnym częstotliwości w układzie stabilizacji lasera VCSEL są przejścia atomowe absorbera, który stanowią pary dwóch izotopów 85 i 87 rubidu, zamknięte w kwarcowej komórce absorpcyjnej (rys.5.24a). Strukturę nadsubtelną przejść atomowych linii D₂ (780,2 nm) izotopów ⁸⁵Rb i ⁸⁷Rb przedstawiono na rys.5.24b. Pary izotopów rubidu znajdują się w atmosferze gazu obojętnego azotu pod ciśnieniem 10⁻⁷ tora. Umieszczając

komórkę absorpcyjną w słabym polu magnetycznym następuje rozczepienie poziomów energetycznych o wartość energii:

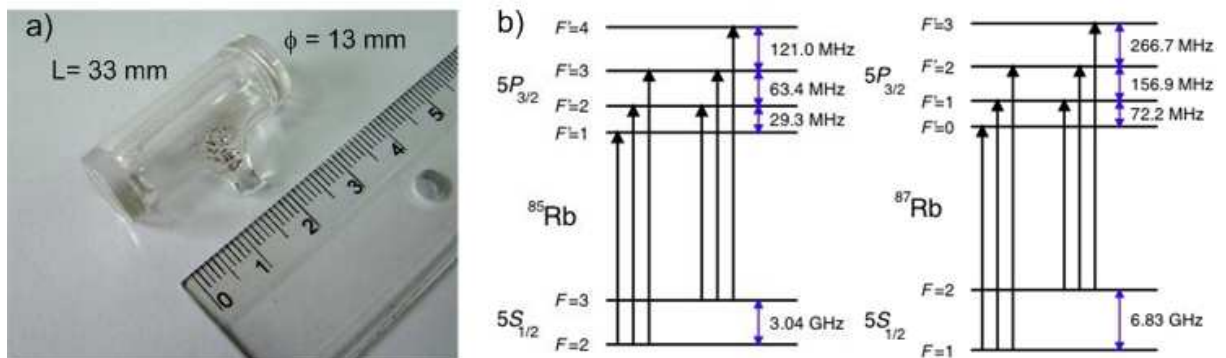
$$\Delta E = \mu_B \cdot g \cdot B \cdot m_j \quad (5.18)$$

gdzie: μ_B – magneton Bohra,

g – czynnik Landego (zależy od liczb kwantowych L , S i J danego poziomu energetycznego),

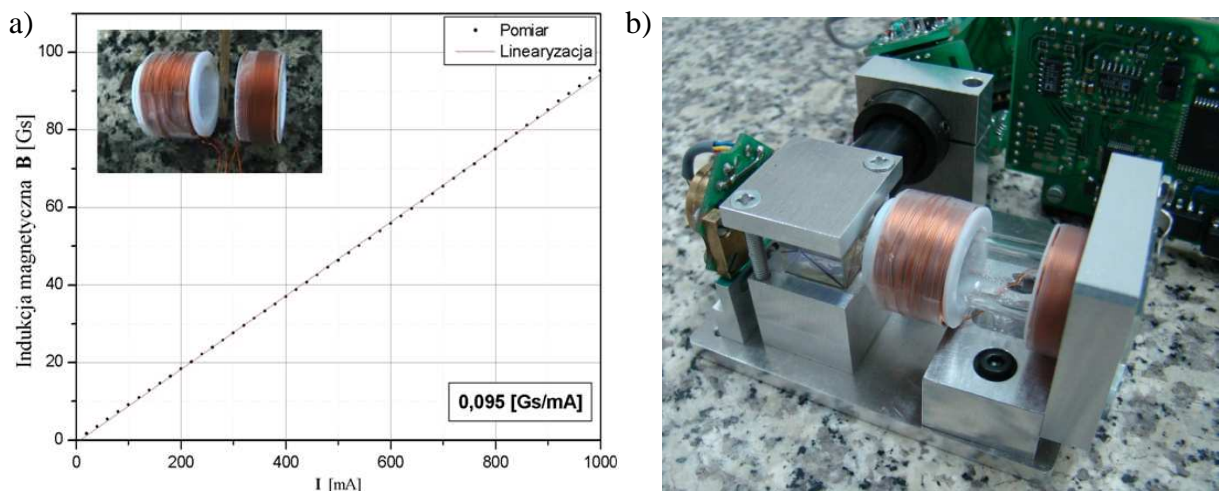
B – wartość indukcji magnetycznej,

m_j – magnetyczna liczba kwantowa.



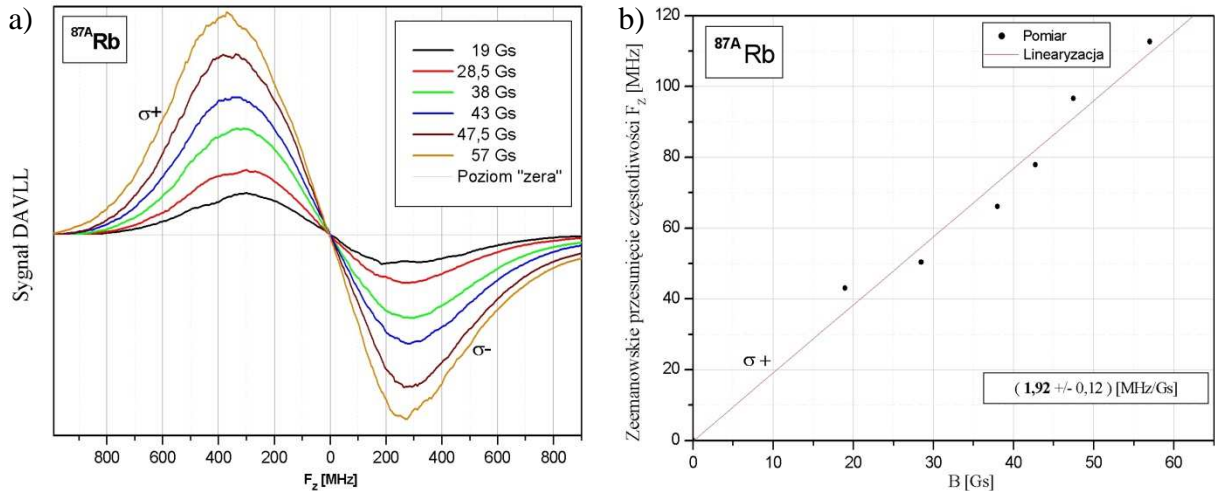
Rys.5.24 Absorpcyjna komórka rubidowa (a) oraz struktura nadsubtelna przejść atomowych linii D_2 izotopów ^{85}Rb i ^{87}Rb (b)

Zmiana energii w wyniku efektu Zeemana danego poziomu kwantowego o $\pm \Delta E$, wiąże się ze zmianą (przesunięciem) częstotliwości o $\pm F_Z$, zwaną częstotliwością Zeemana (rys.2.5, rozdz.2.3). Wyznaczając wartość przesunięcia częstotliwości Zeemana w funkcji indukcji B pola magnetycznego, umieszczono komórkę absorpcyjną w polu magnetycznym, którego źródłem jest wartość natężenia prądu I płynącego przez cewki indukcyjne.



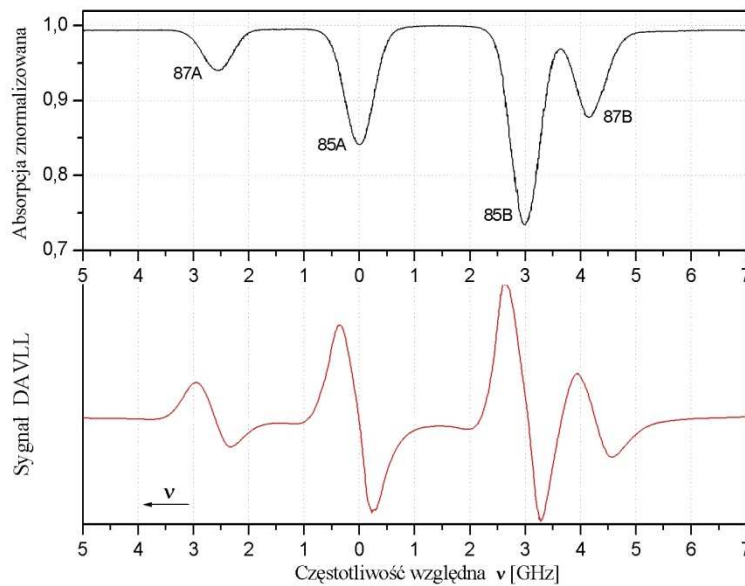
Rys.5.25 Zależność indukcji magnetycznej od natężenia prądu dla zastosowanych cewek indukcyjnych (a), układ eksperymentalny do badania zjawiska Zeemana (b)

Za pomocą miernika indukcji magnetycznej (HTM-12), wyznaczono charakterystykę $B=f(I)$, przedstawioną na rys.5.25a. Rejestrując sygnał DAVLL (różnicę absorpcji poszczególnych komponentów σ^+ i σ^- tworzących profil piku absorpcyjnego) dla różnych wartości B (rys.5.26a) oraz wyznaczając wartości przesunięcia częstotliwości pomiędzy wierzchołkami



Rys.5.26 Zeemanowskie przesunięcie częstotliwości dla przejścia $F=1 \rightarrow F'$ izotopu ^{87}Rb

komponentu σ^+ , wykreślono zależność zeemanowskiego przesunięcia częstotliwości od indukcji B pola magnetycznego dla piku absorpcyjnego 87A ($F=1 \rightarrow F'$), co przedstawia rys.5.26b. Wyznaczona wartość współczynnika przesunięcia częstotliwości wynosi $(1,92 \pm 0,12)$ [MHz/Gs]. Dla poszczególnych pików absorpcyjnych linii D_2 rubidu, wartości współczynników zeemanowskiego przesunięcia częstotliwości wynoszą około 2 [MHz/Gs], niemniej różnią się nieznacznie od siebie [17].



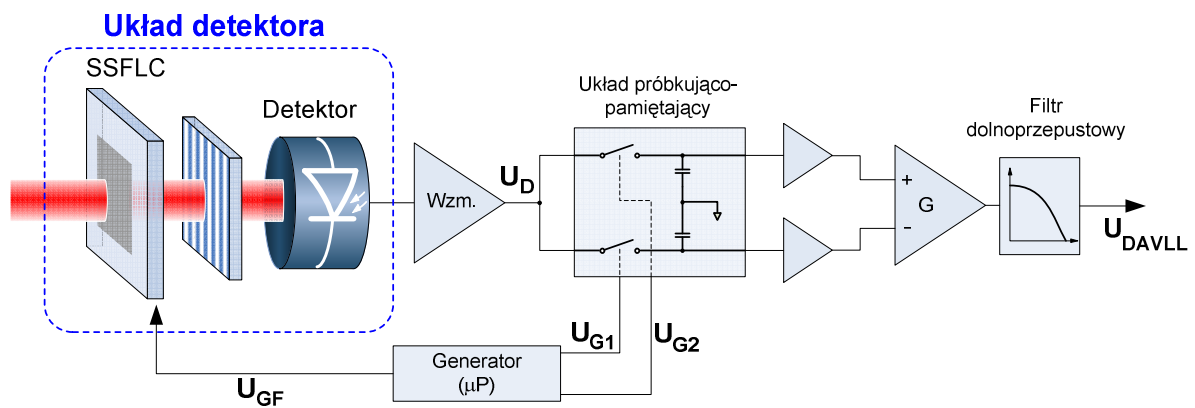
Rys.5.27 Uzyskany profil absorpcyjny komórki z izotopami ^{85}Rb i ^{87}Rb oraz sygnał DAVLL

Na podstawie przeprowadzonych badań, wartość indukcji B magnesów ferrytowych ustalono tak, aby przesunięcie częstotliwości pomiędzy profilami absorpcyjnymi σ^+ i σ^- dawało możliwie największą wartość amplitudy sygnału DAVLL bez efektu nadmiernego „nachodzenia” komponentów σ^+ i σ^- na sąsiednie, należące do kolejnego pików absorpcyjnego, co prowadzi do zmniejszenia jego amplitudy (szczególnie istotne, gdy sąsiednie piki absorpcyjne leżą blisko siebie). Ostatecznie w urządzeniu zastosowano magnesy ferrytowe, będące źródłem pola magnetycznego o indukcji $B=33[\text{Gs}]$, wywołujące w komórce absorpcyjnej zeemanowskie przesunięcie częstotliwości o wartość 63 [MHz]. Uzyskany profil absorpcyjny komórki z parami izotopów ^{85}Rb i ^{87}Rb oraz sygnał DAVLL reprezentujący piki absorpcyjne, przedstawia rys.5.27.

