

Projekt „Ultraprecyzyjne pomiary metodami optyki i fizyki atomowej” sprawozdanie merytoryczne z wykonania projektu

We wniosku złożonym w MNiSW cele projektu zdefiniowaliśmy następująco:

„Podstawowym celem projektu jest rozwój nowoczesnych ultraprecyzyjnych metod pomiarowych wykorzystujących najnowsze osiągnięcia optyki i fizyki atomowej. W ramach projektu zrealizujemy dwa cele:

1. przygotowanie technologii potrzebnych do konstrukcji prototypu zegara atomowego nowej generacji – zegara optycznego i włączenia go do krajowego systemu kontroli czasu,
2. badania w dziedzinie nowej metodyki precyzyjnych pomiarów wspomaganých kwantowo.”

Oba zdefiniowane wyżej cele zostały osiągnięte:

- W ramach pierwszego celu opanowano i przetestowano wszystkie technologie niezbędne do budowy optycznego zegara atomowego:
 - ❖ atomowy wzorzec częstości oparty na atomach ^{88}Sr ,
 - ❖ ultrastabilny laser półprzewodnikowy,
 - ❖ optyczny grzebień częstości.

Szczegółowe wyniki dotyczące atomowego wzorca częstości zawarto w sprawozdaniach z wykonania zadań badawczych 1-3, ultrastabilnego lasera w sprawozdaniach z wykonania zadań badawczych 4-6 a optycznego grzebienia częstości w sprawozdaniach z wykonania zadań badawczych 7-9. Ponadto, w ramach zadania badawczego nr 14 zademonstrowano umiejętność efektywnego połączenia tych trzech technik do wytworzenia wzorca częstości - częstości radiowej bezpośrednio powiązanej z częstością przejścia optycznego w atomach strontu. Należy podkreślić, że w momencie rozpoczynania niniejszego projektu żadna z powyższych trzech technologii nie była dostępna w Polsce.

Najważniejszym rezultatem tej części projektu jest opanowanie przez zespoły naukowe z Uniwersytetu Jagiellońskiego, Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu oraz Uniwersytetu Warszawskiego zaangażowane w realizację projektu *know how* niezbędnego do konstrukcji, w najbliższej przyszłości, prototypu optycznego zegara atomowego. Ponadto, w laboratoriach naukowych Krajowego Laboratorium Fizyki Atomowej Molekularnej i Optycznej zlokalizowanych na Wydziale Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika znalazły się układy doświadczalne, które po niezbędnych modyfikacjach zostaną wykorzystane do budowy Polskiego Optycznego Zegara Atomowego. Wreszcie, realizacja projektu skutkuje wymiernymi wynikami w rozwoju młodej kadry naukowej – po raz pierwszy pojawiła się w Polsce grupa kilkunastu młodych naukowców doskonale przygotowanych do prowadzenia prac badawczo-rozwojowych w zakresie nowoczesnej metrologii czasu i częstości.

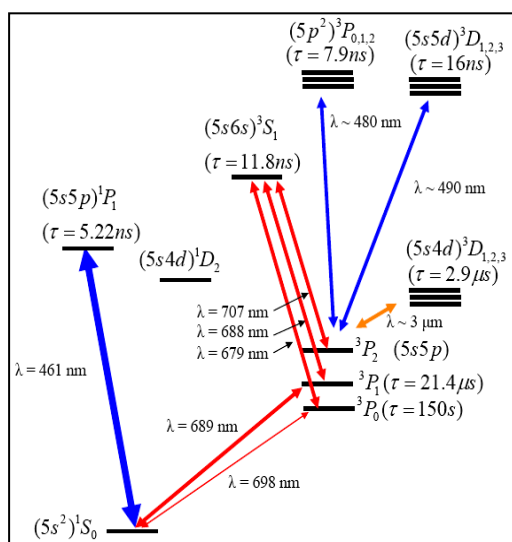
Łącznie, powyższe efekty dają zmianę jakościową w polskim środowisku fizyki atomowej molekularnej i optycznej. Realizacja niniejszego projektu i stowarzyszonego z nim projektu inwestycyjnego pozwoliła Polsce wejść do elitarnego klubu kilku krajów o najwyższym poziomie technologii w dziedzinie metrologii czasu i częstości takich jak: USA, Japonia, Francja, Niemcy czy Wielka Brytania. Warto podkreślić efekt synergii; osiągnięcie światowego poziomu w metrologii czasu i częstości było możliwe wyłącznie dzięki współpracy trzech laboratoriów z czołowych polskich uniwersytetów – żaden z zaangażowanych zespołów badawczych nie miał szans na uzyskanie podobnych wyników w pojedynkę. Przy okazji realizacji projektu poszczególne zespoły naukowe nawiązały też ścisłą współpracę z czołowymi laboratoriami metrologicznymi na świecie: National Institute of Standards and Technology (USA), National Metrology Institute of Japan (Japonia), National Institute of Information and Communications Technology (Japonia), Laboratoire National de Métrologie et d'Essais–Système de Références Temps-Espace (Francja), National Physics Laboratory (Wielka Brytania). Można przypuszczać, że współdziałanie w Polsce i bliskie kontakty z wiodącymi ośrodkami naukowymi świata znajdą odbicie w wysokiej jakości badań naukowych zaangażowanych zespołów naukowych.

- W ramach celu drugiego opracowano kwantowe metody wspomaganie pomiarów w obecności strat i dekoherencji, tj. niekontrolowanego oddziaływania z otoczeniem. Przed rozpoczęciem projektu były znane przede wszystkim wyniki dla wyidealizowanych przypadków, w których dekoherencja nie odgrywała istotnej roli, ze sztandarowym przykładem poprawy skalowania precyzji z granicy szumu śrutowego do granicy Heisenberga. Realizacja projektu wniosła istotny wkład do wiedzy w zakresie metrologii wspomaganie kwantowo udokumentowany publikacjami w tak prestiżowych czasopismach, jak *Nature Photonics* oraz *Physical Review Letters*. Wykazano, że zastosowanie w metrologii realistycznych układów fizycznych, w których występuje dekoherencja, wymaga opracowania nowych strategii przygotowywania stanów kwantowych używanych do estymacji. W konsekwencji zmienia to skalowanie osiągalnej precyzji, jednakże odpowiednia inżynieria stanów kwantowych pozwala wyjść poza ograniczenie szumu śrutowego. W szczególności, przedstawiono ogólną teorię interferometrii kwantowej w obecności strat wraz z efektywnymi metodami optymalizacji schematów pomiarowych oraz dokonano pierwszej na świecie demonstracji metrologii wspomaganie kwantowo dla stratnego pomiaru fazy. Wyniki te dokumentują realizację zadań badawczych 10-13 projektu.

Zadanie 1 „Opracowanie układu wzorca atomowego”

Główne założenia opracowanej konstrukcji układu optyczno-laserowego są następujące:

- Wstępne chłodzenie i pułapkowanie magnetoptyczne na silnym przejściu rezonansowym $^1S_0 - ^1P_1$ (461 nm) atomów ^{88}Sr .
- Pułapka MOT pracująca na przejściu 461 nm ładowana przez wiązkę atomową za pomocy spowalniacza zeemanowskiego.
- Drugi stopień chłodzenia na przejściu $^1S_0 - ^3P_1$ (689 nm).
- Przejście 689 nm wykorzystywane jako przejście wzorcowe.



Rys. 1. Schemat poziomów energetycznych i przejść istotnych dla pracy wzorca z zimnymi atomami ^{88}Sr

Wybór takiego układu pozwala na realizację wzorca częstotliwości optycznych z zimnymi atomami, dającego perspektywę daleko idącej rozbudowy i udoskonaleń, a także wielu zastosowań badawczych. Podobne konstrukcje z wzorcem strontowym są stosowane w laboratoriach we Francji, Niemczech, USA, Japonii.

Zadanie zostało wykonane.

Zadanie 2 „Budowa układu wzorca atomowego”

Opracowana konstrukcja została wykonana i uruchomiona zgodnie z założeniami. W szczególności:

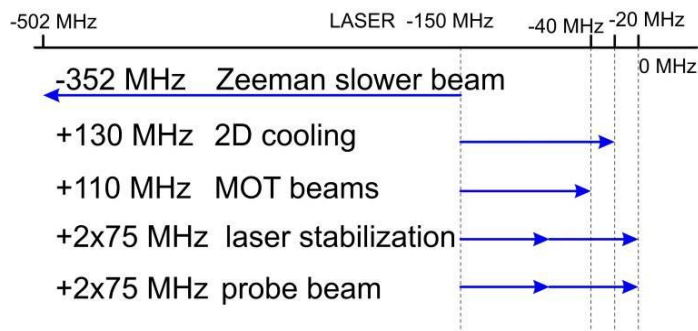
* Opracowano i uruchomiono układy stabilizacji częstotliwości i elektronicznego przestrajania laserów (461, 679, 689 i 707 nm).

Układy te są wyposażone w szereg układów optycznych i laserów dostrojonych do odpowiednich przejść:

- Lasery do chłodzenia i pułapkowania atomów:
 - laser 461 nm (Toptica TA-SHG) pro stabilizowany do przejścia atomowego z użyciem lampy z katodą wnękową, 400 mW mocy,
 - diodowe lasery repompujące 679 nm i 707 nm (Toptica),
 - układ formowania wiązek i zadawania częstości: wiązka z lasera dzielona na niezależne wiązki do chłodzenia dwuwymiarowego (częstość -20 MHz względem rezonansu), do spowalniacza zeemanowskiego (-502 MHz), do

pułapki magneto-optycznej (-40 MHz) i do detekcji (rezonansowa). Częstości ustalane są przez modulatory akusto-optyczne, wiązki są formowane przestrzennie przez przesłanie przez jednomodowe światłowody, mają regulowaną polaryzację i natężenie.

Rys. 2 przedstawia parametry wiązek laserowych użytych do spowalniania i pułapkowania atomów strontu ^{88}Sr za pomocą laserów o dł. fali 461 nm,

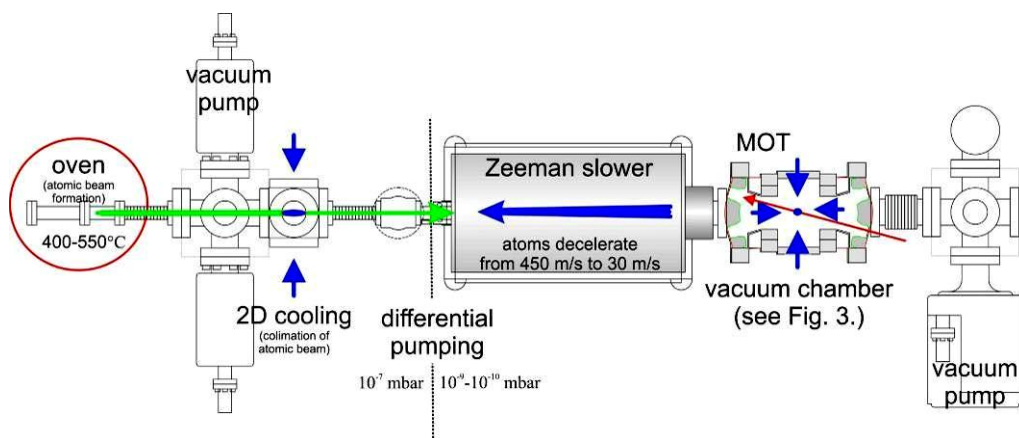


Rys. 2. Ustawienie częstości wiązek laserowych względem lasera odstrojonego o 150 MHz od przejścia $^1S_0 - ^1P_1$.

- Rezonator dla wstępnej stabilizacji i zawężenia widma lasera na przejściu 689 nm. Rezonator charakteryzuje się dostateczną stabilnością termiczną, aby przy aktywnej stabilizacji częstości zawęzić szerokość widmową lasera do wartości rzędu 10 kHz. Jest to urządzenie pomocnicze – główny laser wąskopasmowy powstał w wyniku realizacji zadań badawczych 4-6.

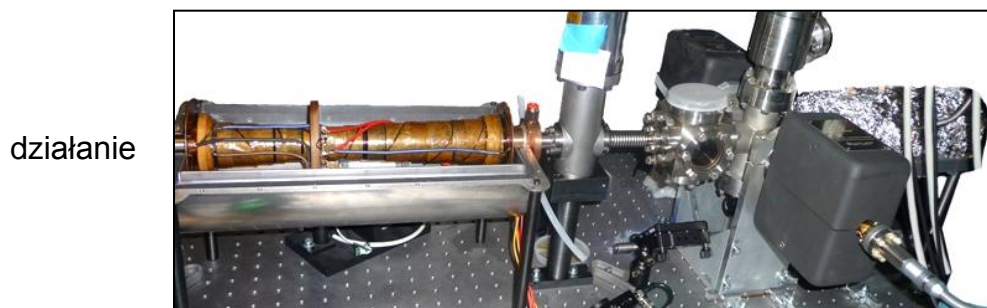
* Opracowano i uruchomiono próżniowy układ strumienia atomów strontu i spowalniacz zeemanowski.

Układ próżniowy strumienia atomów strontu (Rys. 3) obejmuje układ pomp o różnych szybkościach pompowania (pompowanie różnicowe z dwiema strefami: 10^{-7} i 10^{-9} - 10^{-10} mbara), piec z atomami Sr grzany do 650°C , dyszę kolimującą złożoną z układu kapilar ($F_{i_{\text{wewn.}}} = 200 \mu\text{m}$). Osiągnięty stopień kolimacji wynosi 25 mrad i pozwala na bardzo dużą



wartość transmisji wiązki atomowej.

Rys. 3. Układ próżniowy strumienia atomowego i pułapki (na zielono zaznaczono wiązkę atomową a na niebiesko wiązki spowalniające i pułapkujące).



działanie

Spowalniacz zeemanowski wykorzystuje spowalniających sił

ciśnienia światła i odpowiednie ukształtowanie pola magnetycznego przez specjalnie zaprojektowany solenoid. Jego podstawowe parametry są następujące: długość 27,5 cm, maksymalna szybkość wychwytu 450 m/s, końcowa szybkość atomów <30 m/s, strumień atomów 7×10^9 atomów/s przy temp. pieca 460°C.

Rys. 4. Fotografia części aparatury próżniowej z solenoidem spowalniacza zeemanowskiego (bez ekranu magnetycznego), piecem strumienia atomowego i pompami jonowymi.

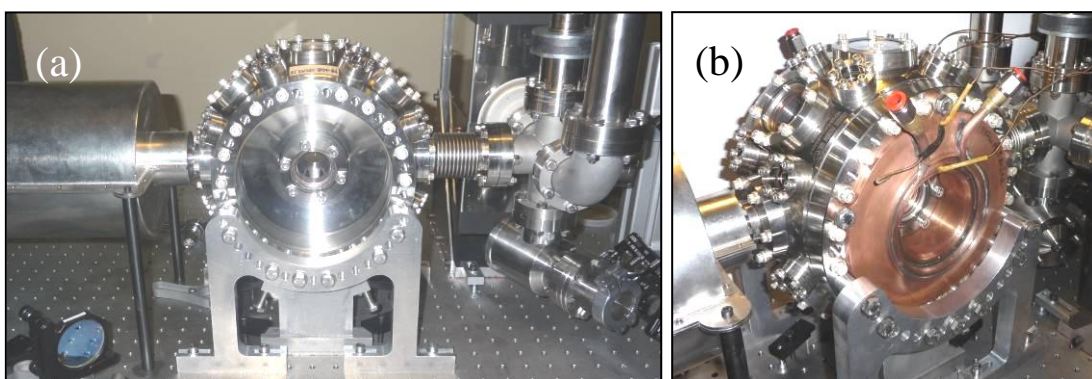
- Uruchomiono i wypróbowano spowalniacz zeemanowski dla atomów ^{88}Sr .

* Zbudowano i uruchomiono układ pułapki magnetoptycznej z komorą próżniową

Pułapka obejmuje komorę wysokiej próżni (rzędu 10^{-9} mbar) połączoną ze spowalniaczem zeemanowskim i wyposażoną w wiele portów optycznych pozwalających na wprowadzanie szeregu wiązek laserowych do pułapki i przeprowadzanie pomiarów spektroskopowych, oraz układu wytwarzającego niejednorodne pole magnetyczne.

Zbudowana pułapka magnetoptyczna (MOT) działa dwuetapowo:

- a) w pierwszym etapie odbywa się wstępne pułapkowanie atomów przy temperaturze - kilku mK wykorzystujące niebieskie światło laserowego (przejście 461 nm)
- b) w drugim etapie następuje chłodzenie do temperatur rzędu kilku μK przy pomocy światła dostrojonego do przejścia 689 nm.