Układ detekcji pików absorpcyjnych

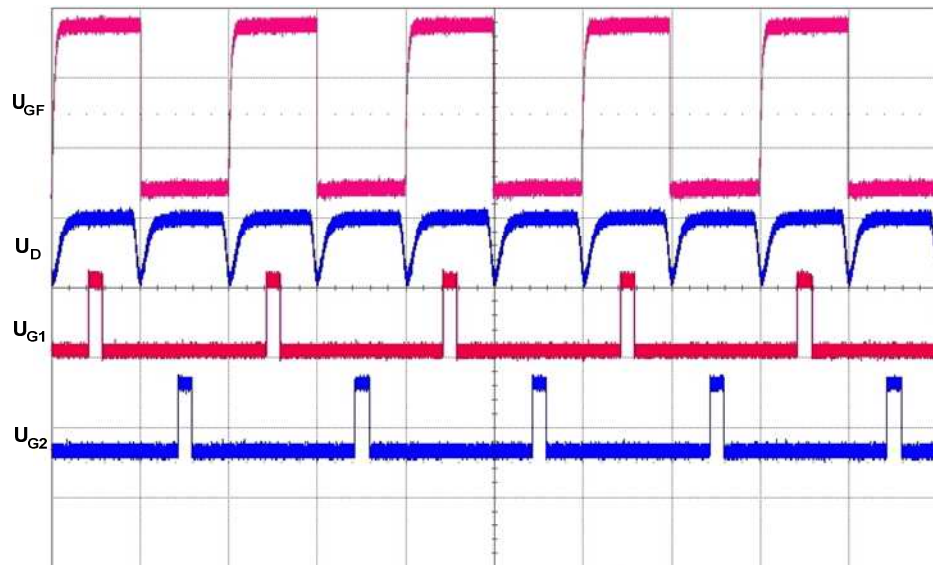
Zastosowanie w układzie stabilizacji lasera VCSEL ciekłokrystalicznej komórki SSFLC, będącej optokomutacyjnym przełącznikiem polaryzacji światła, niejako narzuca zastosowanie idei detekcji synchronicznej jako układu detekcji pików absorpcyjnych. Ogólnie detekcja synchroniczna polega na celowej modulacji sygnału użytecznego $\psi_u = Ax(t)$ sygnałem modulującym $\psi_m = B \cos(\omega_0 t)$, w wyniku czego otrzymujemy sygnał zmodulowany $\psi_{um} = Ax(t) \cdot B \cos(\omega_0 t)$. W układzie odbiorczym dokonuje się operacji mnożenia sygnału zmodulowanego ψ_{um} i modulującego ψ_m (podwójna modulacja):

$$\psi_{um} \cdot \psi_m = Ax(t) \cdot B^2 \cos^2(\omega_0 t) = \frac{1}{2} \cdot Ax(t) \cdot B^2 + \frac{1}{2} \cdot Ax(t) \cdot B^2 \cos(2\omega_0 t) \quad (5.19)$$



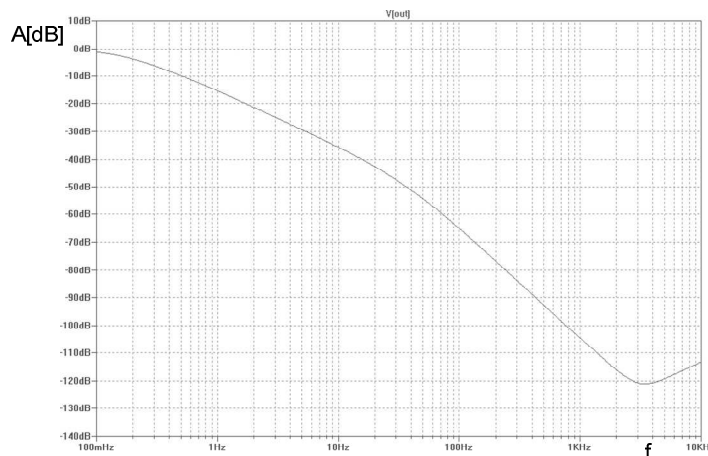
Rys.5.28 Schemat ideowy zastosowanej detekcji synchronicznej

W wyniku detekcji synchronicznej uzyskuje się sygnał zawierający człon użyteczny oraz człon sygnału modulującego o podwojonej wartości częstotliwości modulującej, który należy odfiltrować za pomocą filtru dolnoprzepustowego. Detekcja synchroniczna stosowana jest głównie dla słabych i silnie zaszumionych sygnałów pomiarowych, poprawiając jednocześnie stosunek SNR. Schemat ideowy układu detekcji synchronicznej pików absorpcyjnych przedstawia rys.5.28. Komórka SSFLC przełącza dwie ortogonalne polaryzacje liniowe z częstotliwością f_c sygnału U_G (sygnał modulujący), a ich natężenie reprezentuje wzmacniony sygnał U_D na wyjściu układu detektora (rys.5.29). Natężenie promieniowania



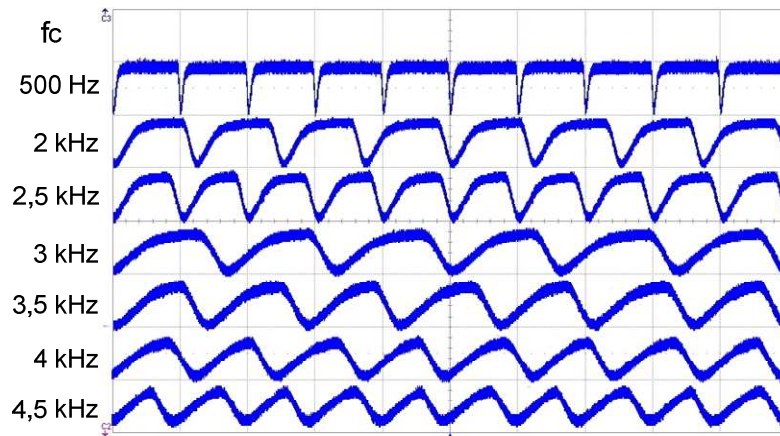
Rys.5.29 Przebiegi elektryczne sygnałów w układzie detekcji synchronicznej

poszczególnych polaryzacji jest proporcjonalne do absorpcji komponentów σ^+ i σ^- . Układ próbkująco-pamiętający, zapamiętuje naprzemiennie amplitudy sygnału absorpcji komponentów σ^+ i σ^- . Różnica tych sygnałów, realizowana w układzie odejmującym wzmacniacza operacyjnego, pozwala uzyskać sygnał DAVLL. Układ odejmujący realizuje



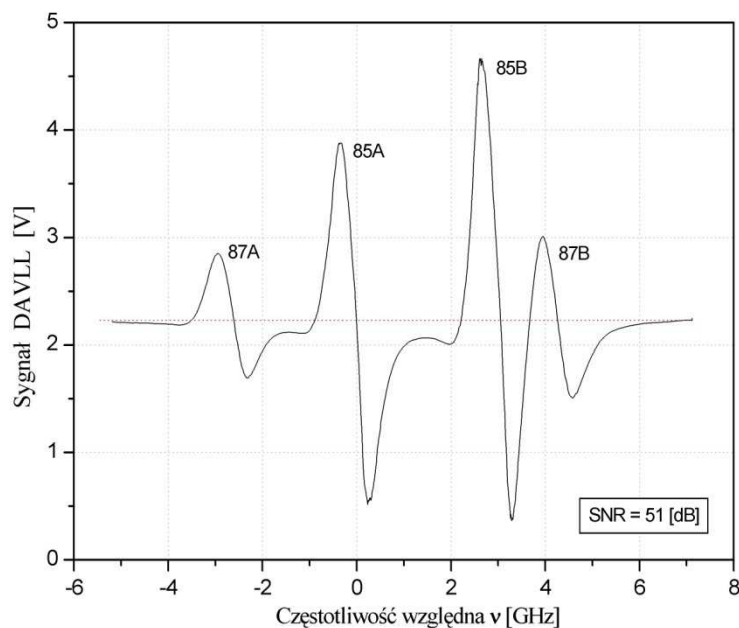
Rys.5.30 Charakterystyka amplitudowa filtru dolnoprzepustowego

jednocześnie funkcję wzmacniacza sygnału różnicowego oraz filtra dolnoprzepustowego o charakterystyce amplitudowej przedstawionej na rys.5.30, którego zadaniem jest możliwie najlepsza filtracja składowych sygnału DAVLL o częstotliwości f_c i jej harmonicznym.



Rys.5.31 Wpływ częstotliwości przełączania SSFLC na kształt sygnału U_D

Sterowana polem elektrycznym komórka SSFLC posiada mieszaninę ciekłokrystaliczną, reprezentującą od strony elektrod sterujących, rezystancję oraz pojemność wewnętrzną, co między innymi determinuje czas przełączania komórki SSFLC. Istnieje zatem maksymalna częstotliwość przełączania komórki ciekłokrystalicznej. Na rysunku 5.31 przedstawiono porównanie sygnałów U_D dla różnych częstotliwości f_c przełączania SSFLC. Graniczna wartość f_c wynosi ok. 3,5[kHz], powyżej której detekowany sygnał nie zdąży osiągnąć stanu ustalonego. Natomiast im niższa częstotliwość przełączania SSFLC (modulacja), ulega zmniejszeniu dynamika układu detekcji synchronicznej, ograniczając pasmo częstotliwościowe użytecznego sygnału DAVLL.

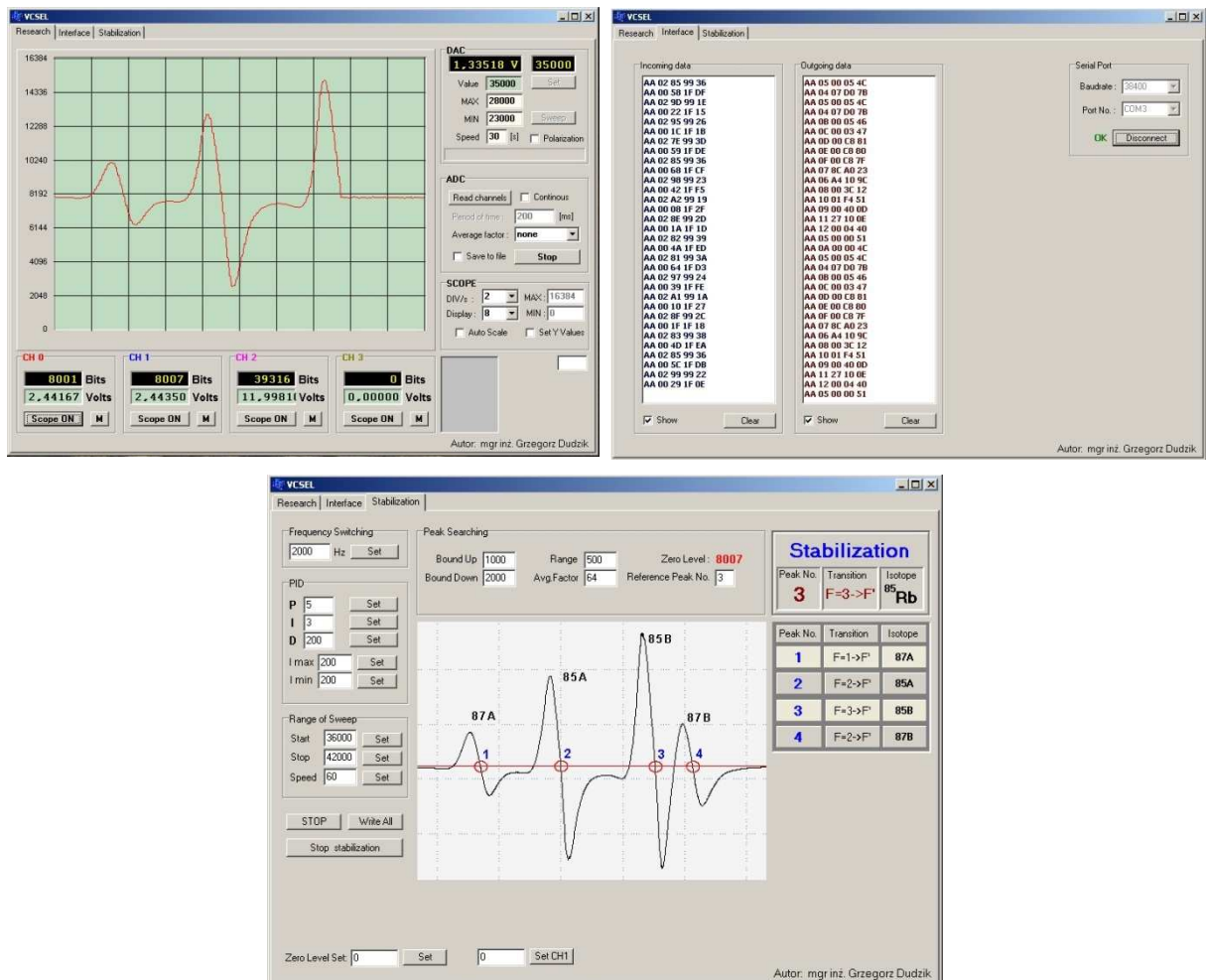


Rys.5.32 Uzyskany sygnał DAVLL przedstawiający piki absorpcyjne ^{85}Rb i ^{87}Rb

Uzyskany metodą magnetycznego dichroizmu kołowego dyskryminacyjny sygnał DAVLL (rys.5.32), charakteryzuje się dużą amplitudą sygnału oraz wartością SNR = 51 [dB] (większą o 29 [dB] niż w metodzie modulacyjnej stabilizacji lasera VCSEL).