Rys.5. Widok aparatury próżniowej przedstawiający (a) fragment spowalniacza i komorę przed zamontowaniem cewek pułapki kwadropolowej i (b) komorę z zamontowanymi cewkami.

Zadanie zostało wykonane.

Zadanie 3 „Montaż i diagnostyka układu wzorca atomowego”

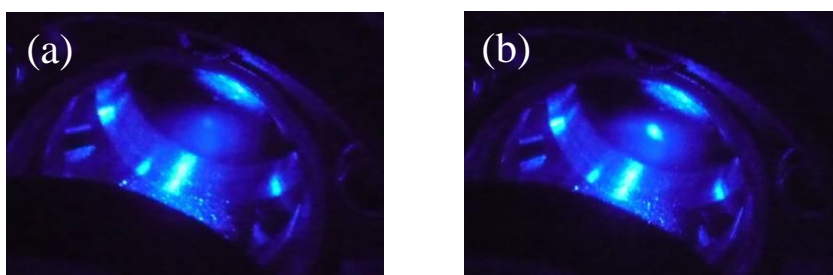
Po uruchomieniu pułapki określono jej główne charakterystyki i przeprowadzono diagnostykę parametrów zbudowanego wzorca:

* Przejście 461 nm – „niebieska pułapka”

Liczba atomów.

- Przy temp. pieca 460°C, gradiencie pola magnet. 37 G/cm w pułapce jest 6×10^8 atomów.
- Lasery repompujące zwiększają liczbę atomów w pułapce o czynnik 5–6.

Rys. 6 przedstawia widoczne gołym okiem świecenie chmury spułapkowanych atomów ^{88}Sr po wzbudzeniu światłem 461 nm od wiązek MOT odstrojonych 40 MHz od centrum linii rezonansowej. Do pomiarów ilościowych używany był wykalibrowany detektor.



Rys. 6. Fotografia fluorescencji emitowanej przez chmurę zimnych atomów ^{88}Sr wzbudzaną wiązkami MOT (a) - pułapka wyłączona, (b) włączona pułapka magnetooptyczna

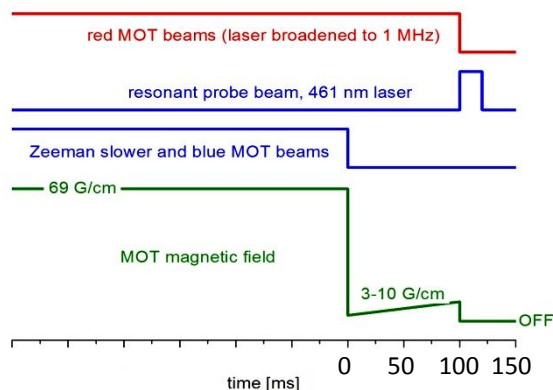
* Przejście 689 nm – „czerwona pułapka”

Ze względu na znacznie mniejszą liczbę atomów pułapkowanych w „czerwonej pułapce” oraz ok. 1000 x słabsze prawdopodobieństwo przejścia $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$ wzgl. przejścia $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$, nie obserwowano rezonansowego świecenia atomów wzbudzonych do stanu $^3\text{P}_1$ (linia 689 nm).

Diagnostyka czerwonej pułapki odbywała się poprzez zastosowanie procedury, przedstawionej schematycznie na Rys. 7. Obejmuje ona następujące kroki:

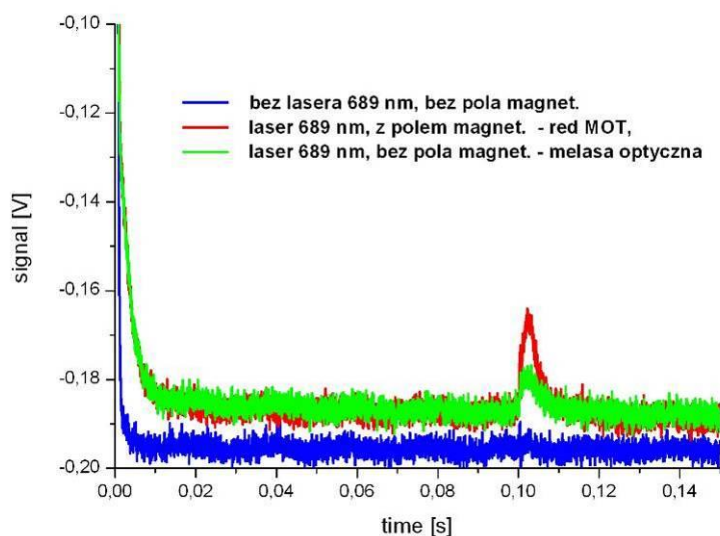
- Laser 698 nm wzbudza przejście $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$. Fluorescencja na tym przejściu jest zbyt słaba dla bezpośredniej detekcji i zdominowana przez silne świecenie na linii 461 nm.
- Wiązka spowalniająca i niebieskiej pułapki (461 nm) zostaje wyłączona ($t=0$). Laser 689 nm zostaje poszerzany spektralnie do ok. 1 MHz przez modulację dla wychwycenia wszystkich klas prędkości atomów z rozkładu odpowiadającego temperaturom rzędu 1 mK (prędkościom rzędu 50 cm/s).
- Po fazie niebieskiej pułapki MOT następuje szybkie zmniejszenie gradientu pola magnetycznego do wartości optymalnej dla spułapkowania atomów w czerwonej pułapce MOT (kilka G/cm). Następnie atomy w czerwonej pułapce są w czasie 100 ms kompresowane przez zwiększenie gradientu pola do 10 G/cm.
- Po regulowanym opóźnieniu rzędu 100 ms zostaje ponownie włączony laser niebieski indukujący fluorescencję na silnym przejściu rezonansowym 461 nm. Ze względu na znacznie większe prawdopodobieństwo przejścia do stanu $^1\text{P}_1$ niż do stanu $^3\text{P}_1$ sygnał ten jest wykrywalny za pomocą fotopowielacza.

- Po 100 ms pozostaje 3,5% atomów spułapkowanych w temperaturze 4-10 μK , które można wykorzystać jako wzorzec częstotliwości.



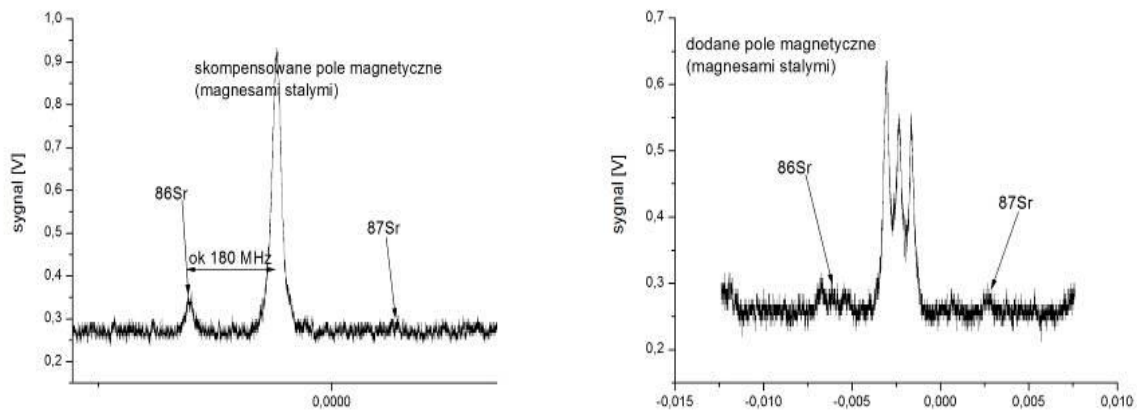
Rys. 7. Etapy diagnostyki „czerwonej pułapki”. Zielonym kolorem zaznaczono natężenia kwadrupolowego pola magnetycznego pułapki MOT, dolna niebieska linia przedstawia działanie wiązek spowalniających i pułapki niebieskiej, górna niebieska linia to wiązka próbkująca działanie czerwonej pułapki.

Dowodem działania „czerwonej pułapki” jest rejestracja sygnału fluorescencji atomów wzbudzonych krótkim impulsem światła 461 nm po ok. 100 ms od wyłączenia pułapki niebieskiej, a więc po czasie znacznie dłuższym niż czas utrzymania niepułapkowanych atomów w polu widzenia (rzędu kilku ms). Amplituda tego sygnału jest miarą liczby atomów spułapkowanych przez promieniowanie lasera 689 nm. Rys. 8 przedstawia omawiane zależności czasowe.



Rys. 8. Sygnały fluorescencji atomów strontu w pułapce w funkcji czasu od wyłączenia (w $t=0$) niebieskiej pułapki i kwadrupolowego pola magnetycznego. Niebieska linia przedstawia sygnał bez lasera wzbudzającego przejście $^1S_0 - ^3P_1$, zielona linia sygnał z laserem wzbudzającym stan 3P_1 , ale bez pola magnetycznego (melasa optyczna), a czerwona sygnał z laserem wzbudzającym stan 3P_1 i z włączonym pułapkującym polem magnetycznym („czerwony MOT”).

Sygnaly zarejestrowane przy wzbudzeniu linią 689 nm stanu 3P_1 są wizytówką atomów spulchowanych nadających się do zastosowania w charakterze wzorca optycznego. Sygnał przestawiony linią czerwoną reprezentuje ok. 2×10^7 spulchowanych atomów. Sygnał od atomów w melasie optycznej (zielona linia) reprezentuje atomy dodatkowo oziębione przez fazę melasy (ok. dwukrotnie mniej niż sygnał od czerwonego MOT).



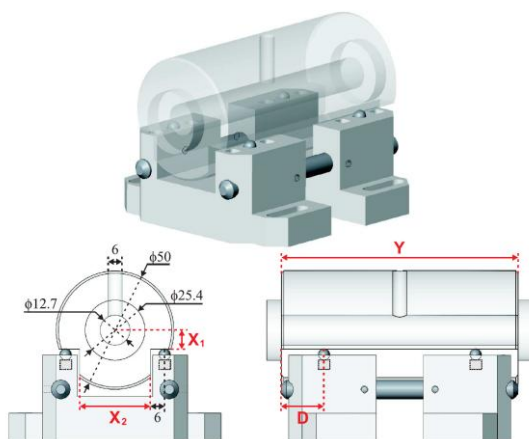
Rys. 9. Przykłady widm zarejestrowanych przy przestrajaniu lasera 689 nm. Oprócz dominującej linii izotopu ^{88}Sr widoczne są przyczynki od izotopów ^{86}Sr i ^{87}Sr oraz rozszczepienie zeemanowskie.

Rys. 9 demonstruje możliwości precyzyjnej spektroskopii różnych izotopów strontu w różnych polach magnetycznych na przejściu $^1S_0 - ^3P_1$.

Zadanie zostało wykonane.

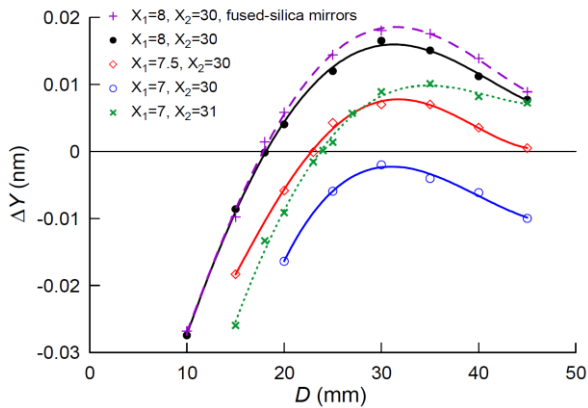
Zadanie 4 „Konstrukcja ultrastabilnego rezonatora optycznego”

Ultra stabilny rezonator optyczny został zaprojektowany wykorzystując doświadczenia opisane w pracy [1]. Rezonator optyczny, w tym wypadku jest to interferometr Fabry-Perot, tworzą dwa zwierciadła jedno płaskie, drugie wklęsłe, przytwierdzone do szklanego walca. Walec wraz odpowiednimi wycięciami zaprojektowano tak, by był możliwie niewrażliwy na drgania podłoża przy odpowiednim doborze punktów podparcia. Projekt rezonatora optycznego pokazano na rys. 10.



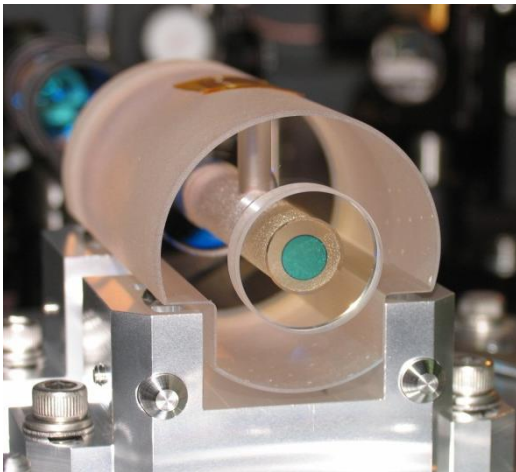
Rys.10. Projekt rezonatora optycznego

Zarówno wymiary X_1 i X_2 definiujące wycięcia w walcu jak i odległość D zostały dobrane tak by zminimalizować wpływ drgań na odległość między zwierciadłami Y . Wyniki przeprowadzonych symulacji zostały pokazane na rys. 11.



Rys.11. Zależność zmian długości ΔY rezonatora optycznego od położenia punktu podparcia wneli D .

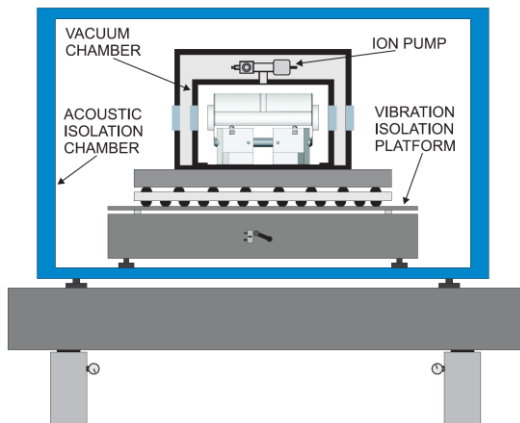
Obliczenia wykonano dla przypadku, gdy na wnelę działa skierowana pionowo do góry siła powodująca stałe przyspieszenie 10 m/s^2 . Należy podkreślić, że wymiary X_1 i X_2 zostały dobrane tak by właściwości wneli były niemal niezmiennie w przypadku małych błędów doboru położenia punktu podparcia D .



Rys.12. Rezonator optyczny wykonany z szkła o ultra-niskim współczynniku termicznej rozszerzalności liniowej.

Walec wraz ze zwierciadłami, pokazane na rys. 12, został wykonany ze szkła o ultra-niskim współczynniku termicznej rozszerzalności liniowej. Dzięki temu również wrażliwość wneli na zmiany temperatury jest znacznie zmniejszona.

Dalsza poprawa stabilności rezonatora optycznego polegała na izolacji układu od drgań mechanicznych, izolacji termicznej oraz umieszczeniu wneli w układzie próżniowym. Takie rozwiązanie zapewnia niewrażliwość położenia rezonansu optycznego rezonatora na zmiany ciśnienia w laboratorium. Schemat układu izolacji rezonatora optycznego został przedstawiony na rys. 13.



Rys.13. Schemat układ izolacji termicznej, ciśnieniowej, mechanicznej i akustycznej rezonatora optycznego.

Zbudowane zostały dwa niezależne układy ultra stabilnych rezonatorów optycznych. Było to niezbędne ze względu na konieczność weryfikacji parametrów charakteryzujących rezonator poprzez ich porównanie.

Zadanie zostało wykonane.

[1] S. A. Webster, M. Oxborrow, P. Gill, Phys. Rev. A **75**, 011801(R) (2007)

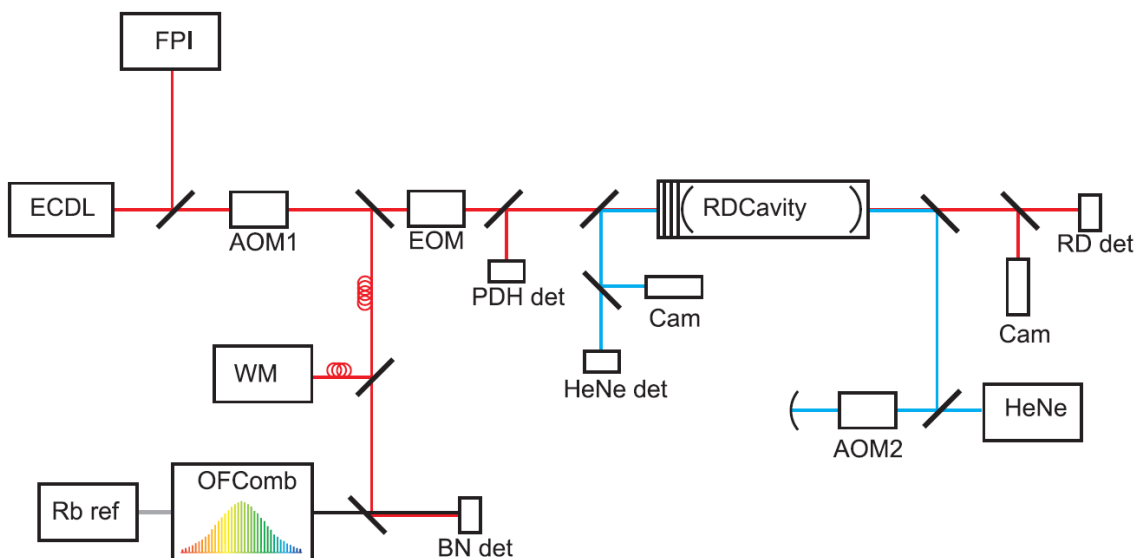
Zadanie 5 „Budowa spektrometru do wstępnej stabilizacji częstotliwości ultrastabilnego lasera”

Zbudowano komórkę typu heatpipe wraz z układem cewek generującym jednorodne pole magnetyczne.

We współpracy z grupą Dr. Tetsui Ido zbadano zderzenia gorących atomów z ultra zimnymi atomami strontu w sieci optycznej. Przeanalizowano wpływ tych zderzeń na przesunięcie częstości przejścia zegarowego $^1S_0-^3P_0$.

Rozpoczęto badania optycznych rezonansów Feshbacha dla hetero jądrowych układów dwóch bozonów. Został skonstruowany półanalityczny model i porównany z danymi dla iterbu otrzymanymi przez Prof. Y. Takahashi i jego grupę.

Na prośbę Prof. T. Killian wykonaliśmy obliczenia umożliwiające przewidzenie pozycji wąskich rezonansów fotoasocjacji w $^{86}\text{Sr}_2$. Pozycje tych rezonansów nie były wcześniej znane. W przyszłości prace tego typu umożliwią konstrukcję skalowalnego masą modelu optycznych rezonansów Feshbacha dla strontu podobnie jak udało się to zrobić w przypadku iterbu. Znacznie zwiększono precyzję pomiaru kształtów linii tlenu poprzez zalokowanie ultra stabilnego lasera techniką Pounda-Drevera-Halla do ultra wąskiej wnęki



optycznej ze znajdującym się w niej tlenem. Umożliwi to dalsze prace nad wykorzystaniem linii tlenu do stabilizacji układów laserowych. Aktywną wnękę optyczną o dużej dobroci wykorzystano do zbadania możliwości detekcji rezonansów optycznych cząsteczkowego tlenu w pobliżu

Rys. 14. Schemat układu spektrometru strat we wnękę wraz optycznym grzebieniem częstotliwości.

interkombinacyjnej linii Sr. Zarejestrowano rezonanse z wysokim stosunkiem sygnału do szumu. W perspektywie linie tlenu mogą posłużyć do wstępnej stabilizacji laserów lub wręcz jako wygodny molekularny wzorzec częstości o mniejszej dokładności.

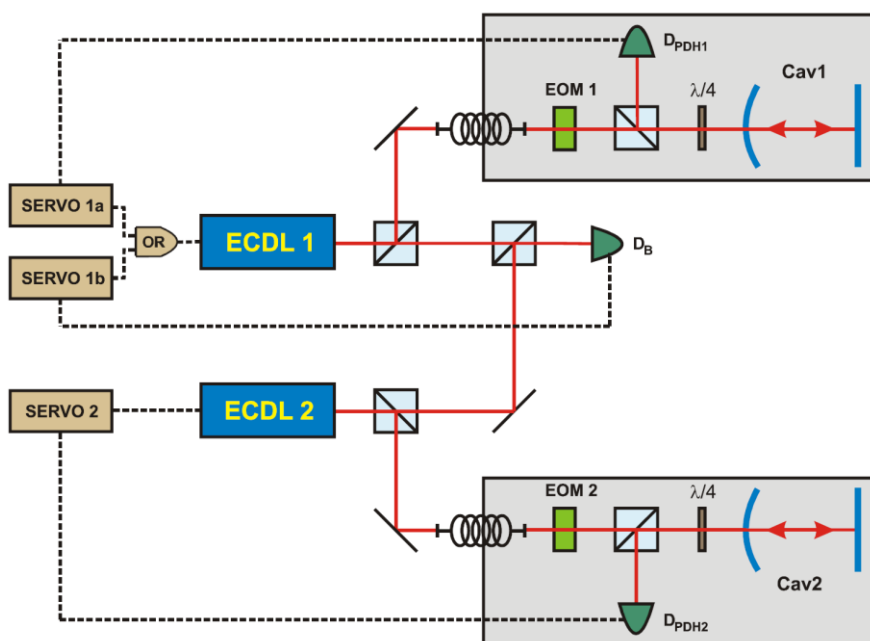
Zademonstrowaliśmy współdziałanie spektrometru strat we wnękę z dowiązaniem lasera próbkującego techniką Pounda-Drevera-Halla (PDH) służącego do pomiaru kształtów rezonansów optycznych w tlenie z optycznym grzebieniem częstotliwości pozwalającym na bezwzględny pomiar częstości światła laserowego, patrz rys. 14.

Otrzymane wyniki dla badanych przejść tlenu są aktualnie najdokładniejsze na świecie i zostaną użyte w celu uzupełnienia bazy danych HITRAN.

Zadanie zostało wykonane.

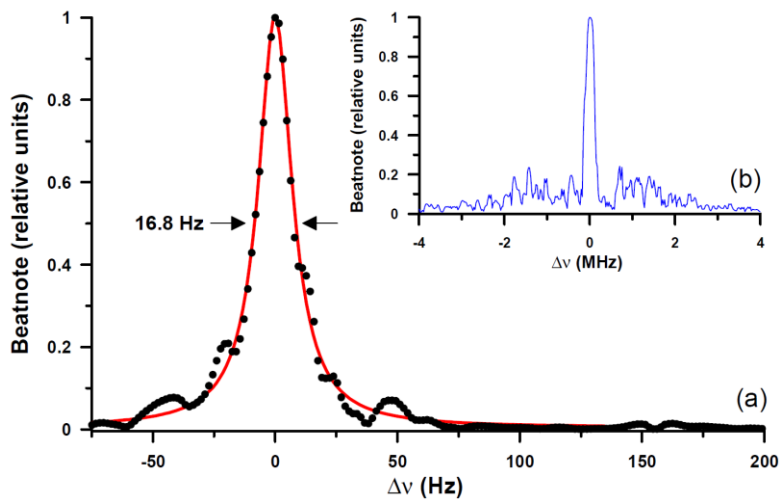
Zadanie 6 „Budowa układów długo i krótkoczasowej stabilizacji i kontroli częstości ultrastabilnego lasera”

Dowiązano dwa niezależne układy laserów diodowych ECDL do dwóch niezależnych układów rezonatorów optycznych techniką PDH. Umożliwiło to zawężenie szerokości spektralnej obu laserów. W celu weryfikacji uzyskanej szerokości spektralnej wiązki laserowej wykonano pomiar dudnień optycznych obu wiązek. Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rys. 15.



Rys.15. Schemat układu stabilizacji dwóch niezależnych systemów laserowych.

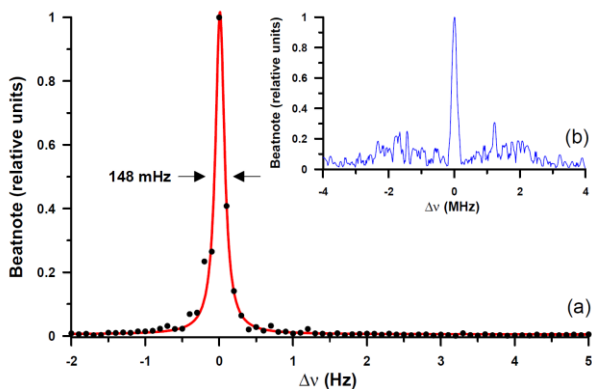
Wyniki pomiaru dudnień optycznych dwóch niezależnych systemów laserowych pokazały, iż szerokość spektralna badanych wiązek laserowych w sumie nie przekracza 20 Hz, patrz rys.16.



Rys.16. Widmo dudnień optycznych dwóch niezależnych układów laserowych.

Otrzymane parametry zbudowanych systemów laserowych w zupełności spełniają stawiane we wniosku kryteria dla ultra stabilnego lasera, a mianowicie szerokość spektralna jest poniżej 1 kHz.

Ponadto, zademonstrowano dowiązanie jednego z laserów ECDL do lasera ultrastabilnego z wykorzystaniem dudnień optycznych. Taki schemat umożliwia proste przestrajanie ultra wąskiej spektralnie wiązki laserowej. Zbudowany układ umożliwia swobodne przestrajanie w zakresie 400 MHz. Wyniki pokazane na rys.17 pokazują bezspornie, że drugi laser może być dowiązany do lasera wzorcowego z dokładności lepszą niż 200 mHz.



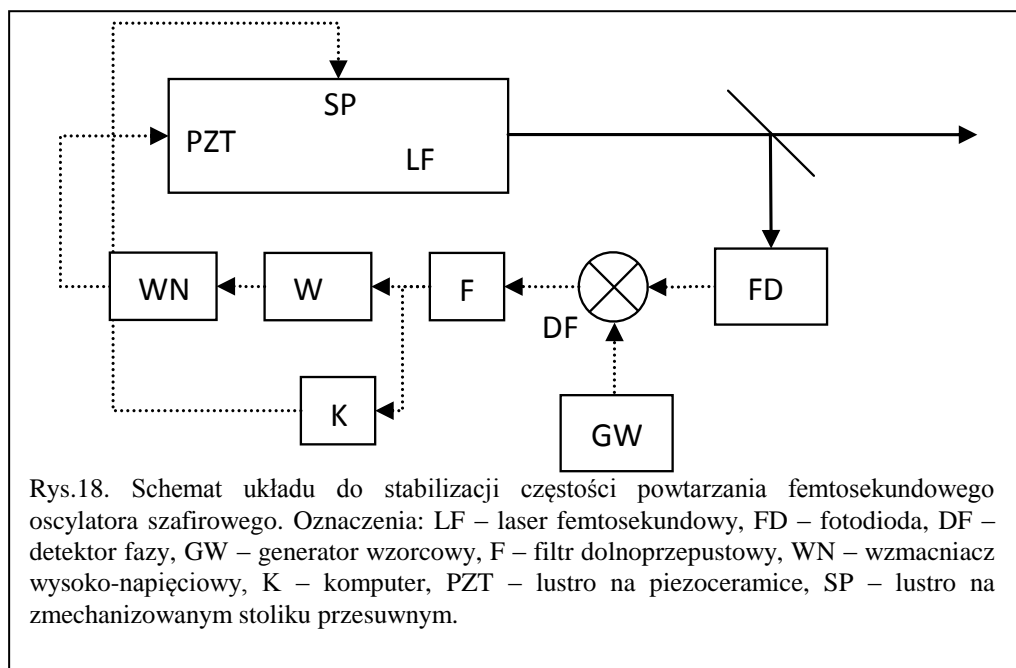
Rys.17. Widmo dudnień optycznych dwóch laserów dowiązanych do siebie.

Otrzymane wyniki pokazują ogromny potencjał zbudowanych układów laserowych, które pod warunkiem kontynuowania programu budowy zegara optycznego, będą systemami w pełni konkurencyjnymi w porównaniu z najlepszymi laboratoriami na świecie.

Zadanie zostało wykonane.

Zadanie 7. „Projekt, konstrukcja i testy układu stabilizacji częstości powtarzania impulsów oscylatora szafirowego”

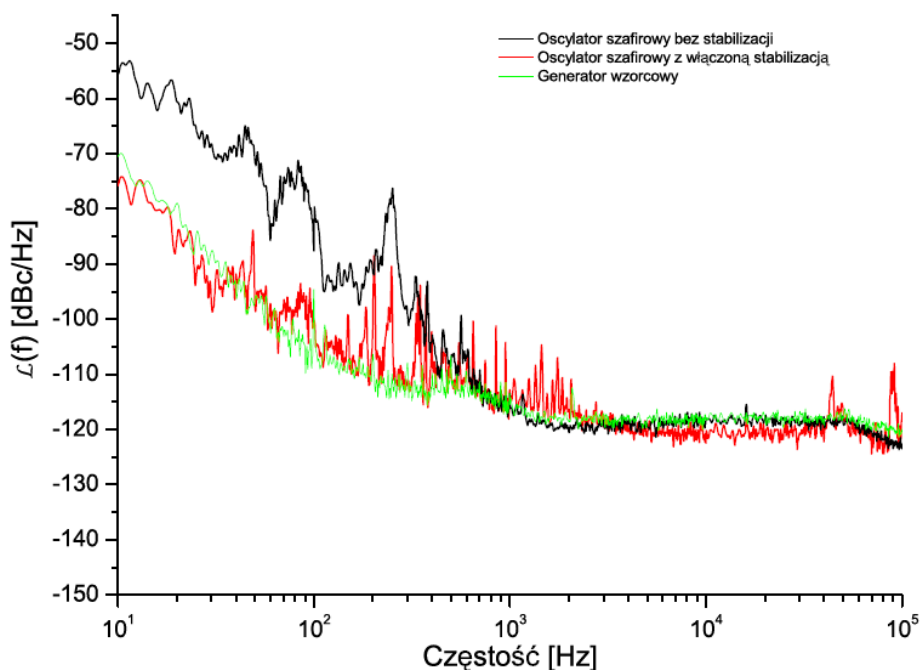
Rysunek 18 pokazuje schemat układu służącego do stabilizacji częstotliwości powtarzania impulsów femtosekundowego oscylatora szafirowego. Do budowy układu testowego wykorzystano femtosekundowy laser szafirowy własnej konstrukcji zbudowany w Pracowni Procesów Ultraszybkich w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Laser został



zmodyfikowany tak by umożliwić elektroniczne sterowanie częstotliwością powtarzania impulsów – jedno lustro we wnęce laserowej zostało zamocowane na siłowniku z piezoceramiki umożliwiającym względnie szybką (pierwszy rezonans mechaniczny powyżej 30 kHz) zmianę długości wnęki w małym zakresie (ok. 2 μ m) a drugie lustro umieszczono na stoliku przesuwającym z dużym (mm) zakresem ruchu ale bardzo małym pasmem (poniżej 1 Hz).

Układ stabilizacji częstotliwości powtarzania impulsów opiera się na pętli fazowej; faza sygnału elektrycznego z fotodiody oświetlonej wiązką laserową (wykorzystaliśmy najniższą harmoniczną sygnału - 80 MHz) jest porównywana w elektronicznym analogowym detektorze fazy z fazą sygnału dostarczanego przez zewnętrzny generator sygnałów elektrycznych (generator wzorcowy). Aby uzyskać sygnał błędny wyjście z detektora fazy jest podawane na filtr dolnoprzepustowy, który usuwa sygnały o częstotliwościach większych niż kilka MHz. Tak wytworzony sygnał błędny jest dzielony na dwa torów: (1) poprzez elektroniczny wzmacniacz sygnału W z regulowanym wzmocnieniem oraz pasmem i wzmacniacz wysokonapięciowy trafia do siłownika PZT co zamyka pętlę sprzężenia zwrotnego oraz (2) do przetwornika analogowo-cyfrowego komputera. Napisany w LabWiew kod komputerowy śledzi amplitudę sygnału błędny i gdy ta wychodzi poza zdefiniowany zakres przesuwa lustro zamocowane na stoliku przesuwającym tak by sprowadzić sygnał błędny w dozwolony zakres wartości.