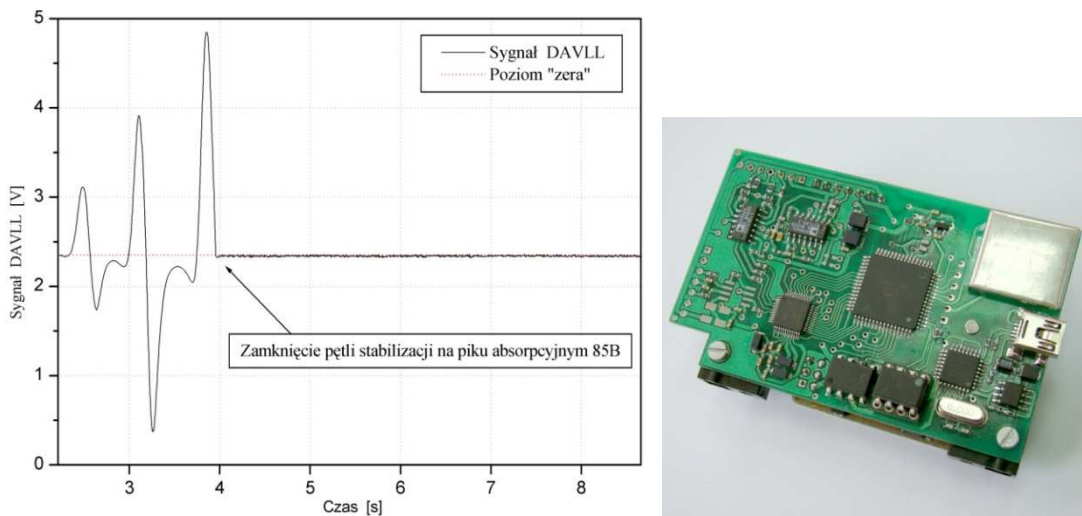
Oprogramowanie – interfejs użytkownika

Zaprojektowane urządzenie laserowe poprzez interfejs USB komunikuje się z aplikacją *VCSEL.exe*, której zadaniem jest sterowanie trybami pracy urządzenia, akwizycja i rejestracja danych pomiarowych oraz umożliwienie, poprzez zmianę szeregu parametrów, wykonanie badań i eksperymentów związanych ze stabilizacją częstotliwościową lasera VCSEL. Oprogramowanie z punktu widzenia interfejsu użytkownika, składa się z trzech zakładek: *Badania (Research)*, *Interfejs (Interface)* oraz *Stabilizacja (Stabilization)*, co przedstawiono na rysunku 5.33.



Rys.5.33 Oprogramowanie zbudowanego laserowego wzorca częstotliwości: prezentacja interfejsu użytkownika

Każda zakładka umożliwia różną funkcjonalność, a do najważniejszych można zaliczyć: zapis danych pomiarowych do pliku, okno cyfrowego oscyloskopu, ustalanie zakresu i czasu przestrajania lasera, podgląd danych wejściowych i wyjściowych interfejsu aplikacji, ustalenie częstotliwości przełączania komórki SSFLC, parametrów cyfrowego sterownika PID, wybór pik absorpcyjnego, na którym będzie stabilizowana częstotliwość lasera, okno statutowe urządzenia. W wykonanym urządzeniu laserowym, zaimplementowano procedurę w pełni automatycznego rozpoznawania pików absorpcyjnych, poziomu zerowego sygnału oraz inicjalizację procedury zamknięcia pętli stabilizacji (rys.5.34).



Rys.5.34 Moment zamknięcia pętli stabilizacji (pik absorpcyjny 85B) oraz opracowany elektroniczny układ nadzoru i sterowania stabilizacją lasera VCSEL

Stołość częstotliwości lasera – definicja i pomiar

Stołość częstotliwości generatorów można określić w dziedzinie częstotliwościowej lub czasowej. Przyjęte za miarę stołości częstotliwości, odchylenie standardowe fluktuacji częstotliwości względem jej wartości średniej Ω_0 , w dziedzinie częstotliwościowej wyraża zależność:

$$S_v(\tau) = \frac{\sigma[\langle\Phi(t)\rangle_{t,\tau}]}{\Omega_0} = \frac{1}{\Omega_0} \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_0^\infty G_\Omega(\omega) \frac{\sin^2\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)}{\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)^2} d\omega} = \frac{1}{\Omega_0} \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_0^\infty G_{(\Omega)}(\omega) d\omega} \quad (5.20)$$

gdzie: Ω_0 – średnia wartość częstotliwości generatora,

$G_{(\Omega)}(\omega)$ – widmowa gęstość mocy fluktuacji częstotliwości,

τ – czas uśredniania.

Konieczność znajomości gęstości mocy widmowej $G_{(\Omega)}(\omega)$ sprawia, że w przypadku źródeł laserowych przedstawiona definicja stałości częstotliwości nie jest używana. Natomiast stosuje się łatwo realizowalną technicznie definicję stałości częstotliwości w dziedzinie czasowej [99]. Dla stabilizowanych laserów, fluktuacje częstotliwości można wyrazić jako fluktuacje fazy:

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \Delta\Omega(t) = \frac{d}{dt}[\Omega_0 t + \Phi(t)] = \Omega_0 + \dot{\Phi}(t) \quad (5.21)$$

gdzie: $\dot{\Phi}(t) = \Delta\Omega(t)$ – chwilowa dewiacja częstotliwości od wartości średniej Ω_0 .

Periodycznie z okresem T , licznik zliczający impulsy w czasie τ , wyznacza uśrednioną wartość częstotliwości. Liczbę zliczonych impulsów w n -tym okresie wyraża zależność [20]:

$$y_n = \frac{\Omega_0 + \Phi(t+nT+\tau) - \Phi(t+nT)}{2\pi\tau} \quad (5.22)$$

Wykonując N pomiarów można wyznaczyć wariancję częstotliwości $\sigma^2(N, T, \tau)$ następująco:

$$\sigma^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (y_n - \bar{y})^2 = \frac{1}{N-1} \left\{ \sum_{n=1}^N y_n^2 - \frac{1}{N} (\sum_{k=1}^N y_k)^2 \right\} \quad (5.23)$$

Stałość częstotliwości w dziedzinie czasowej (podobnie jak w dziedzinie częstotliwościowej) definiujemy stosunkiem odchylenia standardowego $\sigma(N, T, \tau)$ do częstotliwości średniej Ω_0 :

$$S_t(\tau) = \frac{\sqrt{\sigma^2(N, T, \tau)}}{\Omega_0} \quad (5.24)$$

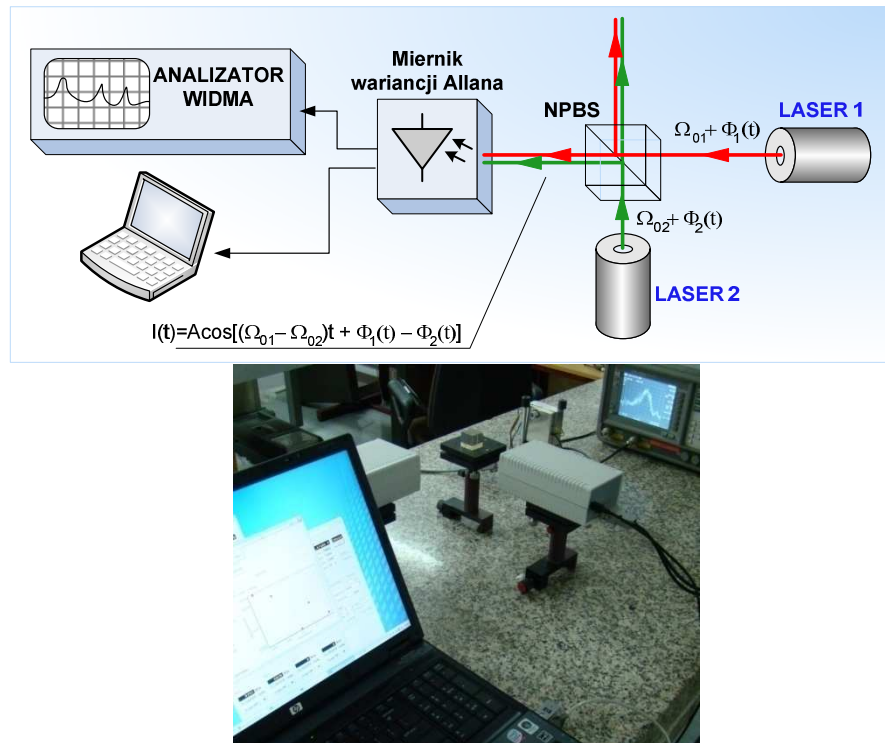
Powszechnie używana (również przez Główne Urzędy Miar) metoda pomiaru stałości częstotliwości, opiera się na wyznaczeniu wariancji częstotliwości z m pomiarów następujących po sobie par próbek y_{2k} i y_{2k-1} ($N=2, T=\tau$) [100]:

$$\sigma^2(2, T = \tau) = \left\langle \frac{(y_{2k} - y_{2k-1})^2}{2} \right\rangle \cong \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \frac{(y_{2k} - y_{2k-1})^2}{2} \quad (5.25)$$

Zależność (5.25) nosi nazwę wariancji Allana [101-103]. Ponieważ poziom ufności wyników pomiarów stałości częstotliwości zależy od liczby m , należy jej wartość podawać przy uzyskanych wynikach stałości częstotliwości $S_t(\tau)$.