Opisany powyżej i pokazany na rysunku 18 schemat stabilizacji okazał się skuteczny - w



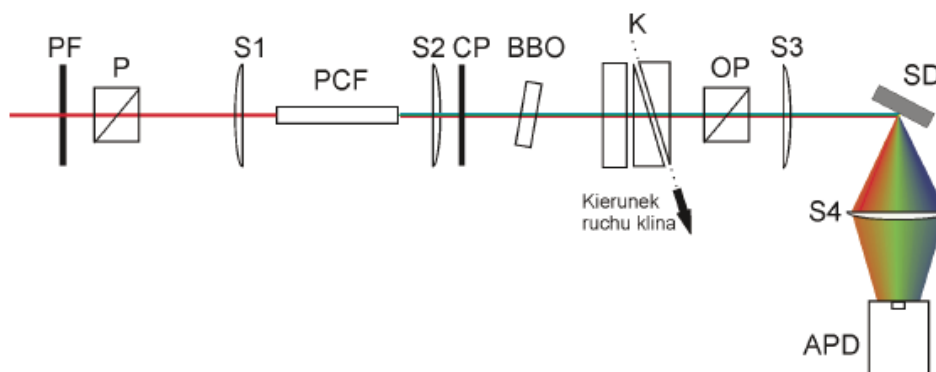
Rys. 19. Widmo mocy szumów fazowych lasera bez stabilizacji (czarna krzywa), lasera ze stabilizacją (czerwona krzywa) oraz wzorcowego generatora elektronicznego (krzywa zielona).

jednym z testów pokazaliśmy ciągłe działanie stabilizacji częstotliwości powtarzania przez okres 24 godzin. Wpływ pętli sprzężenia zwrotnego na szумы fazowe sygnału z fotodiody ilustruje rysunek 19 - dla małych częstotliwości zmniejszono szумы o ok. 20 dB. Widać także, że w testowanym układzie jakość stabilizacji była ograniczona przez jakość generatora wzorcowego.

Zadanie zostało wykonane.

Zadanie 8. „Projekt, konstrukcja i testy układu stabilizacji fazy obwiednia-częstość nośna oscylatora szafirowego”

Stabilizacja częstotliwości faza-obwiednia f_{ce} także wymaga zapięcia pętli fazowej, dzięki której częstotliwość ta może być porównana do częstotliwości wzorcowej dostarczanej przez zewnętrzny generator sygnałów elektrycznych. O ile jednak, w przypadku częstotliwości powtarzania impulsów sam jej pomiar jest zajęciem banalnym o tyle w przypadku f_{ce} już sam pomiar tej wielkości jest nietrywialny. Zastosowaliśmy do tego celu schemat f-2f. Jego implementacja wymaga aby widmo impulsów miało szerokość przynajmniej jednej oktawy. Ponieważ, laser, którym dysponujemy nie ma tak szerokiego widma konieczne okazało się zastosowanie światłowodu

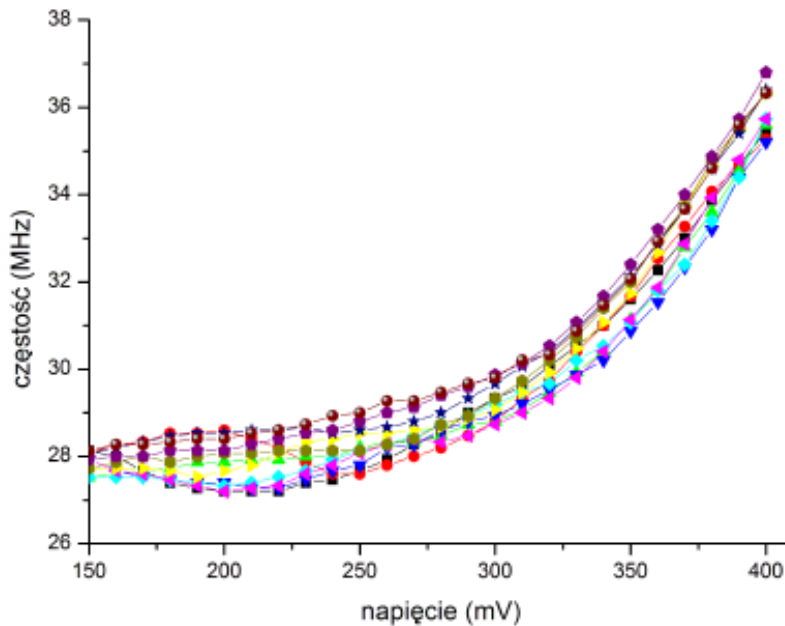


Rys.20. Schemat układu do pomiaru częstotliwości f_{ce} . Oznaczenia: PF – półfalówka, P – polaryzator, SC1-SC4 – soczewki, PCF – światłowod foniczny, CP – polaryzator, BBO – kryształ beta-boranu baru, K – kompensator opóźnień, OP – polaryzator, SD – siatka dyfrakcyjna, APD – fotodiody lawinowa.

fonicznego do wytworzenia superkontinuum o odpowiednio szerokim widmie. Schemat układu zastosowanego przez nas do pomiaru f_{ce} pokazuje rysunek 3. Superkontinuum wytwarzane z wiązki lasera femtosekundowego w kryształ fonicznym PCF zawiera składowe spektralne, między innymi, w okolicy 570 nm i 1140 nm. Przetwarzając w kryształ BBO na drugą harmoniczną światło o długości fali 1140 nm możemy obserwować dudnienia pomiędzy tą harmoniczną a pomarańczowymi (570 nm) składowymi superkontinuum. Najniższa częstotliwość sygnału z fotodiody to właśnie f_{ce} . Standardowym sposobem nakładania na siebie dwóch wiązek mierzonych przez fotodiode jest zastosowania interferometru Michelsona albo Macha-Zhendera; najpierw wiązka widzialna i podczerwona są separowane, ta druga jest przetwarzana na drugą harmoniczną a druga harmoniczną łączona z wiązką widzialną. Jednak przestrzenne rozdzielanie wiązek jest źródłem dodatkowych szumów związanych z drganiami akustycznymi interferometru. Zaproponowany przez nas i pokazany na rysunku 3 schemat nie ma tej wady – jest to interferometr jednowiązkowy, w którym obie interferujące w detektorze wiązki (widzialna oraz podczerwień + druga harmoniczną) przebywają dokładnie tę samą drogę. Jednak aby uzyskać interferencję musimy zadbać także o przekrywanie czasowe impulsów w detektorze. O ile w standardowym rozwiązaniu można to łatwo osiągnąć zmieniając długość ramion w interferometrze o tyle w naszym rozwiązaniu konieczne było zastosowanie układu płytek z kalcytu specjalnego zaprojektowanego wykonanego do tego celu. Testy układu pokazały, że istotnie, potrafimy zmierzyć częstotliwość f_{ce} a uzyskany stosunek sygnału do szumu (ponad 30 dB przy RBW 100 kHz) jest wystarczający do zapięcia skutecznej pętli fazowej.

Korzystając z oscylatora szafirowego opisanego z zadaniu 7 przetestowaliśmy sposób strojenia częstotliwości f_{ce} ; potrzebny jest skuteczny mechanizm wykonawczy do pętli sprzężenia zwrotnego. Wykorzystaliśmy zmianę tej częstotliwości pod wpływem zmiany mocy

wiązki pompującej oscylator femtosekundowy. W tym celu w wiązce lasera pompującego oscylator umieszczono modulator akusto-optyczny sterowany analogowym sygnałem elektrycznym i zmierzono f_{ce} w funkcji



Rys.21. Zmiana częstości f_{ce} w funkcji napięcia na modulatorze akusto-optycznym. Zakres napięć pokazany na rysunku (0-400 mV) odpowiada zmianie mocy wyjściowej oscylatora femtosekundowego o ok. 15%.

napięcia podawanego na przetwornik. Wynik pomiaru pokazuje rysunek 21. Pokazaliśmy, że w naszym układzie doświadczalnym potrafimy precyzyjnie mierzyć częstość f_{ce} oraz stabilizować ją w pętli sprzężenia zwrotnego.

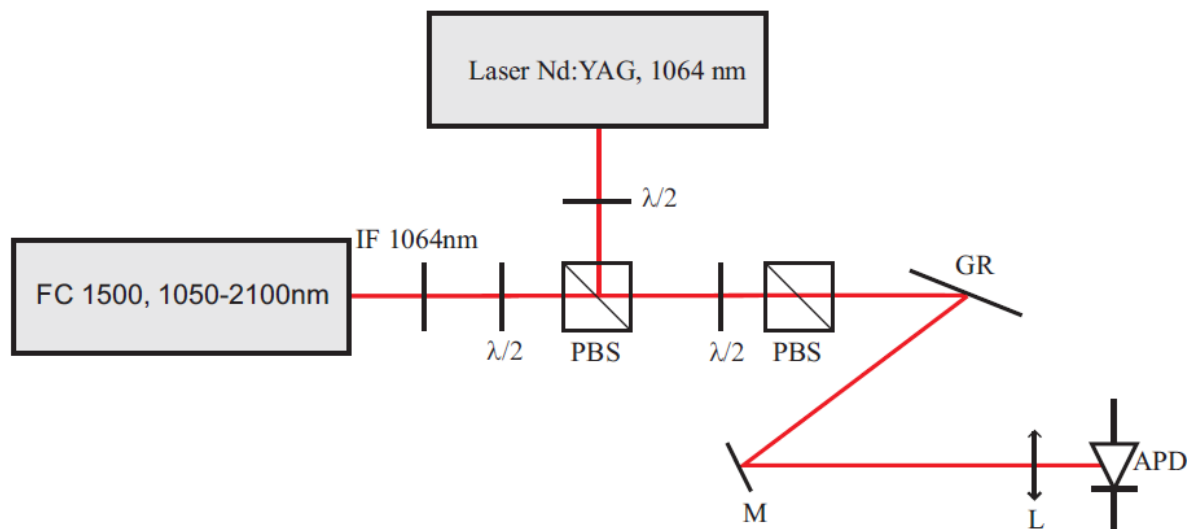
Zadanie zostało wykonane.

Zadanie 9. „Testy optycznego grzebienia częstości”

1. Synteza częstości optycznych

Rysunek 22 pokazuje schemat układu doświadczalnego do porównań światła wzorcowego lasera Nd:YAG i grzebienia częstości. Optyczny Grzebień Częstości (OGC) (FC1500, Menlo Systems, Niemcy) jest oparty na femtosekundowym laserze światłowodowym i wytwarza światło o szerokim widmie od 1050nm do 2100nm, przy czym każdy komponent widma („zęb”) stabilizowany jest do zewnętrznego sygnału częstotliwości wzorowej z zakresu radiowego (w naszym układzie SRS FS-725, Stanford Research Systems, USA). Test poprawności działania OGC polegał na pomiarze częstości światła laserowego pochodzącego z jednomodowego lasera Nd:YAG (model Prometheus P-30, Innolight GmbH, Niemcy) stabilizowanego na wybranym przejściu optycznym cząsteczki I_2 co zapewnia jej stabilność na poziomie 10^{-13} ÷ 10^{-12} w zależności od czasu całkowania. Pomiar częstości lasera Nd:YAG polega na rejestracji sygnału dudnień z fotodetektora. Najniższa częstość w widmie sygnału elektrycznego z detektora jest różnicą częstości pomiędzy laserem Nd:YAG a najbliższym zębem OGC. Częstość światła lasera Nd:YAG to: $f_{YAG} = N \cdot f_{rep} + f_o + f_{beat}$, gdzie N – znany numer zęba OGC położonego najbliżej częstości

lasera Nd:YAG, f_o – częstość przesunięcia grzebienia, f_{beat} – zmierzona częstość dudnień. Wzmocniony i przefiltrowany sygnał dudnień optycznych był zliczany w



Rysunek 22. Układ do pomiaru częstości światła emitowanego przez jednomodowy, laser Nd:YAG stabilizowany na przejściu w cząsteczce jodu. Oznaczenia: IF1064nm – filtr interferencyjny pasmoprzepuszczalny 1064nm, $\lambda/2$ – szerokopasmowa płytką półfalowa, GR – siatka dyfrakcyjna, M – zwierciadło, L – soczewka, APD – fotodioda lawinowa, PBS – polaryzacyjna kostka światłodzieląca.

częstościomierzu elektronicznym.

Wyniki pomiarów dla dwóch różnych przejść w cząsteczce I_2 użytych do stabilizacji lasera Nd:YAG podaje tabela poniżej.

	Przejście R56(32)-0 składnik a1	Przejście R56(32)-0 składnik a10
N – numer komponentu („zęba”) w widmie OGC	1126480	1126199
Ustawiona częstość f_{rep}	250008660,307495 Hz	250071347,8075 Hz
Ustawiona częstość f_o	20000000,0199504 Hz	20000000,0059602 Hz
Zmierzona częstość f_{beat}	30255831,4407669 Hz	-30133303,5264109 Hz
Zmierzona fundamentalna częstość lasera Nd:YAG	281'629'805'919,2 +/- 4,9 kHz	281'630'091'696,1 +/- 5,1 kHz
Zmierzona druga harmoniczna lasera Nd:YAG stabilizowana do danego przejścia	563'259'611'838,4 +/- 9,8 kHz	563'260'183'392,2 +/- 10,2 kHz
Częstość podana w innych źródłach		563'260'223'510,4 +/- 0.2 kHz (*)
Różnica częstości zmierzonych i danych literaturowych		- 40118 kHz po odjęciu stałego przesunięcia: -118 +/- 10 kHz (**)

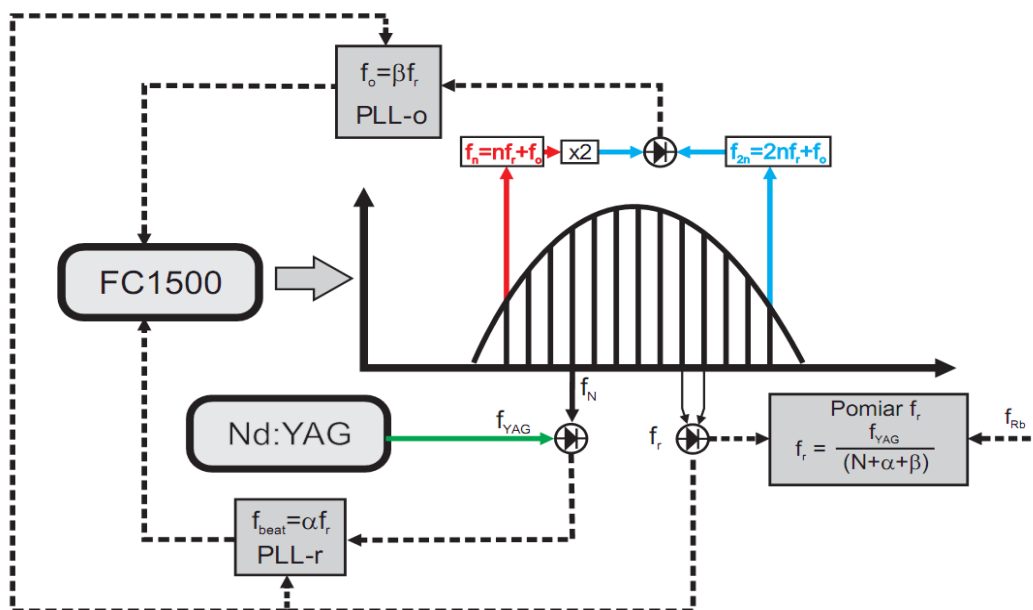
(*) – „Absolute frequency measurements of the 532 nm radiation recommended for the realization of the metre.” L. Robertsson, M. Zucco and L.-S. Ma $\square\square\square$ Bureau International des Poids et Mesures, Report BIPM-2003/07 (<http://www.bipm.org/utis/common/pdf/rapportBIPM/2003/07.pdf>)

(**) podczerwona wiązka wyjściowa z lasera Nd:YAG jest przesunięta o 20 MHz a wiązka drugiej harmonicznej z lasera Nd:YAG jest przesunięta o 40 MHz; związane jest to ze sposobem realizacji stabilizacji w laserze Nd:YAG

Różnica częstotliwości pomiędzy wartością rekomendowaną przez Międzynarodowe Biuro Wag i Miar (Bureau International des Poids et Mesures) jest znacznie większa niż błąd pomiaru. Mamy tu zatem istotne błędy systematyczne, których przyczyną jest zapewne reszkowe ciśnienie gazów w komórce z jodem. Prawdopodobnie dlatego, producent lasera Nd:YAG nie specyfikuje dokładnej częstotliwości lasera a jedynie jej stabilność.