Ocenę stałości częstotliwości laserów umożliwia technika dudnienia fal (rozd.3.3), pozwalająca na „przesunięcie” częstotliwości sygnałów z zakresu optycznego (THz) na niższy zakres częstotliwości, detekowalny przez przyrządy półprzewodnikowe. Układ pomiarowy stałości częstotliwości laserów metodą dudnienia przedstawia rys.5.35. Wskutek interferencji wiązek laserowych o częstotliwościach Ω_{01} i Ω_{02} oraz fluktuacjach $\Phi_1(t)$ i $\Phi_2(t)$, na fotodetektorze otrzymamy składową sygnału o częstotliwości różnicowej:

$$I(t) = A \cos((\Omega_{01} - \Omega_{02})t + \Phi_1(t) - \Phi_2(t)) \quad (5.26)$$



Rys.5.35 Układ pomiarowy stałości częstotliwości laserów metodą dudnienia oraz realizacja stanowiska pomiarowego

Miernik wariancji Allana dokonuje pomiaru częstotliwości różnicowej i na jej podstawie oblicza wariację częstotliwości $\sigma^2(N=2, T=\tau)$. Przyjmując identyczność badanych laserów pod względem rozkładu gęstości mocy $G_{\Omega_1}(\omega) = G_{\Omega_2}(\omega)$ oraz niezależność od siebie fluktuacji częstotliwości $\Phi_1(t)$ i $\Phi_2(t)$, wariacja częstotliwości różnicowej będzie równa podwójonej wartości wariancji częstotliwości pojedynczego lasera:

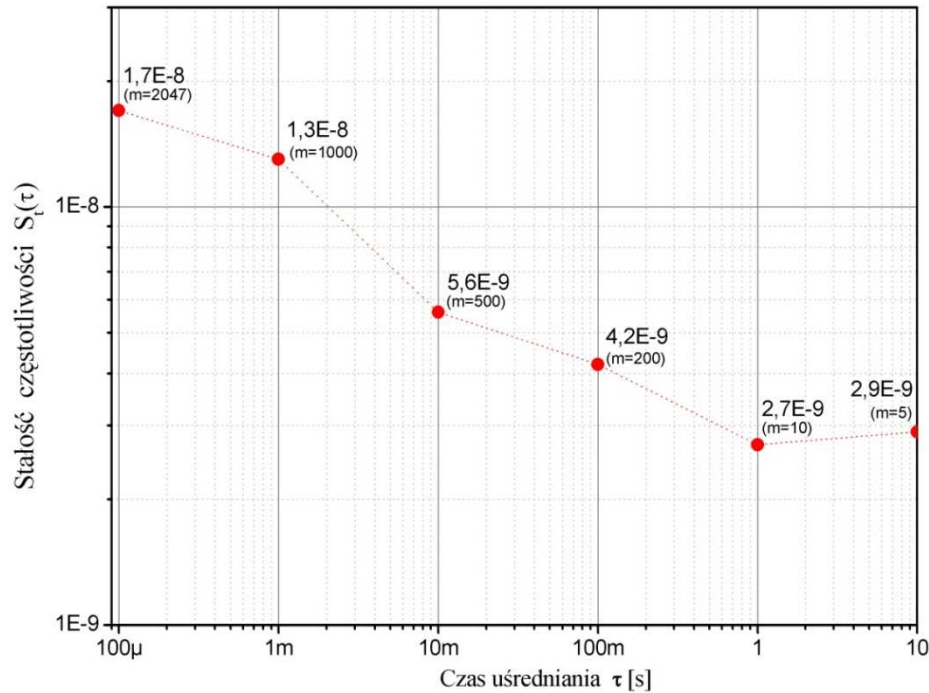
$$\sigma^2[\Phi_1(t) - \Phi_2(t)] = 2\sigma^2[\Phi(t)] \quad (5.27)$$

Zatem stałość częstotliwości w dziedzinie czasowej wyznaczamy z zależności:

$$S_t(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\sigma^2(N, T, \tau)}}{\Omega_0} \quad (5.28)$$

Pomiaru stałości częstotliwości skonstruowanego wzorca laserowego VCSEL z zeemanowskim rozszczepieniem linii atomowych par rubidu, dokonano techniką dudnienia w układzie jak na rys.5.35. Pomiar wariancji Allana przeprowadzono dla kilku wartości czasów uśredniania τ . Największa wartość częstotliwości różnicowej wynosi ok. 1,2[GHz] i występuje pomiędzy pikami absorpcyjnymi 85B i 87B. Miernik wariancji Allana pozwalał detekować sygnały o częstotliwości do 1 [GHz] (ograniczenie stanowi pasmo fotodiody APD), dlatego poprzez zmianę wartości poziomu zerowego, przesunięto punkt stabilizacji lasera na zboczu pik absorpcyjnego tak, aby zmniejszyć różnicę częstotliwości pomiędzy

komparowanymi laserami poniżej 1[GHz]. Uzyskane dla różnych czasów uśredniania stałości częstotliwości, przedstawiono na rys.5.36.



Rys.5.36 Stałość częstotliwości lasera (pomiar wariancji Allana)

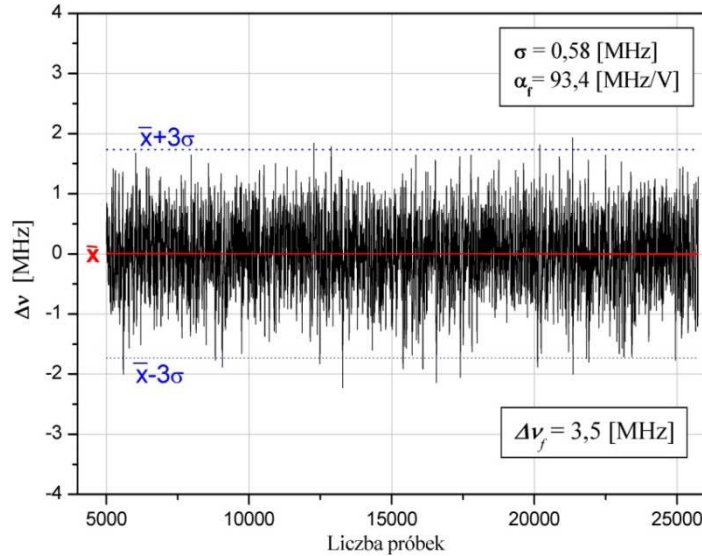
Porównanie stałości częstotliwości zbudowanych układów stabilizacji lasera VCSEL przedstawiono w tabeli 5.5.

Tabela 5.5 Wartości stałości częstotliwości zbudowanych układów stabilizacja częstotliwości lasera VCSEL

Rodzaj stabilizacji	Stałość częstotliwości lasera VCSEL ($\Delta\nu_f$)					
bierna	$7 \cdot 10^{-7}$ (270 MHz)					
metodą trzeciej harmonicznej	$1,4 \cdot 10^{-7}$ (54 MHz)					
PS-DAVLL	$1,7 \cdot 10^{-8}$ (6,5 MHz)	$1,3 \cdot 10^{-8}$ (5 MHz)	$5,6 \cdot 10^{-9}$ (2,2 MHz)	$4,2 \cdot 10^{-9}$ (1,6 MHz)	$2,7 \cdot 10^{-9}$ (1 MHz)	$2,9 \cdot 10^{-9}$ (1,1 MHz)

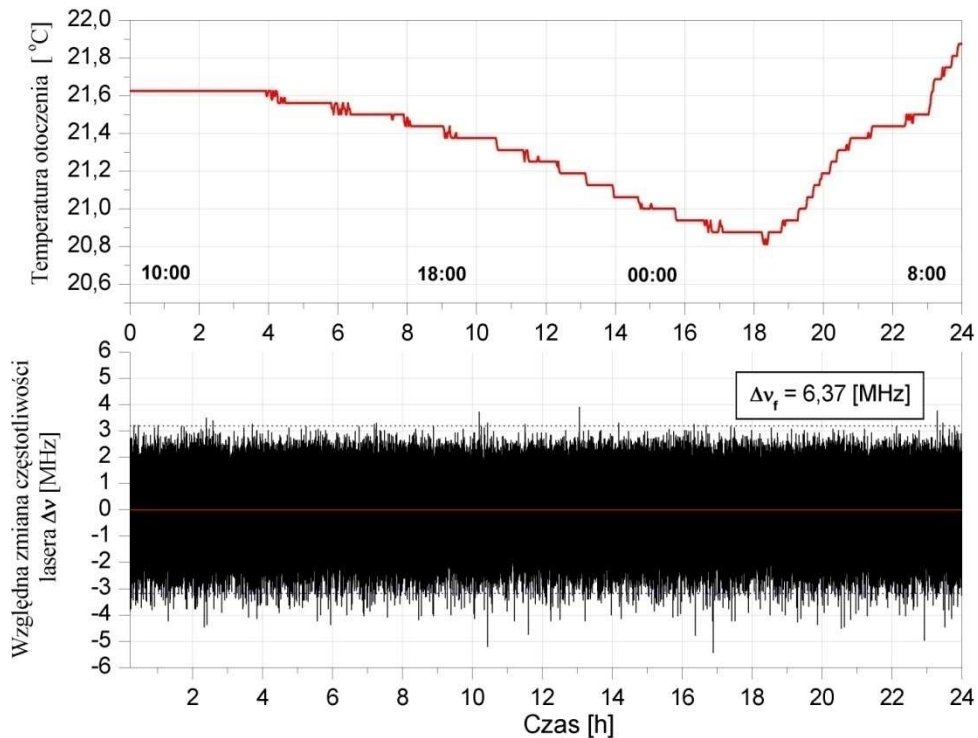
W celach porównawczych dokonano również oszacowania stałości częstotliwości lasera metodą przybliżoną, na podstawie amplitudy fluktuacji sygnału błędu zamkniętej pętli stabilizacji. Główną zaletą tej metody jest brak konieczności posiadania dodatkowego generatora laserowego. Przestrajając częstotliwość lasera, rejestrujemy sygnał błędu pętli (sygnał DAVLL) w czasie. Znając odstęp częstotliwości pomiędzy przejściami atomowymi absorbera (pikami absorpcyjnymi), skalujemy oś czasu w dziedzinę częstotliwości. Wyznaczamy wartość nachylenia zbocza pik absorpcyjnego α_f [Hz/V], na którym będzie stabilizowany laser. Po zamknięciu pętli stabilizacji na wybranym pik absorpcyjnym, wyznaczamy amplitudę fluktuacji sygnału błędu i mnożymy przez współczynnik α_f .

Otrzymujemy w ten sposób wartość fluktuacji częstotliwości lasera $\Delta\nu_f$ (rys.5.37), która wyniosła 3,5[MHz] i odpowiada stałości częstotliwości $9,1 \cdot 10^{-9}$. Fluktuacje sygnału błędu pętli wyznaczono statystycznie obliczając odchylenie standardowe s_x , przyjmując przedział ufności 3σ .



Rys.5.37 Fluktuacje sygnału błędu pętli stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL

Przeprowadzono również badanie długoterminowej stałości częstotliwości w czasie 24 godzin (rys.5.38). Podczas badań rejestrowano również temperaturę otoczenia. Długoterminowe badanie stałości częstotliwości na podstawie sygnału błędu pętli stabilizacji, pozwala wykryć w układzie stabilizacji występowanie dryftów.



Rys.5.38 Stałość częstotliwości lasera badana w czasie 24 godzin

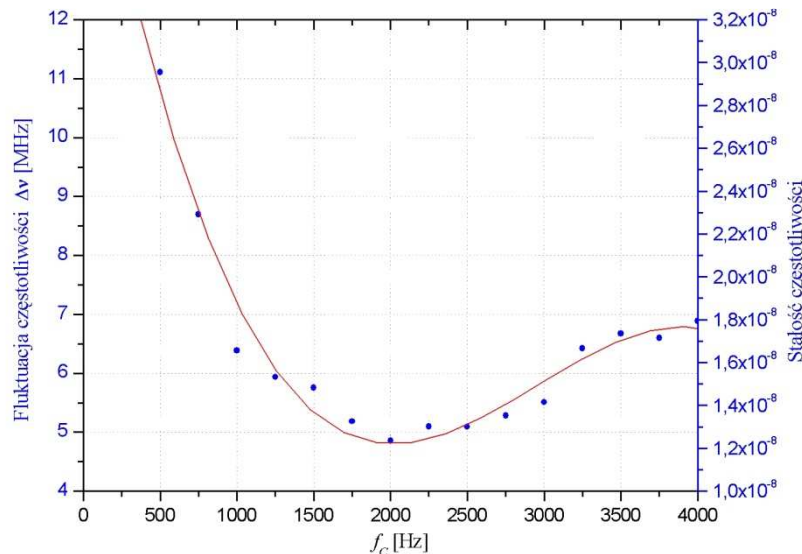
Porównanie uzyskanych wyników pomiaru stałości częstotliwości stabilizowanego metodą PS-DAVLL lasera VCSEL, przedstawiono w tabeli 5.6. Na tej podstawie można stwierdzić, że ocena stałości częstotliwości metodą przybliżoną stanowi w pracach badawczych dobrą alternatywę dla bardziej kosztownej i wymagającej większego zaplecza laboratoryjnego, metody wykorzystującej wariancję Allana.