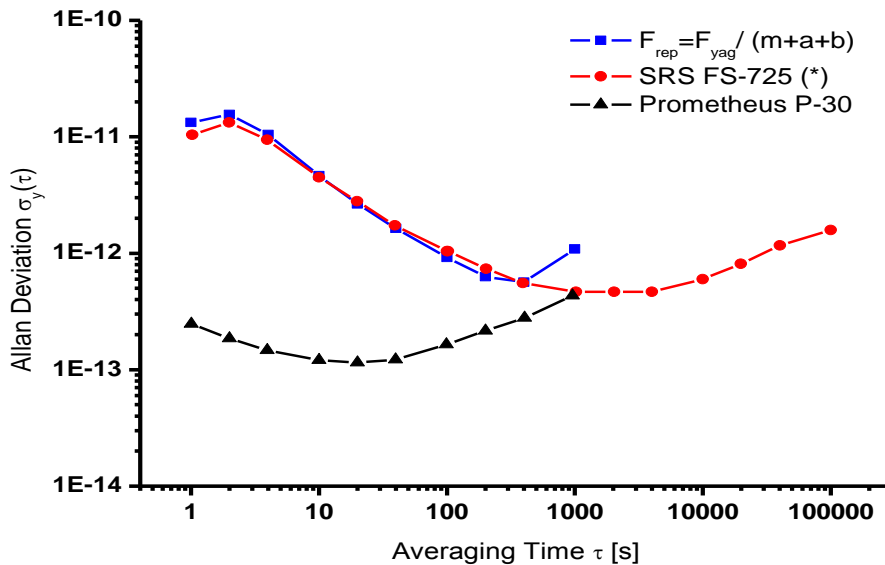
Podział częstotliwości optycznej

Konstrukcja optycznego grzebienia częstotliwości FC1500 pozwala tworzyć różne konfiguracje skutkujące różną funkcjonalnością. W serii pomiarów opisanych powyżej częstotliwości optyczne syntezowane były na podstawie częstotliwości pochodzącej z elektronicznego wzorca rubidowego a mierzony sygnał był różnicą częstotliwości optycznych. Rekonfigurując układ doświadczalny można użyć optyczny grzebień częstotliwości w roli opto-elektronicznego dzielnika częstotliwości, który spójnie przenosi częstotliwości z zakresu optycznego (setki THz) do zakresu radiowego (dziesiątki, setki MHz). Na bazie optycznego grzebienia częstotliwości FC1500 zbudowano taki układ (patrz rysunek 23). Idea podziału częstotliwości opiera się na „przywiązaniu” wszystkich komponentów widmowych optycznego grzebienia częstotliwości do zewnętrznego źródła światła laserowego, w opisywanym tu przypadku, stabilizowanego lasera Nd:YAG. Przywiązanie oznacza, że częstotść każdego składnika widma będzie określona przez częstotść zewnętrznego wzorca.



Rysunek 23. Schemat grzebienia częstotliwości stabilizowanego do lasera jednomodowego. Oznaczenia: linie przerywane – sygnały elektryczne, linie ciągłe – sygnały optyczne.

Osiągnęliśmy to dzięki dwóm elektronicznym pętlom fazowym: pierwsza z nich (PPL-o)



(*) - <http://www.leapsecond.com/museum/prs10/1sigma2.gif>

stabilizuje

Rysunek 24. Wariancja Allana dla zmierzonej częstości repetycji f_{rep} lasera grzebieniowego, lasera Nd:YAG oraz rubidowego wzorca częstości, w stosunku do którego dokonywano pomiaru f_{rep} .

częstość przesunięcia OGC w taki sposób, by była ona ułamkiem częstości powtarzania (odległości międzyzębowej), $f_o = \square f_{rep}$ a druga (PLL-r) ma za zadanie stabilizację częstości dudnień f_{beat} pomiędzy laserem jednomodowym a optycznym grzebieniem częstości na stałym poziomie, tj. $f_{beat} = \square f_{rep}$. Ponieważ częstość lasera Nd:YAG dana jest przez $f_{YAG} = N \cdot f_{rep} + f_o + f_{beat}$ to w momencie gdy obie pętle fazowe są zatrzaśnięte otrzymujemy $f_{rep} = f_{YAG} / (N + \square + \square)$ - częstość powtarzania impulsów z OGC jest dobrze zdefiniowanym ułamkiem częstości optycznej lasera Nd:YAG. Częstość ta została zmierzona za pomocą elektronicznych częstościomierzy referowanych do rubidowego wzorca częstości SRS FS-725.

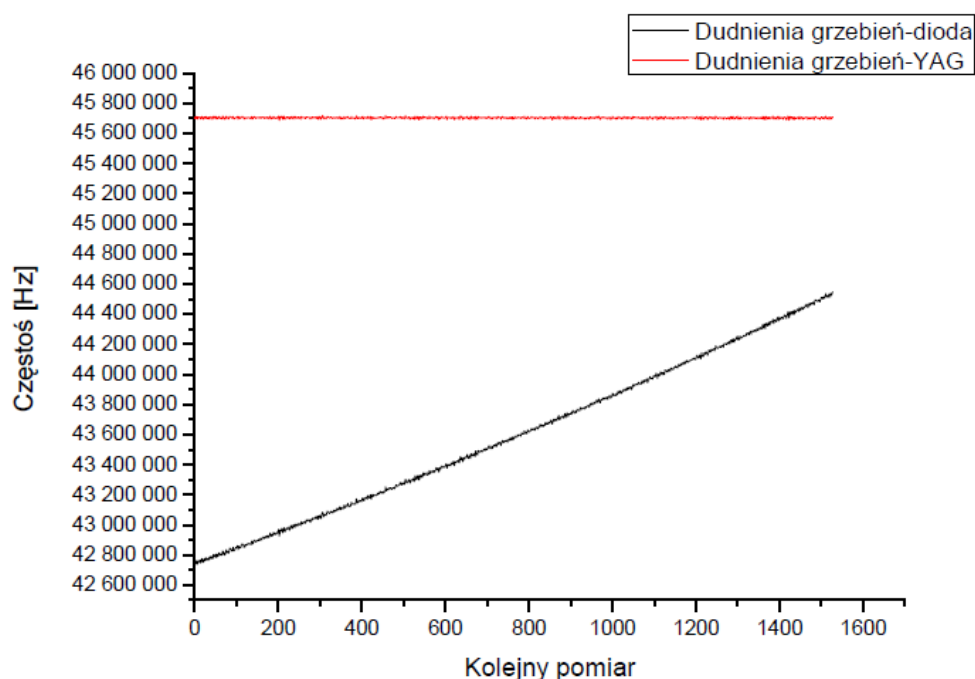
Rysunek 24 ilustruje wariancję Allana zmierzonej f_{rep} , lasera Nd:YAG (Innolight GmbH model Prometheus P-30, dane producenta) oraz zastosowanego wzorca rubidowego SRS FS-725 (dane producenta). Widać, że zmierzona wariancja częstości f_{rep} pokrywa się z wariancją wzorca rubidowego w stosunku do którego wykonywane były pomiary. Oznacza to, że stabilność podzielonej częstości optycznej jest większa od stabilności (wariancji Allana) wzorca rubidowego. Jest to w zgodzie z danymi udostępnionymi przez producenta stabilizowanego lasera Nd:YAG. Bardziej precyzyjne określenie długoczasowej stabilności częstości f_{rep} stabilizowanej do lasera Nd:YAG wymaga użycia lepszego niż obecnie stosowany (rubidowy) wzorca częstości radiowych.

2. Pomiar dryfu częstości lasera jednomodowego

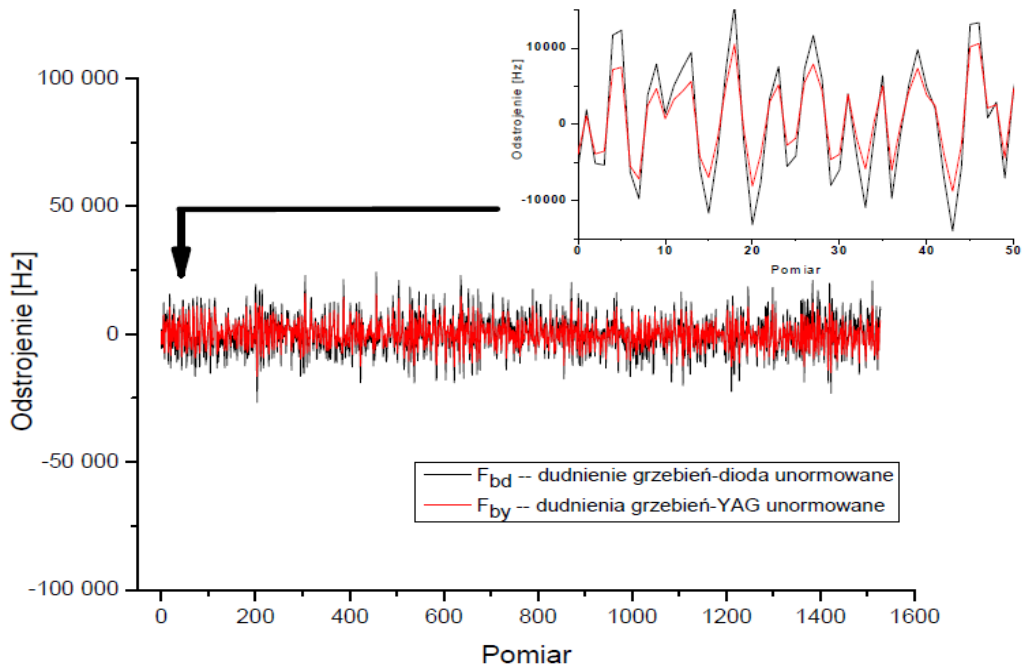
W celu niezależnego pomiaru stabilności częstości lasera półprzewodnikowego stabilizowanego metodą PDH wykorzystano OGC oraz laser Nd:YAG Prometheus P-30, który ma szerokość linii spektralnej mniejszą niż 1 kHz w czasie 100 ms i stabilność względną (wariancję Allana) na poziomie 10^{-13} przy czasie uśredniania 100 s.

Układ pomiarowy zliczał synchronicznie dudnienia pomiędzy OGC stabilizowanym do wzorca rubidowego oraz dwoma laserami: ultrastabilnym diodowym i Nd:YAG stabilizowanym na przejściu w cząsteczce I_2 (rys. 25). Tak zebrane dane poddano analizie: od częstości dudnień OGC z laserem Nd:YAG odjęto wartość średnią a z częstości dudnień pomiędzy OGC a laserem półprzewodnikowym usunięto dryf termiczny wnątki poprzez odjęcie dopasowanego wielomianu drugiego stopnia.

We wkładce na rys. 26 przedstawiono kolejne „unormowane” pomiary częstości dudnień; widać, że odchyłki kolejnych pomiarów od wartości średniej/dopasowanej skalują się jednakowo dla obu pomiarów. Jeśli przyjmujemy, że stabilność częstości lasera Nd:YAG jest bardzo duża to rozrzut kolejnych pomiarów częstości dudnień lasera diodowego z OGC wynika z pomnożonego szumu fazowego wzorca rubidowego, do którego stabilizowany był OGC oraz z fluktuacji częstości lasera diodowego. Aby określić kształt linii spektralnej ultra stabilnego lasera półprzewodnikowego należy najpierw pozbyć się z dudnień optycznych szumów wprowadzanych przez OGC. Wykorzystano do tego celu dudnienia OGC z laserem Nd:YAG: odchyłka w

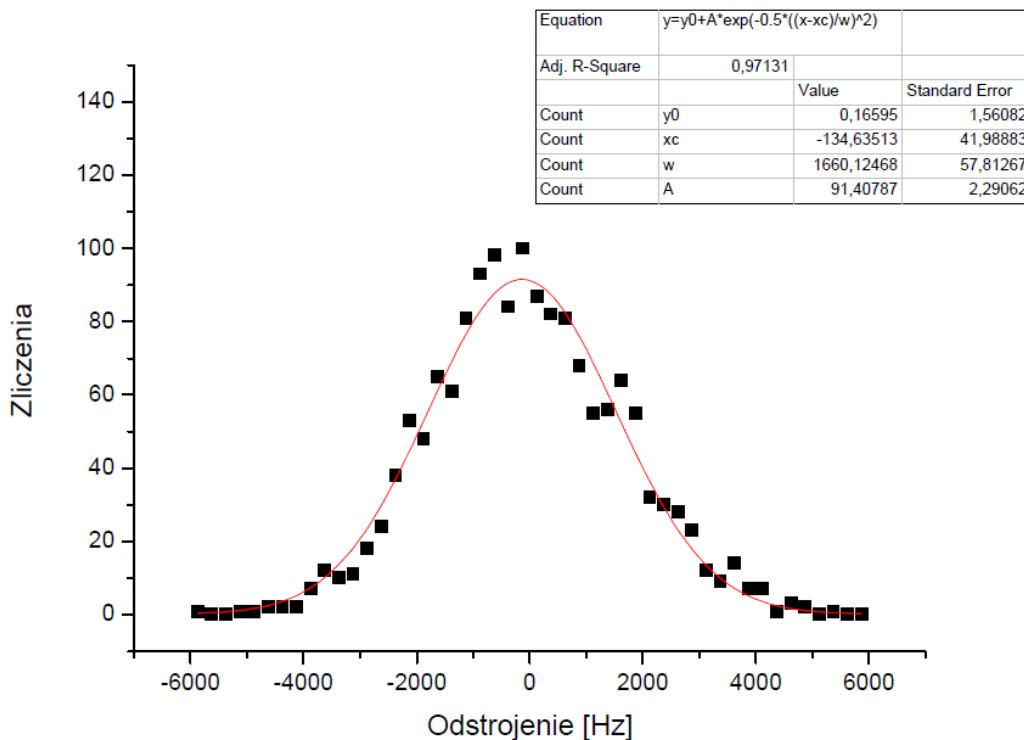


Rys. 25. Częstość dudnień optycznych pomiędzy laserem Nd:YAG a ultra stabilnym laserem półprzewodnikowym. Każdy pomiar trwał 1s.



Rys. 26. Unormowane częstości dudnień pomiędzy OGC a laserem półprzewodnikowym i laserem Nd:YAG. Każdy kolejny pomiar częstości trwał 1s.

dudnieniach od wartości średniej (rys. 26) niesie ze sobą informację o szumie występujących, także w dudnieniach OGC-laster ultrastabilny. Odpowiednie przeskalowanie i odjęcie tejże odchyłki pozwala na usunięcie szumu wprowadzanego przez OGC do dudnień z laserem ultra stabilnym. Z tak odszumionych kolejnych pomiarów dudnień utworzono histogram (Rys. 27), do którego dopasowano krzywą Gaussa. Szerokość linii spektralnej lasera półprzewodnikowego odtworzonej z pomiaru częstości dudnień wynosi 1660 ± 58 Hz przy czasie pomiaru 1600 sekund. W rzeczywistości szerokość linii lasera jest zapewne mniejsza, gdyż metoda usunięcia szumów opiera się na laserze Nd:YAG którego linia spektralna ma szerokość 1kHz w czasie 100ms.



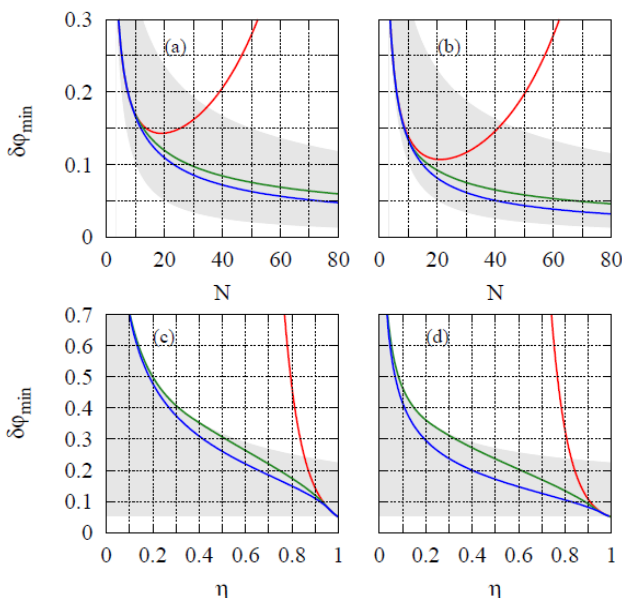
Rys. 27. Histogram utworzony z pomiaru częstości dudnień optycznych pomiędzy OGC a ultra stabilnym laserem półprzewodnikowym.

Reasumując, w ramach zadania badawczego 9 opracowano skuteczne schematy, które korzystając z optycznego grzebienia częstości, umożliwiają: (1) syntezę częstości opartą na wzorcu częstości z obszaru radiowego, (2) generację częstości w obszarze radiowym poprzez spójne dzielenie częstości optycznej oraz (3) porównanie dwóch częstości optycznych z dokładnością lepszą niż dokładność częstości pojedynczego zęba w optycznym grzebieniu częstości.

Zadanie zostało wykonane.