Tabela 5.6 Porównanie stałości częstotliwości lasera VCSEL stabilizowanego metodą PS-DAVLL

Metoda pomiaru	Staość częstotliwości S_t lasera VCSEL ($\Delta\nu_t$)					
Przybliżona	$9,1 \cdot 10^{-9}$ (3,5 MHz)					
Przybliżona (24h)	$1,7 \cdot 10^{-8}$ (6,4 MHz)					
Wariancja Allana	$1,7 \cdot 10^{-8}$ (6,5 MHz) ($\tau = 10\mu s$)	$1,3 \cdot 10^{-8}$ (5 MHz) ($\tau = 1ms$)	$5,6 \cdot 10^{-9}$ (2,2 MHz) ($\tau = 10ms$)	$4,2 \cdot 10^{-9}$ (1,6 MHz) ($\tau = 100ms$)	$2,7 \cdot 10^{-9}$ (1 MHz) ($\tau = 1s$)	$2,9 \cdot 10^{-9}$ (1,1 MHz) ($\tau = 10s$)

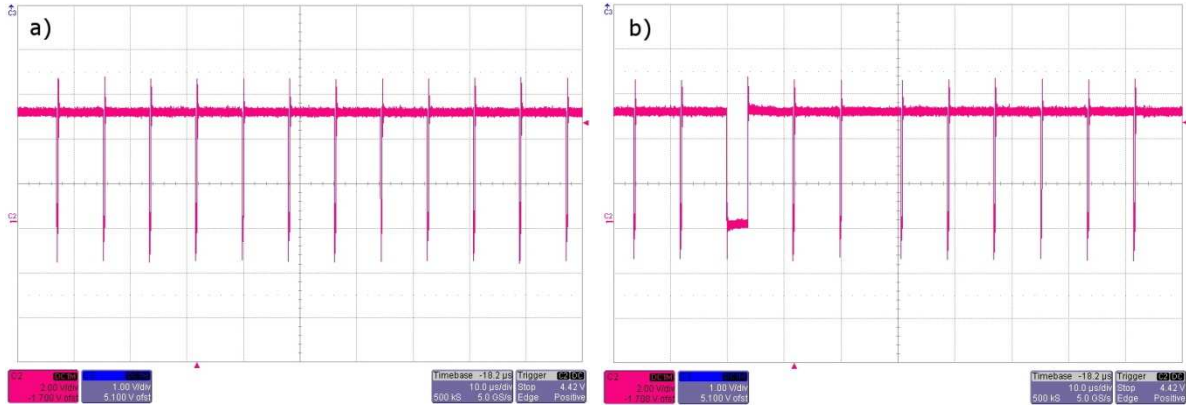
Przeprowadzone pomiary stałości częstotliwości lasera VCSEL potwierdzają słusność stosowania metody bezmodulacyjnej stabilizacji częstotliwości (tabela 5.5). Zaproponowana metoda PS-DAVLL stabilizacji częstotliwości lasera, umożliwia uzyskanie nie tylko w warunkach laboratoryjnych, ale również domowych wartości S_t rzędu 10^{-9} . Bardzo duży wpływ na uzyskane wyniki, oprócz szybkiej stabilizacji termicznej i uproszczonej konstrukcji optomechanicznej, ma opracowane wysokostabilne źródło prądowe.

Zastosowanie układu detekcji synchronicznej pików absorpcyjnych i częstotliwość f_c przełączania polaryzacji przez ciekłokrystaliczną komórkę SSFLC, wpływa na stałość częstotliwości lasera (rys.5.38), gdyż determinuje dynamikę całego układu stabilizacji.



Rys.5.38 Wpływ częstotliwości przełączania komórki SSFLC na stałość (fluktuacje) częstotliwości lasera VCSEL

Większa częstotliwości f_c przełączania kryształu (maksymalnie 3,5 [kHz]), zwiększa szybkość detekcji sygnału DAVLL (większa dynamika układu), zmniejszając fluktuacje częstotliwości $\Delta\nu_f$ lasera. Jednak zależność $\Delta\nu_f = f(f_c)$ posiada minimum dla częstotliwości przełączania kryształu 2[kHz], po czym wartość $\Delta\nu_f$ ponownie rośnie. Po przeprowadzonej analizie



Rys.5.39 Oscylogramy transmisji danych sygnału błędu pętli: a) dla $f_c = 2$ [kHz], b) dla $f_c = 3$ [kHz]

stwierdzono, że jest to spowodowane przerwami w pobieraniu przez mikrokontroler danych sygnału błędu z przetwornika A/C (rys.5.39), wywołane za długim czasem wykonywania procedury stabilizacji i komunikacji z komputerem, przy rosnącej wartości f_c . Rozwiązaniem problemu jest zastosowanie mikrokontrolera o większej częstotliwości taktowania. Wszystkie pomiary i badania stałości częstotliwości lasera, zostały wykonane dla optymalnej częstotliwości przełączania kryształu $f_{c\ opt} = 2$ [kHz].

Zbudowane źródło promieniowania laserowego może stanowić laserowy wzorzec częstotliwości na długość fali 780,2 [nm] o stałości częstotliwości rzędu 10^{-9} dla innych źródeł laserowych przeznaczonych do interferometrii, gdzie ze względu na błędy kompensacji warunków otoczenia, niedokładności mierzonych przemieszczeń (w powietrzu) są na poziomie 10^{-6} (1 [μm] na każdy 1 metr długości przemieszczenia).

Zastosowanie przedstawionej konstrukcji optomechanicznej oraz samego lasera półprzewodnikowego sprawia, że prezentowany wzorzec laserowy charakteryzuje się odpornością na wstrząsy i wibracje akustyczne i mechaniczne. Miniaturyzacja ogniwa Peltiera oraz jego integracja ze strukturą lasera w niewielkiej obudowie sprawia, że dzięki niewielkiej wartości stałej czasowej układu stabilizacji temperatury ($\tau=40$ [ms/°C]), wzorzec laserowy jest gotowy do pracy praktycznie zaraz po włączeniu zasilania. Zaleca się jednak odczekać około 2 minut, w celu ustabilizowania się temperatury wewnątrz analogowych układów scalonych. Niewątpliwą zaletą urządzenia, oprócz małych rozmiarów jest niewielki pobór prądu, dzięki czemu całkowita moc pobierana z zasilania wynosi zaledwie 1,5 [W].

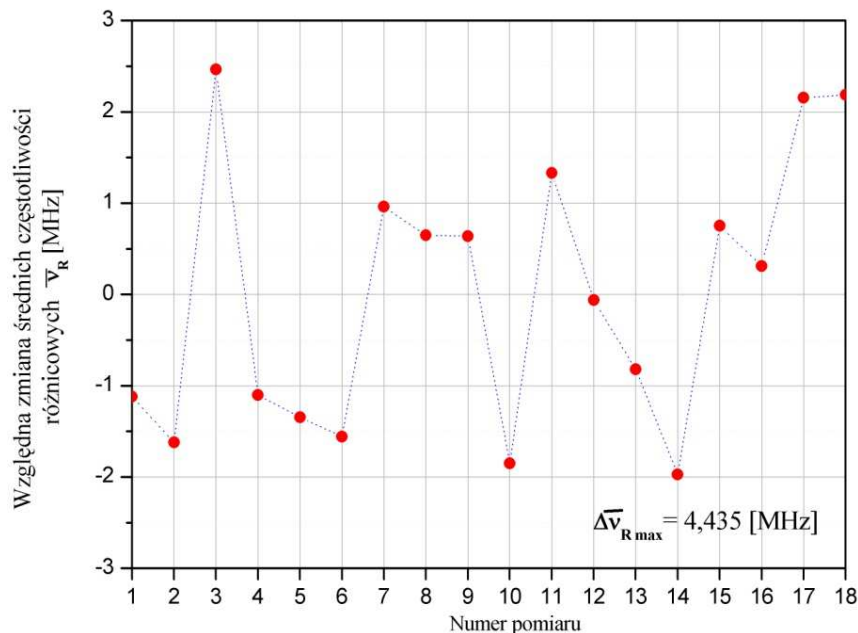
Wykorzystanie w układzie stabilizacji zjawiska magnetycznego dichroizmu kołowego powoduje, że wzorec laserowy jest wrażliwy na zewnętrzne pola magnetyczne znajdujące się w pobliżu komórki absorpcyjnej.

Odtwarzalność częstotliwości wzorca laserowego

Pomiar odtwarzalności częstotliwości wzorców, należy do metod porównawczych i opiera się na macierzowym porównaniu częstotliwości dudnionych wiązek badanych wzorców laserowych [20][104][105]. W metodzie macierzowej wykonuje się z czasem uśredniania 10 sekund, trzykrotne pomiary różnic częstotliwości pomiędzy laserami, stabilizowanymi kolejno na pikach absorpcyjnych (np. A, B i C) z wyjątkiem jednoczesnej stabilizacji wzorców na tym samym pik. Po wyznaczeniu wartości średnich różnic częstotliwości, oblicza się różnicę częstotliwości pomiędzy laserami jako wartość średnią z wyznaczonych różnic:

$$f_{laser1} - f_{laser2} = \left(\frac{\overline{f_{AB}} - \overline{f_{BA}}}{2} + \frac{\overline{f_{AC}} - \overline{f_{CA}}}{2} + \frac{\overline{f_{BC}} - \overline{f_{CB}}}{2} \right) / 3 \quad (5.29)$$

Ponieważ pasmo częstotliwości miernika wariancji Allana wynosiło 1 [GHz], wykonanie pomiarów odtwarzalności częstotliwości wzorca metodą macierzową było niemożliwe, ze względu na zbyt duże różnice częstotliwości pomiędzy pikami absorpcyjnymi rubidu, osiągające maksymalną wartość 6,835 [GHz] pomiędzy pikami 87A i 87B.

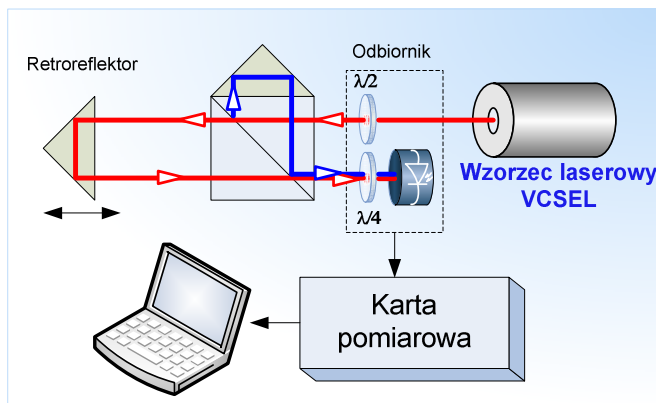


Rys.5.40 Względna zmiana średnich częstotliwości różnicowych i wyznaczenie odtwarzalności częstotliwości wzorca laserowego

Zbudowania zbudowanych wzorców laserowych dokonano na pikach 85B i 85B z przesunięciem poziomu zerowego (punktu stabilizacji na zboczu piku), aby częstotliwość różnicowa była mniejsza od 1 [GHz]. Wyznaczoną za pomocą miernika wariacji Allana średnią częstotliwość różnicową $\bar{\nu}_R$ rejestrowano, a następnie jeden z laserów przestrajano i ponownie stabilizowano na tym samym piku. Cykl powtórzono 18 razy. Względą zmianę rejestrowanych wartości średnich częstotliwości różnicowych przedstawiono na rys.5.40. Odtwarzalność częstotliwości badanego wzorca, określono jako maksymalną różnicę wyznaczonych częstotliwości średnich, wynoszącą $\Delta\bar{\nu}_{R\max} = 4,44[\text{MHz}]$ co odpowiada odtwarzalności na poziomie $1,2 \cdot 10^{-8}$.

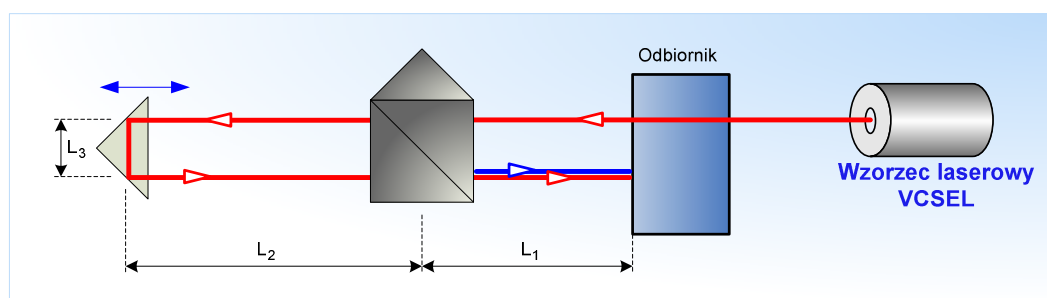
6. Interferometr laserowy

Zbudowany wzorec częstotliwości zastosowano do budowy interferometru laserowego, opartego na półprzewodnikowym laserze VCSEL, którego układ przedstawia rys.6.1. W skład interferometru wchodzi stabilizowany częstotliwościowo wzorec laserowy VCSEL, optyczny układ interferometru Michelsona, fotodetektor (odbiornik) połączony z kartą pomiarową, która zliczając impulsy reprezentujące dystans równy połowie długości fali lasera, oblicza względne przemieszczenie retroreflektora.