Zadanie 10 „Wspomagane kwantowo schematy pomiarowe odporne na dekoherencję oraz ich implementacja w modach charakterystycznych rozpraszania Ramana”

Szczegółowo przeanalizowano zagadnienie precyzji pomiaru fazy w obecności strat. Jak powszechnie wiadomo, szum śrutowy ogranicza precyzję pomiaru fazy do $1/\sqrt{N}$, gdzie N jest liczbą użytych fotonów. Użycie nieklasycznych stanów światła pozwala zwiększyć tę precyzję do wartości $1/N$, zwanej także granicą Heisenberga. Wielkość ta nie uwzględnia jednak niedoskonałości próbki, takich jak niedoskonała transmisja światła. Problem ten został rozwiązany wspólnie z grupą prof. Iana A Walmsley'a z Uniwersytetu Oksfordzkiego. Poprzez użycie systematycznego podejścia optymalizacyjnego wyznaczono stany kwantowe światła, które prowadzą do najlepszej możliwej precyzji w optycznej interferometrii dwumodowej w sytuacji, gdy jeden bądź obydwa mody podlegają tłumieniu amplitudowemu. W wyniku otrzymano fundamentalne ograniczenie na precyzję pomiaru fazy w obecności strat. Pomimo, że ograniczenie to jest zazwyczaj gorsze niż granica Heisenberga, poprawia ono jednak standardową granicę wyznaczoną przez szum śrutowy. Równocześnie przedyskutowano uproszczone strategie generowania stanów kwantowych, które tylko nieznacznie pogarszałyby precyzję pomiaru.



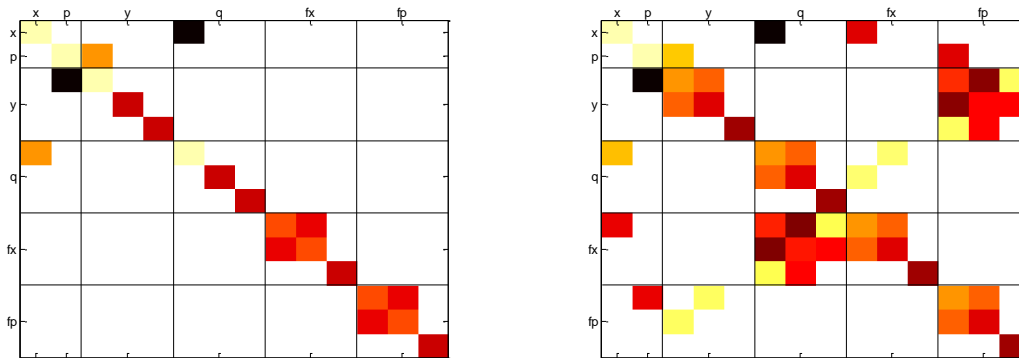
Rys. 28. Precyzja pomiaru fazy dla strat w obu ramionach w funkcji (a) liczby użytych fotonów dla transmisji 90% oraz (c) transmisji dla liczby fotonów równej 20. Precyzja dla strat w jednym ramieniu jest pokazana w funkcji (b) liczby użytych fotonów dla transmisji 90% oraz (d) transmisji dla liczby fotonów równej 20. Szary obszar jest ograniczony granicą klasyczną i granicą Heisenberga. Linie niebieska i zielona przedstawiają zaproponowane strategie pomiaru fazy, zaś linia czerwona odpowiada standardowemu stanowi prowadzącemu do granicy Heisenberga w przypadku bezstratnym.

Otrzymane wyniki zamieszczono w pracy [Dorner2009] a ich szersze omówienie zostało opublikowane w [Demkowicz2009]. Opracowany schemat posłużył za podstawę doświadczenia będącego przedmiotem Zadania 13.

W pierwszej fazie opracowania problematyki wykorzystania modów charakterystycznych rozpraszania Ramana do konstrukcji odpornych na dekoherencję schematów pomiarowych badaliśmy problem pomiaru mikroskopowej składowej spinu makroskopowego zespołu atomowego zawartego w komórce. Badania te realizował z naszej strony W. Wasilewski w ramach swojego rocznego pobytu w NBI w Kopenhadze w grupie prof. E. Polzika.

Rozpoczęliśmy od rozważenia problemu jednoczesnego rozpraszania stokesowskiego i antystokesowskiego, które opisuje się za pomocą bardzo prostego hamiltonianu typu pq , gdzie p i q oznaczają kwadraturę pędową atomów i światła. W tym przypadku rozwiązanie pod nieobecność dekoherencji prowadzi do wniosku, że oddziaływanie sprzęga całkowicie symetryczny mod atomowy z takim modem światła. Poddając wychodzące światło

pomiarowi kwadratury położeniowej można wnioskować wartość p , tym samym wytwarzając ściśnięty stan spinowy w atomach. Precyzja pomiaru ograniczona jest przez stosunek sygnału atomowego do szumu śrutowego światła. W rzeczywistości w trakcie pomiaru zachodzi dekoherencja stanu atomowego, co prowadzi do sprzęgania innych niż całkowicie symetryczne modów światła. Dogłębne badania pokazały, że należy również uwzględnić poprawkę wynikającą z wyższego rzędu polaryzowalności atomowej. Wypracowaliśmy formalizm pozwalający wziąć oba te efekty pod uwagę i znaleźć związki wejścia-wyjścia dla analizowanego problemu. Za pomocą narzędzi wykorzystanych przez nas z dużymi sukcesami w poprzednich latach, znaleźliśmy mody charakterystyczne dla nowo postawionego problemu. Wynikiem są macierze rozpraszania. Typowe wyniki pod nieobecność dekoherencji i przy jej uwzględnieniu schematycznie przedstawia rysunek 29:



Rys. 29. Macierze rozpraszania (in-out) po oddziaływaniu atomów ze światłem opisywanym hamiltonianem pq z uwzględnieniem dekoherencji atomowej. Kolory symbolizują moduł kwadrat danego elementu (od czarnego – maksimum, przez czerwień do białego – zero). Kolumny i wiersze odpowiadają kwadratom atomowym (x i p), trzem najbardziej znaczącym modom czasowym światła (y i q) oraz modom Langevinowskiego szumu atomowego (f_x i f_p).

Pewną nowością było tutaj uwzględnienie również modów dla szumu Langevine’owskiego, opisywanych kwadraturami f_x i f_p . Takie przedstawienie problemu umożliwia bardzo prostą optymalizację zagadnienia pomiaru mikroskopowej składowej spinu makroskopowego, a konkretnie kwadratury P_A . W wyniku optymalizacji uzyskano poprawę ściśnięcia z 2.5 do 3.5dB [Wasilewski2009a], co jest znaczącym czynnikiem. Zadanie zostało wykonane.

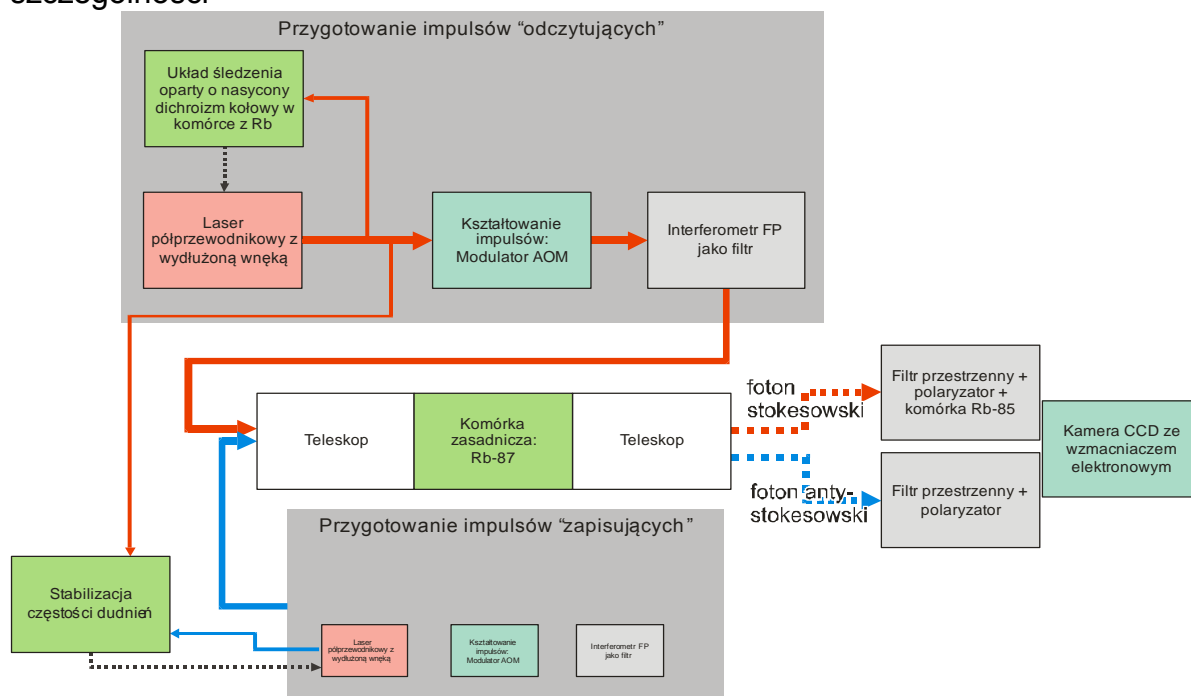
[Dorner2009] U. Dorner, R. Demkowicz-Dobrzanski, B. J. Smith, J. S. Lundeen, W. Wasilewski, K. Banaszek, and I. A. Walmsley, Phys. Rev. Lett. 102, 040403 (2009).

[Demkowicz2009] R. Demkowicz-Dobrzanski, U. Dorner, B. J. Smith, J. S. Lundeen, W. Wasilewski, K. Banaszek, and I. A. Walmsley, Phys. Rev. A 80, 013825 (2009).

[Wasilewski2009a] W. Wasilewski, T. Fernholz, K. Jensen, L. S. Madsen, H. Krauter, C. Muschik and E. S. Polzik, Generation of two-mode squeezed and entangled light in a single temporal and spatial mode, Opt. Express 17, 14444 (2009).

Zadanie 11 „Budowa układu realizującego rozpraszanie Ramana w ośrodkach atomowych”

Przygotowano elementy układu wg. schematu pokazanego na rysunku 30. W szczególności



Rys. 30. Schemat układu realizującego rozpraszanie Ramana w ośrodkach atomowych.

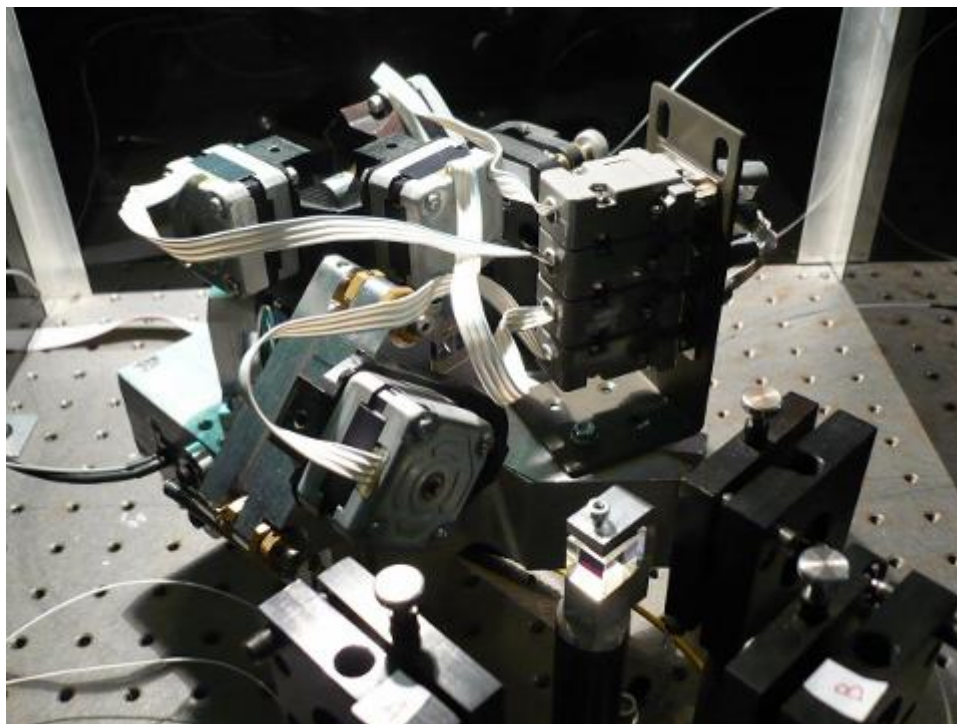
następujące elementy skonstruowano specjalnie:

- Stabilizacja częstości dudnień: skonstruowano podzespoły służące do stabilizacji fazy względnej dwóch laserów (tzw. phase lock). Dzięki wykorzystaniu najnowszych dostępnych w tej dziedzinie technologii, przywiezionych przez W. Wasilewskiego z grupy prof. E. Polzika z Kopenhagi, mamy do dyspozycji urządzenie umożliwiające osiągnięcie synchronizacji fazy i częstotliwości między laserami różniącymi się częstością aż do 9 GHz. Umożliwia m.in. prosty interferencyjny pomiar częstotliwości i fazy rozpraszonych fotonów.
- Interferometr F-P do filtrowania: wykonano elektroniczny układ śledzenia linii poprzez modulację interferometru na częstości 22kHz. Sterowany tym układem interferometr o $F=50$ i $FSR=2 \times 6.8\text{GHz}$ umożliwia pozbycie się szumu emisji spontanicznej laserów na częstości fotonów rozpraszonych, poddawanej detekcji na końcu układu.
- Kształtowanie impulsów: przygotowano specjalny moduł syntezy sygnału do AOM oparty o układ DDS, który umożliwia bardzo szybkie i dowolne zmiany amplitudy (rozdzielczość 10bit) i częstości modulacji. Moduł sterowany jest bezpośrednio z układu FPGA, co przekłada się na ogromne możliwości kształtowania impulsów wymuszających.

Zadanie zostało wykonane.

Zadanie 12 „Budowa i testy homodynowego układu pomiarowego”

W celu doświadczalnej wykazania poprawy precyzji wynikającej z użycia nieklasycznych stanów światła niezbędna była budowa homodynowego układu pomiarowego opartego o interferometr Macha-Zehndera, służącego do określenia granicy klasycznej. Zadanie to okazało się dużym wyzwaniem z uwagi na konieczność zapewnienia wysokiej widzialności i stabilnego działania interferometru. Pierwsze wersje układu oparte o standardowe polaryzatory okazały się mieć niezadowalające charakterystyki. Ostatecznie elementy interferometru zostały zmontowane na przeciętym bloku aluminiowym, którego uginanie zmienia różnicę faz. Do rozdzielenia wiązek i ich rekombinacji wykorzystano bloki kalcytowe gwarantujące bardzo wysoki kontrast. Parametry transmisji i odbicia były regulowane półfalówkami umieszczonymi przed i wewnątrz interferometru. Półfalówki były obracane za pomocą silników krokowych, których napęd został całkowicie zautomatyzowany i był sterowany z komputera.

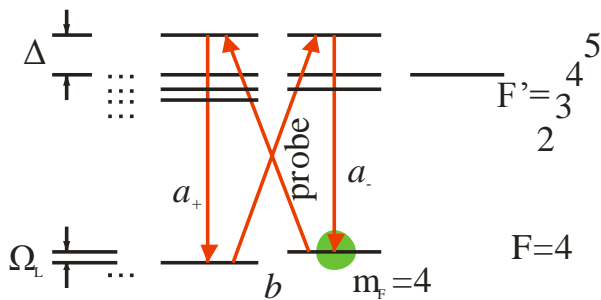


Rys. 31. Układ interferometru do pomiarów homodynowych

Zadanie zostało wykonane.

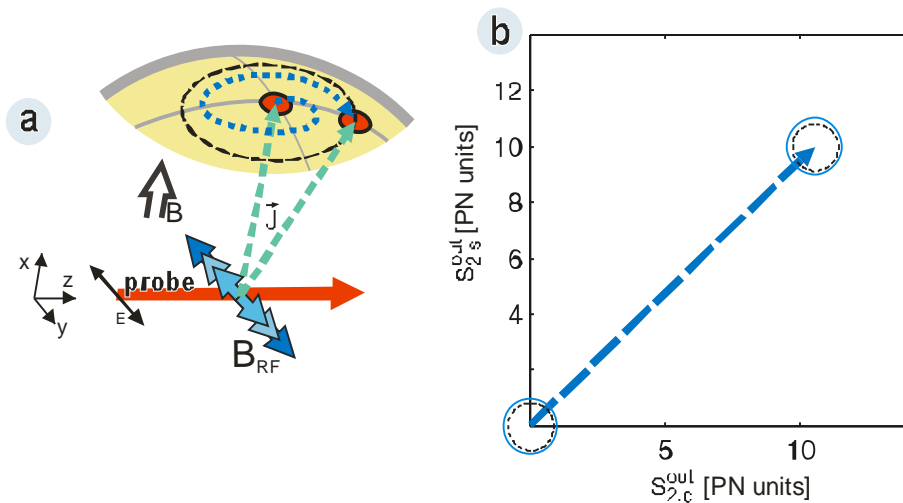
Zadanie 13 „Pomiar statystyki kwantowej rozpraszania Ramana i demonstracja interferencyjnych efektów kwantowych wspomagających pomiary”

Przeprowadzono szereg pomiarów w gorących parach Cs, przygotowanych w spinowym stanie koherentnym (CSS). Atomy oświetlano światłem nierezonansowym pobudzając jednocześnie stokesowskie i anty-stokesowskie przejścia Ramanowskie. Po przejściu impulsu światła przez tak przygotowany ośrodek obserwowano w nim statystykę kwadratury x odpowiadającą stanowi ściśniętemu. Przy zastosowaniu dwóch szeregowo ustawionych komórek udało się osiągnąć ściśnięcie o 3.5dB w pojedynczym modzie czasowym promieniowania o niezwykle wąskim widmie [Wasilewski2009a].