Rys.6.1 Schemat układu interferometru laserowego oraz jego realizacja

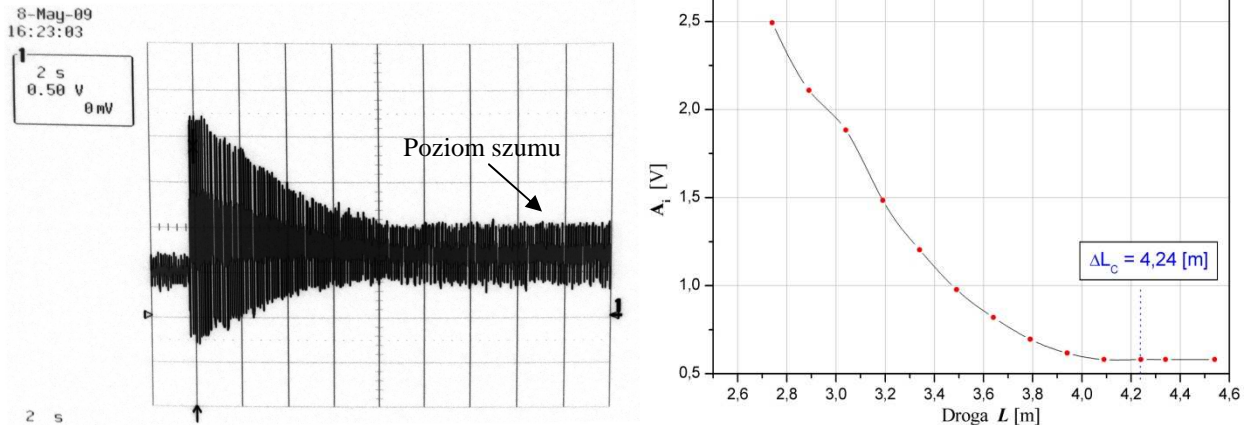
Ważny parametr interferometru, jakim jest zakres pomiarowy, determinuje droga koherencji, której wartość teoretyczna wynosi 4,28 [m]. Badanie drogi koherencji ΔL_c zbudowanego interferometru wykonano w układzie jak na rys.6.2, badając podczas przemieszczania retroreflektora, amplitudę A sygnału interferencyjnego, aż do momentu jego zaniku (rys.6.3).



Rys.6.2 Układ do wyznaczenia wartości drogi koherencji

Drogę przebytą przez wiązkę laserową w ramieniu pomiarowym interferometru, wyznaczono z zależności (6.1) a dokładność pomiaru poszczególnych odległości L_x wynosi $\delta L = \pm 1$ [cm].

$$L_c = L_1 + 2L_2 + L_3 \quad (6.1)$$

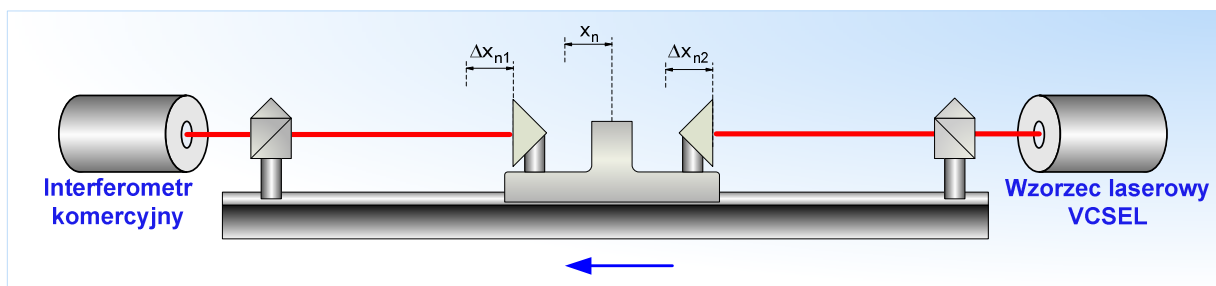


Rys.6.3 Spadek amplitudy sygnału interferencyjnego i jego zanik dla ΔL_c

Wartość drogi ΔL_c , przy której znikają prążki interferencyjne, wyniosła $\Delta L_c = (4,24 \pm 0,04)$ [m]. Zatem teoretyczna wartość drogi koherencji mieści się w granicy błędu wyznaczonej doświadczalnie wartości ΔL_c .

Wynikający z wartości drogi koherencji zakres pomiarowy interferometru (około 2 [m]), w praktyce okazuje się krótszy i związany jest z ograniczeniem możliwości prawidłowej detekcji sygnału interferencyjnego o coraz mniejszych amplitudach przez układy elektroniczne. W układzie wykonanego interferometru Michelsona, praktyczny zakres pomiarowy wynosi $L_{2max} = 1,6$ [m].

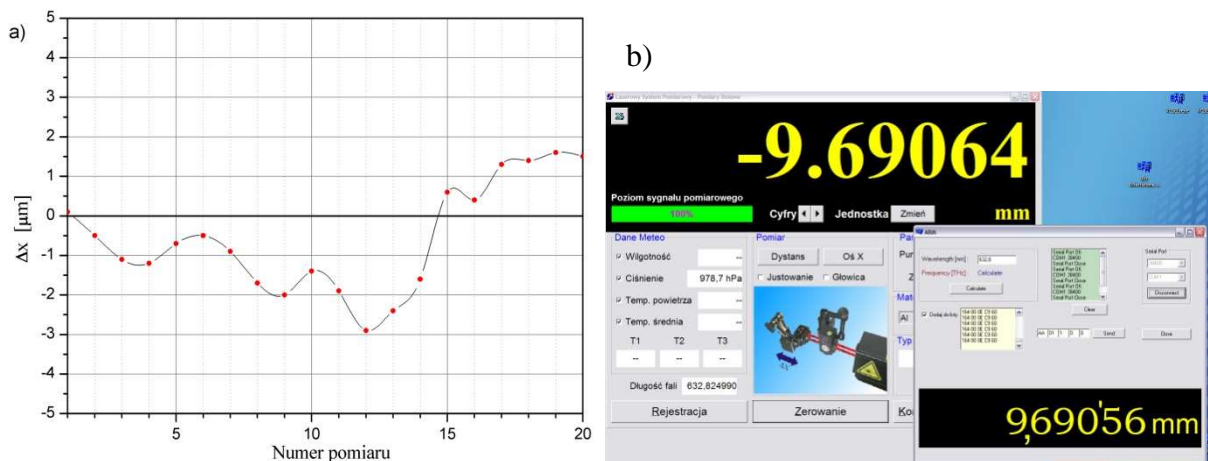
Sprawdzenia poprawności pomiaru przemieszczenia półprzewodnikowego interferometru laserowego, dokonano w układzie jak na rys.6.4, poprzez porównanie z interferometrem komercyjnym na długość fali 632,8 [nm]. Umieszczając retroreflektory



Rys.6.4 Stanowisko do sprawdzenia poprawności pomiaru przemieszczenia przez badany interferometr laserowy

interferometrów na wspólnym suporcie, którego położenie zmieniamy, dokonujemy pomiarów względnego przemieszczenia Δx_n . Różnicę wskazań Δx pomiędzy zbudowanym a komercyjnym interferometrem (uwzględniając kierunek przesunięcia) przedstawiono na rys.6.5a i wynosi maksymalnie 2,9 [μm]. Niewielkie rozbieżności w komparacyjnej metodzie pomiaru przesunięcia, wynikają z braku kompensacji warunków otoczenia dla badanego

interferometru (temperatura, ciśnienie i wilgotność), które wpływając na wartość



Rys.6.5 Różnica wskazań przesunięcia Δx pomiędzy interferometrem badanym a komercyjnym (a) oraz ich aplikacje komputerowe

współczynnika załamania powietrza, zmieniają długość fali w ośrodku, wprowadzając błąd pomiaru przemieszczenia. Kompensację zmian współczynnika załamania ośrodka opisuje zależność Edlen'a [106,107] i wymaga wyposażenia interferometru w stację pomiaru parametrów środowiskowych otoczenia. Głównym źródłem błędów pomiaru przemieszczenia jest tzw. błąd kosinusa oraz w mniejszym stopniu błąd Abbego. Błąd kosinusa występuje w każdym pomiarze interferometrycznym, gdyż związany jest brakiem idealnej równoległości laserowej wiązki pomiarowej względem osi pomiaru przemieszczenia. Można łatwo wykazać, że dla wartości kąta pomiędzy osią pomiarową a wiązką laserową wynoszącym $\alpha = 0^\circ 10'$, błąd pomiaru przemieszczenia wynosi $5 \text{ } [\mu\text{m}]$ na każdy metr długości mierzonego dystansu.

Błędy zastosowanej metody pomiarowej minimalizuje się poprzez dokonanie komparacji laserów w układzie z jednym kompletem optyki pomiarowej oraz jednego zamocowania optycznego elementu interferometru Michelsona. Dąży się zatem do minimalizacji różnicy drogi optycznej wiązek komparowanych laserów. Ze względu na różne długości fal porównywanych interferometrów laserowych, zastosowanie tej metody było niemożliwe (jeden komplet optyki pomiarowej jest przeznaczony na odpowiednią długość fali).

7. Podsumowanie

Głównym celem pracy było opracowanie nowej koncepcji i wykonanie laserowego wzorca częstotliwości na długość fali 780 [nm], który jako źródło promieniowania wykorzystuje półprzewodnikowy laser VCSEL. Założony cel pracy został w pełni osiągnięty. Zbudowany wzorzec może być wykorzystany nie tylko jako źródło częstotliwości odniesienia w procesie kalibracji laserów do zastosowań w interferometrii, ale również jako stabilizowane częstotliwościowo źródło promieniowania samego interferometru laserowego.

Duży wpływ wartości prądu oraz temperatury na częstotliwość generacji lasera VCSEL (odpowiednio 182,4 [GHz/mA] oraz 26,6 [GHz/°C]) wymaga stosowania specjalnego źródła prądowego zasilającego laser oraz układu stabilizacji temperatury. Autor opracował, zaprojektował i wykonał układy wysoce stabilnego źródła prądowego o stałości prądu ± 23 [nA] oraz stabilizacji temperatury ($\pm 0,0002$ [°C]) tworząc swoisty sterownik lasera VCSEL, który pod względem uzyskanych parametrów jest unikatowy i nie posiada swojego komercyjnego odpowiednika.

Zaproponowana przez autora innowacyjna metoda PS-DAVLL stabilizacji częstotliwości VCSEL pozwoliła uzyskać stałość częstotliwości lasera $S_{(\tau=10ms)}=5,6 \cdot 10^{-9}$, a więc o dwa rzędy wielkości lepszą niż założoną w tezie pracy oraz uzyskaną modulacyjną metodą stabilizacji na trzecią harmoniczną sygnału dyskryminacji. Całkowita moc pobierana przez wzorzec laserowy wynosi zaledwie 1,5 [W].

Zastosowanie mikroprocesora jako układu nadzorującego i sterującego pracą wzorca laserowego, pozwoliło na pełną automatyzację procesu detekcji i stabilizacji częstotliwości na wybranym pikie absorpcyjnym. Dzięki temu zbudowany wzorzec laserowy może obsługiwać osoba nie posiadająca dużego doświadczenia i szczegółowej wiedzy z zakresu stabilizacji częstotliwościowej laserów. Wzorzec poprzez interfejs USB współpracuje z oprogramowaniem, umożliwiającym oprócz podstawowej dla urządzenia funkcjonalności, rejestrację wyników i przeprowadzania badań przedstawionych w dysertacji. Zwarta konstrukcja mechaniczna oraz wyeliminowanie z układu stabilizacji wrażliwych na drgania elementów jak np. strojone piezostosem siatki dyfrakcyjne, pozwala na wykorzystanie wzorca laserowego w warunkach przemysłowych.