Rys. 32. Schemat wykorzystanych poziomów i przejść. Atomy umieszczone były w polu magnetycznym wywołującym precesję z częstotliwością $\Omega = 2 \times 322 \text{ kHz}$. Odstrojenie od rezonansu wynosiło $\Delta = 850 \text{ MHz}$. Silna fala wymuszająca była pionowo spolaryzowana i sprzęgała się z poziomo spolaryzowanymi pasmami bocznymi a_+ i a_- .

Zbadano również możliwość ultraprecyzyjnego pomiaru zmiennego pola magnetycznego za pomocą w/w ośrodków atomowych. Wykazano doświadczalnie, że możliwe jest osiągnięcie czułości ograniczonej pierwotną, poissonowską statystyką rozkładu wzbudzeń atomowych, a



Rys. 33. Schemat pomiaru pola magnetycznego. (a) J oznacza spin atomów, przygotowanych początkowo w CSS. Pod wpływem pola B koniec tego wektora porusza się po spirali. Następnie wysyłany jest impuls próbkujący, który mierzy rzut spinu na swój kierunek propagacji, proporcjonalny do jego wychylenia. (b) Wyniki pomiaru klasycznego. Chmura wokół zera to początkowa statystyka zmiennych atomowych. Przesunięcie następuje po przyłożeniu pola B (w układzie wirującym). Okrąg linią ciągłą oznacza poziom zmierzonego szumu, zaś linią przerywaną – niezależną kalibrację klasycznej granicy szumu śrutowego

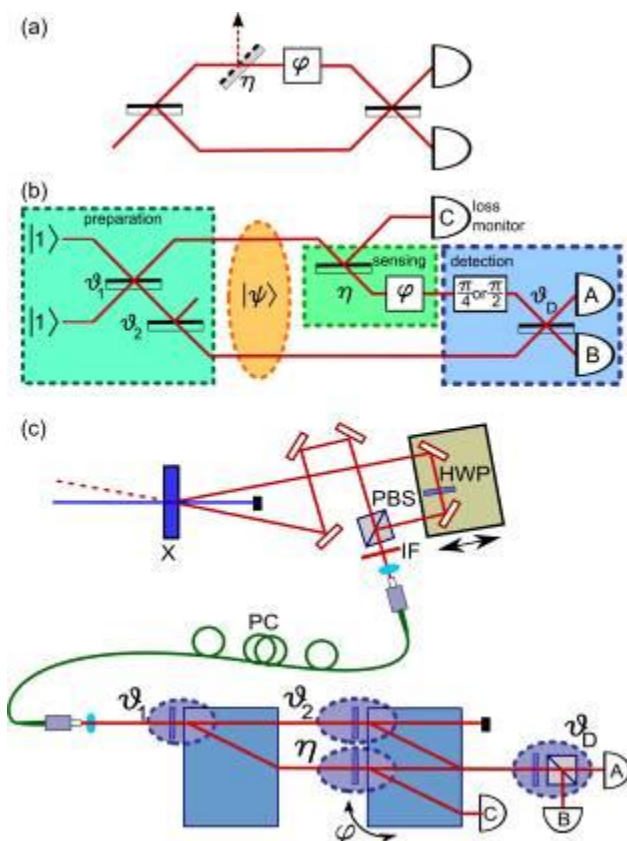
także, że możliwe jest przekroczenie tego ograniczenia przez zastosowanie metod inżynierii kwantowej. W tym celu dokonuje się przed właściwym pomiarem dodatkowego oświetlenia komórek z atomami. Prowadzi to do sprzężenia splątującego stan atomów i przechodzącego światła, co umożliwi warunkowe splątanie stanu atomów i redukcję szumu śrutowego poniżej granicy klasycznej [Wasilewski2009b]. W ramach pomiaru statystyki kwantowej rozpraszania Ramana przeprowadzono szereg pomiarów diagnostycznych na układzie doświadczalnym. Zmierzono metodami zapożyczonymi z magnetometrii atomowej (rozwijanej przez grupę prof. W. Gawlika) niejednorodność pola wewnątrz starego ekranu magnetycznego i okazało się, że jest ona rzędy wielkości większa niż potrzebna do uzyskania spójnego rozpraszania Ramana. Z tego powodu dodaliśmy dodatkową warstwę ekranującą, przeprowadziliśmy staranne rozmagnesowanie i pomiary nanoteslomierzem. Wykonaliśmy też szereg dodatkowych pomiarów atomowo-magnetometrycznych i rozpraszania Ramana na pojedynczej składowej nadsubtelnej weryfikujących powodzenie tej operacji.

W efekcie, przy odpowiednim doborze gęstości par rubidu, ciśnienia gazu buforowego i częstotliwości wiązek, oraz pompowaniu optycznym, uzyskaliśmy bardzo silne spontaniczne i dalej wzmocnione rozpraszanie Ramana, przetwarzając nawet 20% energii impulsowej wiązki pompującej.

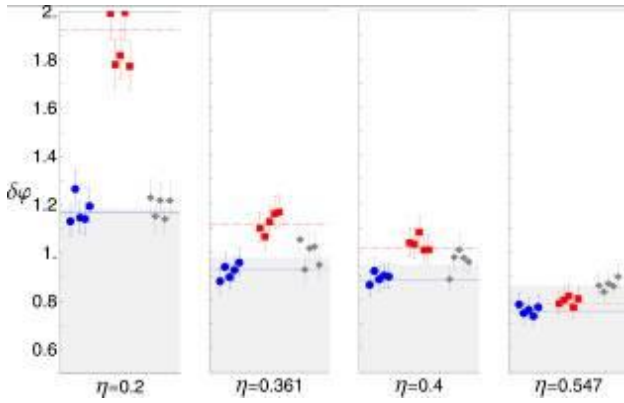
Uzyskaliśmy również rozpraszanie anty-stokesowskie, którego energia jest proporcjonalna do wytworzonej w poprzedzającym je akcie stokesowskim polaryzacji atomowej (w uproszczeniu liczby atomów przeniesionych do stanu opróżnionego pompowaniem optycznym).

Zamierzaliśmy statystykę tak światła stokesowskiego i anty-stokesowskiego przy użyciu szybkiej fotodiody i oscyloskopu, co dało nam doskonały wgląd w dynamikę i charakterystykę procesu. Na samym jego początku obserwujemy wiele nałożonych modów przestrzennych, które szybko zdominowane są przez mod podstawowy propagujący się współliniowo. Wynik tej jest dla nas cenny, ponieważ pozwala zweryfikować istotne przewidywania modelu teoretycznego procesu rozpraszania. Zgodnie z przewidywaniami zmierzaliśmy również bardzo silne korelacje pomiędzy natężeniem światła stokesowskiego i anty-stokesowskiego co potwierdza nasze zrozumienie procesu. Rozkład wartości osobiwych funkcji kowariancji natężeń w czasie również przemawia za wielomodowym charakterem procesu. Jest to kolejny ciekawy wynik, otrzymany w ramach zadania 13.

Znaczącym wynikiem realizacji Zadania 13 była eksperymentalna demonstracja optymalnej estymacji w obecności strat w przypadku użycia stanów dwufotonowych, której schemat przedstawiono na Rys. 34 [Kacprowicz2010]. Uzyskano wyniki dla różnego poziomu strat, w których użycie optymalnych stanów dwufotonowych pozwoliło na lepszą estymację niż jest to możliwe w podejściu klasycznym dysponując takimi samymi zasobami. W obecności strat pokazano przewagę znalezionych optymalnych stanów nad kwantowymi stanami $N00N$, optymalnymi pod nieobecności strat (Rys. 35).



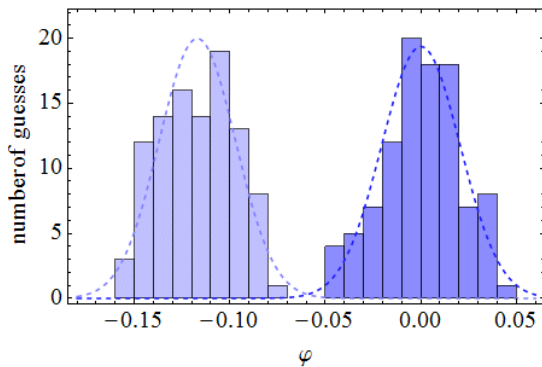
Rys. 34. Schemat eksperymentalny estymacji fazy. Pary fotonów są uzyskiwane poprzez parametryczny podział częstości w kryształ BiBo, po czym za pomocą liniowego układu optycznego i postselekcji przygotowywane są optymalne stany. Interferometr skonstruowany jest w oparciu o dwa kryształy kalcytu. W pomiarze poza portami interferometru A i B monitorowany jest również, w którym tracone są fotony (port C). Jest to konieczne z uwagi na pracę w bazie koincydencji. Optymalny pomiar wymaga adaptacji transmisji ostatniej płytki światłodzielnącej w zależności od tego czy foton został stracony czy nie. W eksperymencie zostało to zrealizowane poprzez dwukrotne powtórzenie pomiarów z różnymi ustawieniami i postselekcję odpowiednich zdarzeń.



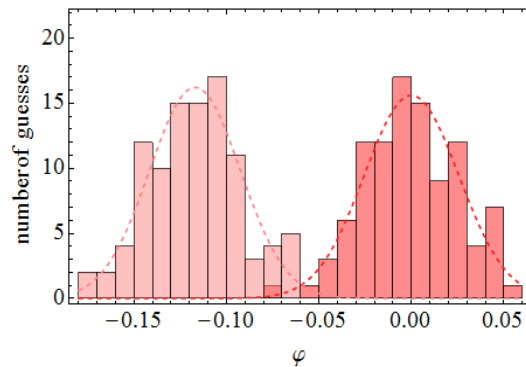
Rys. 35. Eksperymentalnie uzyskana niepewność estymacji fazy w obecności strat w jednym ramieniu. Porównanie niepewności otrzymanej korzystając ze stanów optymalnych (niebieski), stanów N00N (czerwony) oraz metod klasycznych (szary), dla różnych transmisji η stratnego ramienia.

Jako dane doświadczalne do estymacji fazy wzięto wielokrotnie powtarzane serie pomiarowe składające się z ~ 2000 dwufotonowych zdarzeń koincydencyjnych. Na podstawie każdej serii pomiarowej wykonywana była estymacja opóźnienia fazowego korzystając z estymatora największej wiarygodności. Ilość danych była na tyle duża, że precyzja uzyskanej estymacji nie odbiegała od fundamentalnego ograniczenia Cramer-Rao bardziej niż o 8%.

Dwa histogramy ilustrują niepewność estymacji fazy przy 64% stratach w jednym z ramion interferometru w przypadku wykorzystania stanów optymalnych (Rys. 36) oraz stanów N00N (Rys. 37).



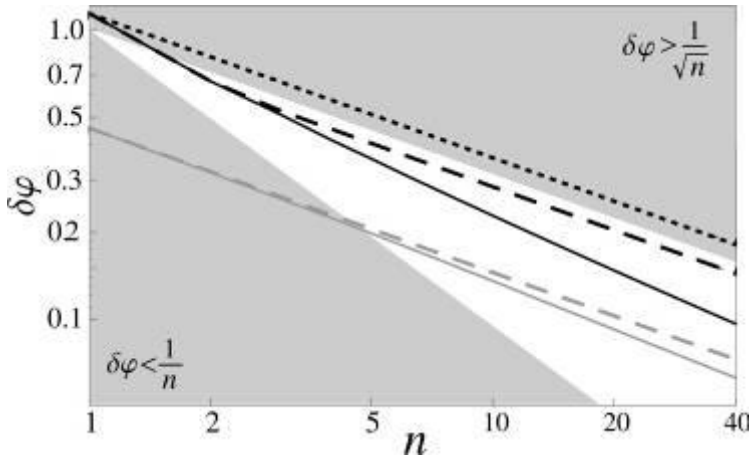
Rys. 36 Rozrzut wyników dla estymacji dwóch faz oddalonych od siebie o 0.12 rad wykorzystując optymalny stan dwu fotonowy w obecności 64% strat.



Rys. 37 Rozrzut wyników dla estymacji dwóch faz oddalonych od siebie o 0.12 rad wykorzystując stan N00N w obecności 64% strat.

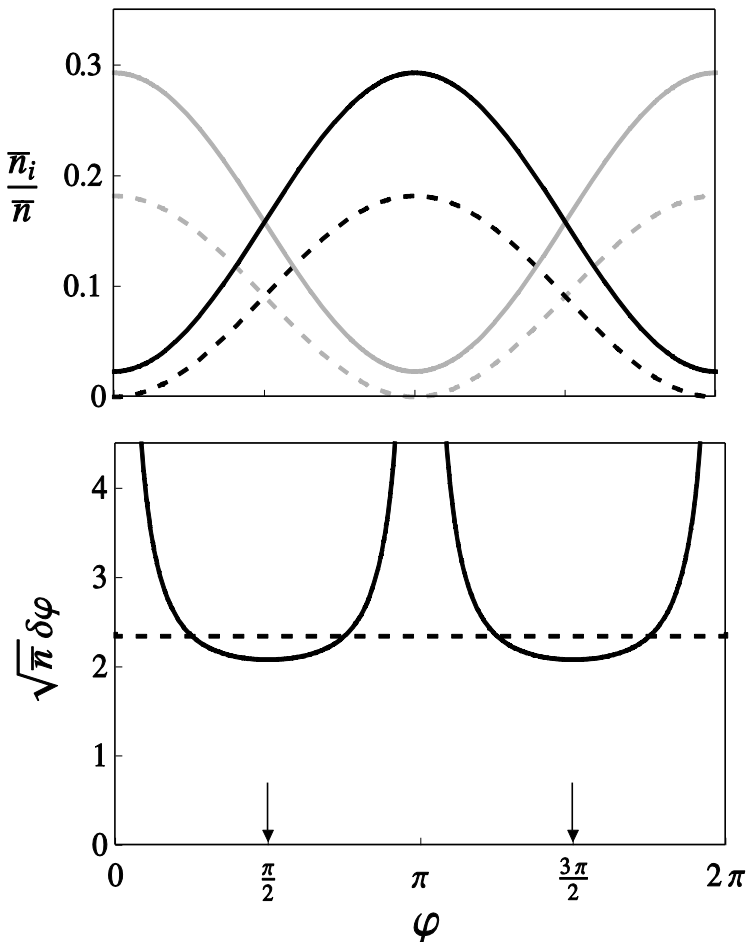
Uzyskana niepewność estymacji wynosiła $\delta\varphi=0.0206$ dla stanów optymalnych i $\delta\varphi=0.02556$ dla stanów N00N. Ograniczenie Cramera-Rao dawało w tym przypadku więz $\delta\varphi \geq 0.01906$.

Równoległe z realizacją doświadczenia badano alternatywne sposoby zwiększenia precyzji pomiarów. Zbadany został problem wielokrotnych przejść światła przez próbkę podczas estymacji fazy [Demkowicz2010]. W szczególności pokazano, że wielokrotne odbicia stanów klasycznych jest równoważne używaniu stanów N00N, a w związku z tym nie są optymalne w obecności strat. Znalaziono optymalną liczbę odbić prowadzących do najlepszej estymacji w przypadku traktowania odbić jako zwielokrotnienie zasobów i w przypadku nie wliczania ich w całkowitą ilość użytych zasobów (Rys. 38).



Rys. 38 Niepewności estymacji w zależności od liczby użytych fotonów razy liczba odbić w przypadku transmisji stratnego ramienia interferometru $\eta=0.6$. Optymalna klasyczna strategia przy jednym przejściu (czarna, kropkowana), klasyczna strategia z wielokrotnymi odbiciami (czarna, kreskowana), optymalna kwantowa strategia (czarna, ciągła). Gdy odbicia nie są traktowane jako dodatkowy zasób i możliwe jest dobranie optymalnej liczby odbić bez zwiększania n , niepewność się zmniejsza czemu odpowiadają krzywe szare.