Na bazie wykonanego wzorca zbudowano prototypowy interferometr laserowy wraz z oprogramowaniem stanowiącym interfejs użytkownika. Interferometry z laserami gazowymi posiadają zakres pomiarowy około 30 [m] i pod tym względem są nadal

bezkonkurencyjne, to jednak uzyskany zakres pomiarowy 1,6 [m] półprzewodnikowego interferometru laserowego, stwarza szerokie możliwości jego zastosowania w mniejszych maszynach współrzędnościowych sterowanych numerycznie i wszelkich innych urządzeniach kontrolno-pomiarowych stosowanych w przemyśle lub laboratorium, wymagających pomiarów przemieszczeń z mikrometrową dokładnością. Szczególnymi zaletami interferometru wykorzystującego laser VCSEL jest możliwość jego miniaturyzacji oraz niewielki pobór mocy wynoszący zaledwie 6 [W], podczas gdy interferometry z laserami gazowymi pobierają moc około 60 [W]. Miniaturyzacja połączona ze znacznym ograniczeniem energii cieplnej rozpraszanej przez zbudowany interferometr, pozwala na integrację laserowego systemu pomiarowego z urządzeniem docelowym.

Do najważniejszych osiągnięć naukowych i technicznych autora, związanych z prezentowaną pracą należy zaliczyć:

- Opracowanie i wykonanie wysoce stabilnego źródła prądowego sterowanego napięciem oraz układu stabilizacji temperatury lasera VCSEL.
- Badania polaryzacji mające szczególne znaczenie z punktu widzenia zastosowania lasera VCSEL w pomiarach interferometrycznych.
- Przeprowadzenie dogłębnej analizy i pomiarów współczynnika Henry'ego (α) w celu wyjaśnienia istoty i przyczyn poszerzenia spektralnej linii promieniowania laserów typu VCSEL.
- Opracowanie oryginalnej i innowacyjnej metody PS-DAVLL stabilizacji częstotliwości lasera VCSEL.
- Opracowanie i wykonanie półprzewodnikowego laserowego wzorca częstotliwości na długość fali 780 [nm] z w pełni automatyczną detekcją pików absorpcyjnych i procedurą zamknięcia pętli stabilizacji oraz obsługą z poziomu oprogramowania komputerowego.
- Budowa prototypowego interferometru laserowego z wykorzystaniem VCSEL o zakresie pomiarowym 1,6 [m] i całkowitym poborze mocy 6 [W].

Obecnie pojawia się możliwość zwiększenia zakresu pomiarowego zbudowanego przez autora interferometru półprzewodnikowego, związana z pojawieniem się nowej konstrukcji lasera półprzewodnikowego HCSEL (*Horizontal Cavity Surface Emitting Laser*) o wartości szerokości linii widmowej 20 [MHz], co odpowiada drodze koherencji około 15 [m]. Nowa konstrukcja lasera stanowi połączenie lasera DFB i jednomodowego lasera VCSEL.

Literatura

- [1] M. I. Nathan , W. P. Dumke, G. Burns, „Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions”, *Applied Physics Letters*, Vol. 1, No. 3, 1962, pp. 62-64.
- [2] R. N. Hall, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, „Coherent Light Emission From GaAs Junctions”, *Physical Review Letters*, Vol. 9, No. 9, 1962, pp. 366-368.
- [3] N. Holonyak , S. F. Bevacqua, „Coherent (visible) light emission from Ga (As₁-Px) Junctions”, *Applied Physics Letters*, Vol. 1, No. 4, 1962, pp. 82-83.
- [4] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, H. J. Zeigler, „Semiconductor maser of GaAs”, *Applied Physics Letters*, Vol. 1, No. 4, 1962, pp. 91-92.
- [5] D. N. Nasledov, A. A. Rogachev, S. M. Ryvkin, B. V. Tsarenkov, „Recombination radiation of gallium arsenic”, *Fizika Tverdogo Tela*, Vol. 4, No. 4, 1962, pp. 1062.
- [6] B. Mroziewicz, M. Bugajski, W. Nakwaski, „*Lasery półprzewodnikowe*”, Warszawa, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1985.
- [7] W. R. Rowley, D. C. Wilson, „Wave-Length Stabilization of an Optical Maser”, *Nature*, Vol. 200, 1963, pp. 745-747.
- [8] K. Shimoda, „Stabilization of the He-Ne Maser on the Atomic Line Center ”, *J. Opt. Soc. Am.*, 54, 1964, pp. 560. Uszczegółowiono w publikacji K. Shimoda, A. A. Javan, „Stabilization of the He-Ne Maser on the Atomic Line Center”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 36, 1965, pp. 718-726.
- [9] K. Shimoda, „Absolute Frequency Stabilization of the 3,39 μm Laser on a CH₄ Line”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. IM-17, 1968, pp. 343-346.
- [10] W. E. Lamb , „Theory of an Optical Maser”, *Phys. Rev.*, Vol. 134, 1964, pp. A1429-A1450.
- [11] P. H. Lee, M. L. Skolnicki, „Saturated Neon Absorption Inside a 6328 Å Laser”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 10, 1967, pp. 303-305.
- [12] L. O. Hocker, „Absolute Frequency Measurement and Spectroscopy of Gas Laser Transitions in the Far Infrared“, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 10, 1967, pp. 147-149.
- [13] Yu. A. Bykovskii, „Use of a Fabry-Perot Resonator the Stabilization of the Frequency of an Injection Laser“, *Sov. Phys.-Semiconductors*, Vol. 4, 1970, pp. 580-583.
- [14] J. L. Picque, S. Roizen, „Frequency-Controlled CW Tunable GaAs Laser”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 27, 1995, pp. 340-342.

-
- [15] R. A. McFarlane, W. R. Bennett, W. E. Lamb, „Single Mode Tuning Dip in the Power Output of an He-Ne Optical Maser”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 2, 1963, pp. 189-190.
- [16] T. Okoshi, „Feasibility study of frequency-division multiplexing optical communication systems using optical heterodyne or homodyne schemes”, *Paper of Technical Group, TGOQE*, 1979, pp.78-139.
- [17] T. Ikegami, S. Sudo, Y. Sakai, „Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes”, ISBN 0-89006-648-5, 1995.
- [18] T. Okoshi, K. Kikuchi, „ Frequency Stabilization of Semiconductor Lasers for Heterodyne-type Optical Communication Schemes”, *Electron. Lett.*, Vol. 16, 1980, pp. 179-181.
- [19] V. Gerginov, V. Shah, S. Knappe, L. Hollberg, J. Kitching, „Atomic-based stabilization for laser-pumped atomic clocks”, *Opt. Lett.*, Vol. 31, 2006, pp. 1851-1853.
- [20] S. Sambor, „Laserowy wzorzec częstotliwości“, Rozprawa doktorska, Raport nr I28/P-027/01, Politechnika Wroclawska, 2001.
- [21] K. M. Abramski, „Analiza układów stabilizacji częstotliwości laserów gazowych“, *Rozprawy Elektroniczne* 30 z. 3, 1984, 813-822.
- [22] Y. C. Chung, R. W. Tkach, „Frequency Stabilization of a 1.3 μm DFB Laser to an Argon Line Using Optogalvanic Effect”, *Electron. Lett.*, Vol. 24, 1988, pp. 804-805.
- [23] Y. C. Chung, C. B. Roxlo, „Frequency-Locking of a 1.5 μm DFB Laser to a Krypton Line Using Optogalvanic Effect”, *Electron. Lett.*, Vol. 24, 1988, pp. 1048-1049.
- [24] R. B. Green i inni, „Use of an Opto-Galvanic Effect to Frequency-Lock a Continuous Wave Dye Laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 13, 1977, pp. 63-64.
- [25] S. Yamaguchi, M. Suzuki, „Frequency Stabilization of a Diode Laser by Use of the Optogalvanic Effect”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 41, 1982, pp. 597-598.
- [26] Y. C. Chung, „Frequency-Locking 1.3- and 1.5- μm Semiconductor Lasers for Lightwave Systems Applications”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. 8, 1990, pp. 869-876
- [27] G. C. Bjorklund, „Frequency-modulation spectroscopy: A new method for measuring weak absorptions and dispersions,” *Opt. Lett.*, Vol. 5, 1980, pp. 15-17.
- [28] M. S. Zahniser, D. D. Nelson, J. B. McManus, P. L. Keabian, „Measurement of trace gas fluxes using tunable diode laser spectroscopy,” *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* 351, 1995, pp. 371-382.

-
- [29] C. B. Carlisle, D. E. Cooper, H. Preier, „Quantum noise-limited FM spectroscopy with a lead-salt diode laser,” *Appl. Opt.*, Vol. 28, 1989, pp. 2567-2576.
- [30] J. M. Supplee, E. A. Whittaker, W. Lenth, „Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy,” *Appl. Opt.*, Vol. 33, 1994, pp. 6294-6302.
- [31] U. Gustafsson, G. Somesfalean, J. Alnis, S. Svanberg, „Frequency-Modulation Spectroscopy with Blue Diode Lasers”, *App. Opt.*, Vol. 39, Issue 21, 2000, pp. 3774-3780.
- [32] P. Werle, F. Slemr, M. Gehrtz, Ch. Bräuchle, „Quantum-limited spectroscopy with a lead-salt diode laser,” *Appl. Phys. B* 49, 1989, pp. 99-108.
- [33] T. Sato, „Frequency Stabilization of a Semiconductor Laser Using Rb-D₁ and D₂ Absorption Lines,” *Electron. Lett.*, Vol. 24, 1988, pp. 429-431.
- [34] K. L. Corwin, Z. T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, C. E. Wieman, „Frequency stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor”, *Applied Optics*, Vol. 37, No. 15, 1998, pp. 3295-3298.
- [35] B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, O. Moreau, H. Sorel, „Laser frequency stabilization using Zeeman effect”, *Journal de Physique III*, Vol. 4, No. 2, 1994, pp. 401-406.
- [36] M. Miyabe, M. Kato, M. Oba, I. Wakaida, K. Watanabe, K. Wendt, „Development of Frequency Stabilized Diode Laser Based on a Spectroscopic Study of Magnetically Induced Circular Dichroism of Atomic Rubidium”, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. 5A, 2006, pp. 4120–4122.
- [37] G. Waşik, W. Gawlik, J. Zachorowski, W. Zawadzki, „Laser frequency stabilization by Doppler-free magnetic dichroism”, *Appl. Phys. B* 75, 2002, pp. 613-619.
- [38] K. Iga, F. Koyama, S. Kinoshita, „Surface emitting semiconductor laser”, *IEEE J. Quant. Electron.*, Vol. 24, 1988, pp. 1845–1855.
- [39] K. Iga, „Surface emitting laser”, *Trans. IEICE, C-I*, Vol. JBI-C-1, No. 9, 1998, pp. 483–493.
- [40] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, Y. Suematsu, „GaInAsP/InP surface emitting injection lasers”, *Japan. J. Appl. Phys.*, Vol. 18, 1979, pp. 2329–2330.
- [41] K. Iga, „Surface-Emitting Laser—Its Birth and Generation of New Optoelectronics Field”, *Quantum Electronics*, Vol. 6, No. 6, 2000, pp. 2001-2015.
- [42] S. Gonda and Y. Matsushima, „Molecular beam epitaxy of GaP and GaAsP”, *Jap. J. Appl. Phys.*, Vol. 15, No. 11, 1976, pp. 2093-2101.

- [43] J. M. van Hove, P. I. Cohen, „Mass action control of AlGaAs and GaAs growth in molecular beam epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 47, No. 7, 1985, pp. 726-728.
- [44] P. S. Kop'ev, N. N. Ledentsov, „Molecular beam epitaxy of heterostructures made of III/V compounds”, *Sov. Phys. Semicond.*, Vol. 22, No. 10, 1988, pp. 1093-1101.
- [45] K.-Y. Cheng, „Molecular Beam Epitaxy Technology of III-V Compound Semiconductors for Optoelectronic Applications”, *IEEE Proc.*, Vol. 85, No. 11, 1997, pp.1694-1714.
- [46] M. Bugajski, „Technologia nanostruktur półprzewodnikowych w zastosowaniu do wytwarzania przyrządów fotonicznych”, VII Konferencja Naukowa „Technologia Elektronowa” ELTE 2000, pp. 589-596.
- [47] Ch. P. Hussell, R. V. Ramaswamy, „High Reflectance DBR Gratings in LiNbO₃ Channel Waveguides for WDM Applications“, *IEEE*, Vol.2, 1995, pp. 285-286.
- [48] Rickard Marcks von Würtemberg, „ Design and fabrication of long wavelength vertical cavity lasers on GaAs substrates”, Rozprawa doktorska, Department of Microelectronics and Applied Physics Royal Institute of Technology (KTH), Szwecja 2008, ISBN 978-91-7178-990-7.
- [49] R. Hui, N. Caponio, S. Benedetto, I. Montrosset, „Linewidth of a Semiconductor Laser Operating Near Threshold”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, No.8, 1992, pp. 841-843.
- [50] M. W. Fleming and A. Mooradian, „Fundamental line broadening of single-mode (GaAl)As diode lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 38, 1981, p. 511.
- [51] A. L. Schawlow, C. H. Townes, „Infrared and Optical Masers”, *Physical Review*, Vol. 112, No. 6, 1958, pp. 1940-1949.
- [52] M. Lax, „Classical noise V. Noise in self-sustained oscillators”, *Phys. Rev.*, Vol. 160, 1967, pp. 290.
- [53] M. Lax, „Quantum noise X. Density-matrix treatment of field and population-difference fluctuations”, *Phys. Rev.*, Vol. 157, 1967, p. 213.
- [54] Ch. H. Henry, „Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers”, *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, Vol. 18, No. 2, 1982, pp. 259-264.
- [55] J. P. van der Ziel, „Spectral broadening of pulsating Al_xGa_{1-x}As double heterostructure lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979, Vol. 15, pp. 1277-1281.
- [56] B. Hakki, „Optical and microwave instabilities in injection lasers”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 51, 1980, pp. 68.

-
- [57] P. Signoret, F. Marin, „3.6-MHz Linewidth 1.55- μm Monomode Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 4, 2001, pp. 269-271.
- [58] Ch. Lauer, M. Amann, „Calculation of the Linewidth Broadening in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers due to Temperature fluctuations”, *Applied Physics Letters*, Vol. 86, 2005.
- [59] Y. Hong, K. A. Shore, „Mode hopping in a side-mode-injected semiconductor laser”, *Journal of Modern Optics*, Vol. 47, No. 11, 2000, pp. 1763-1769.
- [60] I. Gatare, M. Triginer, H. Thienpont, K. Panajotov, M. Sciamanna, „Experimental study of polarization switching and polarization mode hopping induced by optical injection in VCSELs”, *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter*, 2004, pp. 143-146.
- [61] T. A. Heumier, J. L. Carlsten, „Detecting mode hopping in semiconductor lasers by monitoring intensity noise”, *IEEE, J. Quantum Electronics*, Vol. 29, No. 11, 1993, pp. 2756-2761.
- [62] K.S. Repasky, „Extending the continuous tuning range of an external-cavity diode laser”, *Applied Optics*, Vol. 45, No. 35, 2006, pp. 9013-9020.
- [63] S.E. Park, T.Y. Kwon, „A Compact Extended-Cavity Diode Laser With a Littman Configuration”, *IEEE*, Vol. 52, No. 2, 2003, pp. 280-283.
- [64] C. Degen, I. Fischer, W. Elsässer, „Transverse modes in oxide confined VCSELs: Influence of pump profile, spatial hole burning and thermal effects”, *Optics Express*, Vol. 5, No. 3, 1999.
- [65] T. Gensty, K. Becker, I. Fischer, „Wave Chaos in Real-World Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers”, *Physical Review Letters*, PRL 94, 2005.
- [66] H. Otoma, A. Murakami, Y. Kuwata, N. Ueki, N. Mukoyama, T. Kondo, A. Sakamoto, S. Omori, H. Nakayama, T. Nakamura, „Single-Mode Oxide-Confined VCSEL for Printers and Sensors”, *Electronics System Integration Technology Conference, IEEE*, Vol. 1, 2006, pp. 80-85.
- [67] J. F. Seurin, S. L. Chuang, L. Chirovsky, K. D. Choquette, „Novel VCSEL designs deliver high single-mode output power”, *Laser Focus World*, Vol. 38, maj 2002.
- [68] P'eter Csaba Nyakas, „Three-Dimensional Simulation of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers”, *Rozprawa doktorska, Budapest University of Technology and Economics* 2008.

-
- [69] L. M. F. Chirovsky, W.S. Hobson, R.E. Leibenguth, „Implant-apertured and index-guided vertical-cavity surface-emitting lasers (I^2 -VCSELs)”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, No. 5, 1999, pp. 500 – 502.
- [70] D. Lu, J. Ahn, D.G. Deppe, „ All-epitaxial current- and mode-confined AlGaAs/GaAs VCSEL”, *Electronics Letters*, Vol.40, No. 21, 2004, pp. 1336- 1337.
- [71] J.Staden, T.Gensty, „Measurement of the linewidth enhancement factor of quantum cascade lasers by the self-mixing technique”, Proceedings of *SPIE*, The International Society for Optical Engineering, Vol. 6184, 2006, pp.61841E.
- [72] G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, T. Bosch, „Laser diode self-mixing technique for sensing applications”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, Vol. 4, 2002, pp. 283-294.
- [73] I. D. Henning and J. V. Collins, „Measurement of the linewidth broadening factor of semiconductor lasers”, *Electron. Lett.*, Vol. 19, 1987, pp. 927–929.
- [74] G. Liu, X. Jin, and S. L. Chuang, „Measurement of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers using an injection-locking technique”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 13, 2001, pp. 430–432.
- [75] Y.Yu, G.Giuliani, „Measurement of the Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers Based on the Optical Feedback Self-Mixing Effect”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 4, 2004, pp. 990-992.
- [76] T. Ohtoshi, „Dependence of optical gain in crystal orientation in surface-emitting lasers with strained quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 65, No. 15, 1994, pp. 1886-1887.
- [77] K. Tateno, „Growth of vertical-cavity surface-emitting laser structures on GaAs (311)B substrates by metalorganic chemical vapor deposition”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 70, No. 25, 1997, pp. 3395-3397.
- [78] O. Tadanaga, „An 850 nm InAlGaAs strained quantum-well vertical-cavity surface-emitting laser grown on GaAs (311)B substrate with high-polarization stability”, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, Vol. 12, No. 8, 2000, pp. 942-944.
- [79] K. D. Choquette, „Control of vertical-cavity laser polarization with anisotropic transverse cavity geometries”, *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol. 6, No. 1, 1994, pp. 40-42.
- [80] B. Weigl, „High-performance oxide-confined GaAs VCSELs”, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, Vol. 3, No. 2, 1997, pp. 409-415.
- [81] P. Dowd, „Complete polarisation control of GaAs gain-guided top-surface-emitting vertical cavity lasers”, *Electron. Lett.*, Vol. 33, No. 15, 1997, pp. 1315-1317.

- [82] M. Grabherr, „Volume production of polarization controlled single-mode VCSELs”, *Proc. SPIE*, Vol. 6908, 2008.
- [83] H. Haken, „Atomy i kwanty: wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej”, PWN, Warszawa 1997.
- [84] J. Żmija, J. Zieliński, J. Parka, E. Nowinowski-Kruszelnicki, „Displeje ciekłokrystaliczne”, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1993.
- [85] G. Dudzik, „Układ pomiaru położenia wiązki laserowej”, Praca magisterska, Wydział Elektroniki, Politechnika Wrocławska, 2005.
- [86] I. Ben-Aroya, G. Eisenstein, „Characterizing absorption spectrum of natural rubidium by using a directly modulated VCSEL”, *IEEE*, ISBN: 0-7803-9053-9, 2005, pp. 602-607.
- [87] M. Tetu, "Multiwavelength sources using laser diodes frequency-locked to atomic resonances", *IEEE J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, 1989, pp. 1540-1548.
- [88] K. Song i inni, „Determination of rubidium isotopes by using saturated absorption spectroscopy and a seethrough hollow cathode glow discharge cell”, *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, Vol. 13, 1998, pp. 301–303.
- [89] Nibedita Ram, M. Pattabiraman, C. Vijayan, „Low Field Zeeman Magnetometry Using Rubidium Absorption Spectroscopy”, *Journal of Physics: Conference Series* 80, 2007.
- [90] S. Balushev, N. Friedman, L. Khaykovich, D. Carasso, B. Johns, N. Davidson, „Tunable and frequency-stabilized diode laser with a Doppler-free two-photon Zeeman lock”, *Applied Optics*, Vol. 39, No. 27, 2000, pp. 4970-4974.
- [91] J. R. Beacham, K. L. Andrew, „Optical Study of the Hyperfine Structure of the Rubidium Resonance Lines”, *J. Opt. Am.*, Vol. 61, 1971, pp. 231-235.
- [92] H. M. Gibbs, G. C. Churchill, „Laser Spectroscopic Measurement of the ^{87}Rb - ^{85}Rb D_1 -Line Isotope Shift”, *J. Opt. Am.*, Vol. 62, 1972, pp. 1130-1133.
- [93] J. K. Link, „Measurement of the radiative life times of the first excited states of Na, K, Rb and Cs by means of the phase-shift method”, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 56, 1966, pp. 1195-1199.
- [94] P. J. Ilten, „Doppler-free Spectroscopy of Rubidium”, MIT Department of Physics, 2007.
- [95] M. U. Momeen, G. Rangarajan, P. C. Deshmukh, „Magneto Optical Rotation in the Doppler- broadened Spectrum of Rb atoms in Intermediate fields”, *Journal of Physics: Conference Series* 80, 2007.

-
- [96] A. J. Wallard, J.-M. Chartier, J. Hamon, „Wavelength Measurement of the Iodine Stabilized Helium-Neon Laser”, *Metrologia*, No. 11, 1975, pp. 89-95.
- [97] G. R. Hanes, K.M. Baird, J. DeRemigis, „Stability, Reproducibility, and Absolute Wavelength of 633-nm He-Ne Laser Stabilized to an Iodine Hyperfine Component” *Applied Optics*, Vol. 12, No. 7, 1973, pp. 1600-1605.
- [98] T. Petelski, M. Fattori, G. Lamporesi, J. Stuhler, G.M. Tino, „Doppler-free spectroscopy using magnetically induced dichroism of atomic vapor: a new scheme for laser frequency locking”, *The European Physical Journal D*, 2002.
- [99] D. Allan, H. Hellwig, P. Kartaschoff, J. Vanier, J. Vig, G. M. R. Winkler, N. Yannoni, „Standard Terminology for Fundamental Frequency and Time Metrology” *Proceedings of the 42nd Annual Symposium on Frequency Control, Baltimore, Maryland, USA (IEEE 88CH2588-2)*, 1988, pp. 419-425.
- [100] J. A. Barnes, A. N. Chi, L. S. Cutler, „Characterization of Frequency Stability”, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 20, No. 2, 1971, pp. 105-120.
- [101] D. W. Allan, „Statistics of atomic frequency standards,” *Proc. IEEE*, Vol. 54, 1966, pp. 221-230.
- [102] K. Fukuda, M. Tachikawa, M. Kinoshita, „Allan-variance measurements of diode laser frequency-stabilized with a thin vapor cell,” *Applied Physics B*, 77, 2003, pp. 823-827.
- [103] V. Ossenkopf, „The stability of spectroscopic instruments: a unified Allan variance computation scheme”, *A&A* 479, 2007, pp. 915-926.
- [104] G. Popescu, J. M. Chartier, A. Chartier, „Iodine-stabilized He-Ne laser at $\lambda=633$ nm: design and international comparison”, *Optical Engineering*, Vol. 35, No. 5, 1969, pp. 1348-1352.
- [105] O. V. Boyko, A. M. Negriyko, L. P. Yatsenko, „Iodine-Stabilized He-Ne laser pumped by transverse rf-discharge”, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, Vol. 2, No. 1, 1999, pp. 133-141.
- [106] K. P. Birch, M. J. Downs, „An updated Edlen equation for the refractive index of air”, *Metrologia*, No. 30, 1993, pp. 155-162.
- [107] B. Edlen, „The refractive index of air”, *Metrologia*, No. 2, 1966, pp. 77-80.