Zbadano także związek pomiędzy optymalną estymacją opóźnienia fazowego w interferometrze Macha-Zehndera przy wykorzystaniu klasycznych stanów światła a obserwowaną widzialnością prążków interferencyjnych. W sytuacji obecności strat w interferometrze, optymalizacja widzialności okazała się nierównoważna optymalizacji precyzji estymacji (Rys. 39, Rys. 40).



Rys. 39 Teoretyczna zależność średnich liczb fotonów zarejestrowanych przez detektory na dwóch wyjściach interferometru Macha-Zehndera, w zależności od opóźnienia fazowego, dla przypadku widzialności 100% (krzywe przerywane) oraz dla przypadku konfiguracji optymalizującej precyzję estymacji (krzywe ciągłe) gdy straty w jednym z ramion interferometru były na poziomie 90%.

Rys. 40 Precyzja estymacji w zależności od prawdziwej wartości opóźnienia fazowego dla strategii optymalnej oraz maksymalizującej widzialność. Widoczne jest, że precyzja uzyskiwana w strategii optymalnej zależy od wartości estymowanej fazy, co nie ma miejsca dla strategii maksymalizującej widzialność. Wskazuje to na konieczność posiadania pewnej wiedzy a priori dotyczącej wartości estymowanej fazy aby móc wykorzystać przewagę strategii optymalnej nad strategią opartą na maksymalizacji widzialności.

Zadanie zostało wykonane.

[Demkowicz2010] R. Demkowicz-Dobrzański, Multi-pass classical vs. quantum strategies in lossy phase estimation, Laser Physics 20, 1197-1202 (2010)

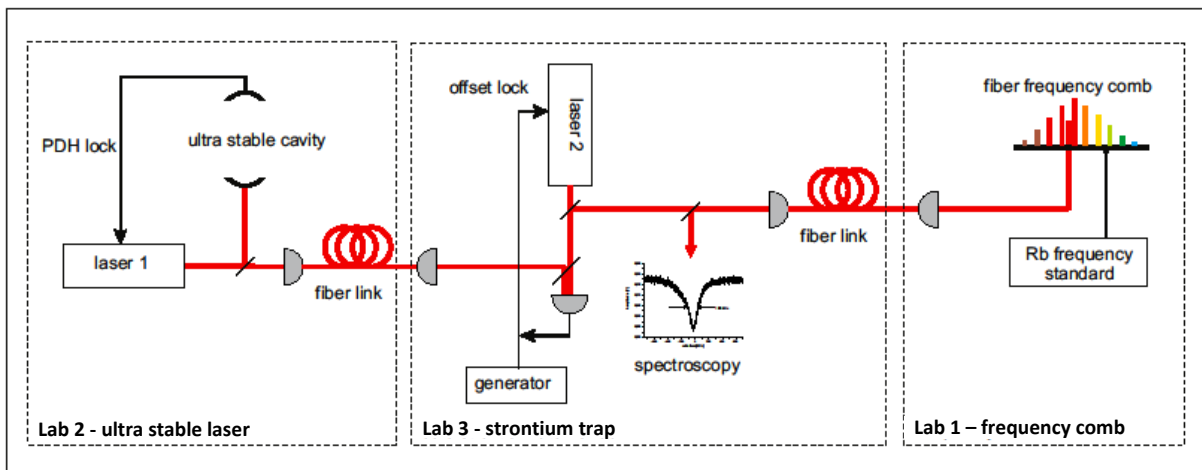
[Kacprowicz2010] M. Kacprowicz, R. Demkowicz-Dobrzanski, W. Wasilewski, K. Banaszek, I. A. Walmsley, Experimental quantum-enhanced estimation of a lossy phase shift, Nature Photonics 4, 357 (2010)

[Wasilewski2009a] W. Wasilewski, T. Fernholz, K. Jensen, L. S. Madsen, H. Krauter, C. Muschik and E. S. Polzik, Generation of two-mode squeezed and entangled light in a single temporal and spatial mode, Opt. Express 17, 14444 (2009)

[Wasilewski2009b] W. Wasilewski, K. Jensen, H. Krauter, J.J. Renema, E.S. Polzik, Quantum Noise Limited and Entanglement-Assisted Magnetometry, Phys. Rev. Lett. 104, 133601 (2010)

Zadanie 14. „Łączenie wzorca atomowego z ultrastabilnym laserem i układem grzebieńa częstotliwości”

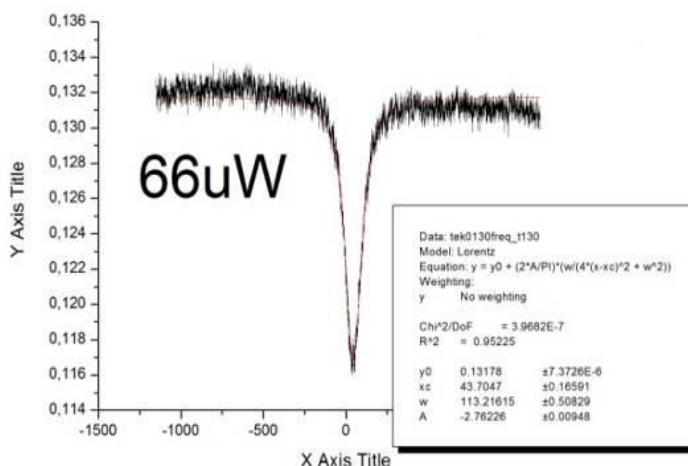
Po zrealizowaniu zadań badawczych dotyczących poszczególnych technologii niezbędnych do budowy optycznego zegara atomowego zmontowano układ pomiarowy zawierający wszystkie



Rys. 41. Schemat pełnego układu pomiarowego do ultra-precyzyjnych pomiarów metodami optyki i fizyki kwantowej.

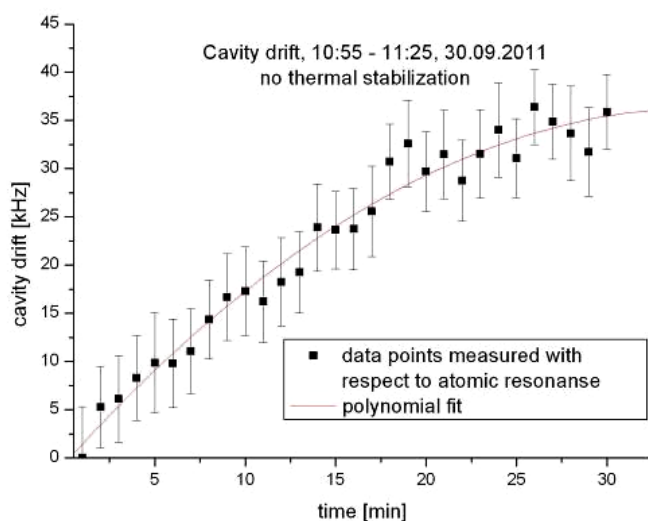
części aparatury do ultra-precyzyjnych pomiarów metodami optyki i fizyki atomowej. Schemat układu obejmującego ultra-stabilny laser, grzebień częstotliwości optycznych oraz wzorzec z ultra-zimnymi atomami strontu umieszczone w oddzielnych laboratoriach KL FAMO i połączone światłowodami przedstawia Rys. 41. Układ ten został przetestowany w spektroskopowym pomiarze wąskiego przejścia atomowego $^1S_0 - ^3P_1$ o długości fali 689 nm. Do testów spektroskopowych wykorzystano spektroskopię nasyceniową z dwiema przeciwbieżnymi wiązkami laserowymi, prostopadłymi do

strumienia atomów strontu przed spowalniczem zeemanowskim i odpowiednie pole magnetyczne do wybrania składowej zeemanowskiej 0-0.



Rys. 42. Spektroskopia przejścia atomowego $^1S_0-^3P_1$.

Częstość lasera 689 nm we wzorcu atomowym została odniesiona do częstości lasera ultra-wąskiego o własnościach podanych w opisie zadań badawczych 4-6 a ich różnica zadana przez częstość generatora w pętli „offset-lock” + częstość modulacji AOM. Dzięki temu laser używany do spektroskopii był odpowiednio wąski spektralnie (rzędu 10 Hz) i mógł być stosowany do próbkowania ultra-wąskich linii atomowych. Rys. 42 pokazuje przykład widma linii o szerokości ok. 80 kHz, czyli o ok. rząd większej od szerokości naturalnej dla tego przejścia. Ten nieoptymalizowany jeszcze wynik wskazuje na możliwość osiągnięcia oczekiwanej dokładności z uruchomionym układem. Niezależnie został zmierzony dryf częstości ultra-wąskiego lasera względem grzebienia częstości optycznych i względem przejścia rezonansowego w atomach strontu co weryfikuje kompatybilność i dobrą współpracę wszystkich kluczowych technologii potrzebnych do konstrukcji optycznego zegara atomowego. Rys. 43 przedstawia wyniki tego pomiaru. Pozwalają one ocenić termiczną niestabilność rezonatora i ją ograniczyć pasywnie przez lepszą stabilizację temperatury i/bądź aktywnie kompensować dryft lasera używanego w spektroskopii przez zastosowanie układów sprzężenia zwrotnego i pętli „offset-lock”. Korzystając ze schematu pomiarowego przedstawionego na Rys. 41. została zmierzona bezwzględna częstość przejścia rezonansowego $^1S_0 - ^3P_1$ w stronczie 88, względem grzebienia



Rys. 43. Dryf częstości ultra-stabilnego lasera względem przejścia rezonansowego w stronczie na długości fali 689 nm. Pomiar dokonany przy braku stabilizacji temperatury w okolicy wnęki.

optycznego stabilizowanego do zegara rubidowego. W otrzymanym wyniku 434 829 121 288 kHz z rozrzutem statystycznym 9 kHz nie zostały uwzględnione rozmaite poprawki (związane np. z koncentracją atomów) oraz niepewności związane z pomiarem grzebieniem optycznym czy ze starzeniem się używanego wzorca rubidowego.

Zadanie zostało wykonane.

Wykaz prac opublikowanych lub wysłanych do druku.

Lp.	Tytuł publikacji	Autorzy	Wydawnictwo - nazwa, tom, rok, strona	Data złożenia do druku rok wydania	Koszt wydania (zł)
1	2	3	4	5	6
1	"Semi-classical line shape models of rovibrational H ₂ O spectra tested using frequency-stabilized cavity ring-down spectroscopy"	R. Ciuryło, D. Lisak, J. T. Hodges	Spectral Line Shapes vol. 15 ed. by M. A. Gonzalez, M. A. Gigosos, pp. 225, AIP Press, New York	2008	
2	"Studies of the Hydrodynamic Properties of Bose-Einstein Condensate of ⁸⁷ Rb Atoms in a Magnetic Trap"	F. Bylicki, W. Gawlik, W. Jastrzębski, A. Noga, J. Szczepkowski, M. Witkowski, J. Zachorowski, and M. Zawada	Acta Phys. Polon.A 113 , 691 (2008)	2008	
3	"Free-fall expansion of finite-temperature Bose-Einstein condensed gas in the non-Thomas-Fermi regime"	M. Zawada, R. Abdoul, J. Chwedeńczuk, R. Gartman, J. Szczepkowski, Ł. Tracewski, M. Witkowski, W. Gawlik	J. Phys. B 41 , 241001 (2008)	2008	
4	"Optimal Quantum Phase Estimation"	U. Dörner, R. Demkowicz-Dobrzanski, B. J. Smith, J. S. Lundeen, W. Wasilewski, K. Banaszek, I. A. Walmsley,	Physical Review Letters, 102, 040403 (2009)	2009	
5	"Line shapes of optical Feshbach resonances near the intercombination transition of bosonic Ytterbium"	M. Borkowski, R. Ciuryło, P. S. Julienne, S. Tojo, K. Enomoto, Y. Takahashi	Phys. Rev. A 80 , 012715-14 (2009)	2009	
6	"Buffer-gas-induced collision shift for the 88Sr 1S ₀ -3P ₁ clock transition"	N. Shiga, Y. Li, H. Ito, S. Nagano, T. Ido, K. Bielska, R. S. Trawiński, R. Ciuryło	Phys. Rev. A 80 , 030501(R)-4 (2009).	2009	
5	"Collinear interferometer with variable delay for carrier-envelope offset frequency measurement"	M. Pawłowska, F. Ozimek, P. Fita, C. Radzewicz	Rev.Sc.Instr. 80 , 083101(1-5), 2009	2009	
6	"Quantum phase estimation with lossy interferometers"	R. Demkowicz-Dobrzanski, U. Dörner, B. J. Smith, J. S. Lundeen, W. Wasilewski, K. Banaszek, and I. A. Walmsley	Phys. Rev. A 80 , 013825 (2009)	2009	
7	"Experimental characterization of three-wave mixing in a multimode"	M. Karpinski , C. Radzewicz , and K. Banaszek	Appl.Phys. Lett. 94 , 181105 (2009)	2009	

	nonlinear KTiOPO 4 waveguide”				
8	“Collinear interferometer with variable delay for carrier-envelope offset frequency measurement”	M. Pawłowska, F. Ozimek, P. Fita, C. Radzewicz	, Rev.Sc.Instr. 80 , 083101 (2009)	2009	
9	“How does BEC mix with thermal atoms ?”	M. Zawada, R. Abdoul, J. Chwedeńczuk, R. Gartman, J. Szczepkowski, Ł. Tracewski, M. Witkowski, W. Gawlik	Europhys. News. 40/1 , 17 (2009)	2009	
10	“Optimal geometry for efficient loading of an optical dipole trap”	A Szczepkowicz , L. Krzemień, A. Wojciechowski, K. Brzozowski, M. Krüger, M. Zawada, M. Witkowski, J. Zachorowski, W. Gawlik	Phys.Rev. A 79 , 013408 (2009)	2009	
11	“Analysis and calibration of absorptive images of Bose-Einstein condensate at non-zero temperatures”	J. Szczepkowski, R. Gartman, M. Witkowski, L. Tracewski, M. Zawada, W. Gawlik	Rev.Sci. Instr. 80 , 053103 (2009)	2009	
12	“Multi-pass classical vs. quantum strategies in lossy phase estimation”	R. Demkowicz-Dobrzanski	Laser Physics 20, 1197-1202 (2010)	2010	
13	“Experimental quantum-enhanced estimation of a lossy phase shift”	M. Kacprowicz, R. Demkowicz-Dobrzański, W. Wasilewski, K. Banaszek I. A. Walmsley	Nature Photonics 4, 357-360 (2010)	2010	
14	“Line shapes and intensities of self-broadened O ₂ $\sigma_g^+(v=1) \leftarrow X^3\Sigma_g^-(v=0)$ band transitions measured by cavity ring-down spectroscopy”	D. Lisak, P. Masłowski, A. Cygan, K. Bielska, S. Wójtewicz, M. Piwiński, J. T. Hodges, R. S. Trawiński, and R. Ciuryło	Phys Rev. A 81, 042504-10 (2010)	2010	
15	“Influence of line shape model on the spectroscopic determination of the Boltzmann constant”	A. Cygan, D. Lisak, R. S. Trawiński, R. Ciuryło	Phys. Rev. A 82, 032515-7 (2010)	2010	
16	“Designing Zeeman slower for strontium atoms – towards optical atomic clock”	M.Bober, J. Zachorowski, W. Gawlik	Opt. Appl. 40, 547-555 (2010)	2010	
17	“Diagnostics and loading of an atomic optical dipole trap”	K. Brzozowski, L.Krzemien, J.Zachorowski, W. Gawlik	Opt. Appl. 40, 557-563 (2010)	2010	
18	“Production of spinor condensates of 87Rb released from a magnetic trap”	R. Gartman, M. Piotrowski, J. Szczepkowski, M.Witkowski, M. Zawada, W. Gawlik	Opt. Appl. 40, 565-570 (2010)	2010	

19	“Experiments on Quantum Coherence with Cold Atoms”	W. Gawlik, A. Wojciechowski	Optics and Spectroscopy 111 , 626 (2011)	2011	
20	“Pound-Drever-Hall-locked, frequency-stabilized cavity ring-down spectrometer”	A. Cygan, D. Lisak, P. Masłowski, K. Bielska, S. Wójtewicz, J. Domysławska, R. S. Trawiński, R. Ciuryło, H. Abe, J. T. Hodges	Rev. Sci. Instrum. 82 , 063107 (2011)	2011	
21	“Active control of the Pound-Drever-Hall error signal offset in high-repetition-rate cavity ring-down spectroscopy”	A. Cygan, D. Lisak, S. Wójtewicz, J. Domysławska, R. S. Trawiński, R. Ciuryło	Meas. Sci. Technol. 22 , 115303 (2011)	2011	
22	“Photoassociative production of ultracold heteronuclear ytterbium molecules”	M. Borkowski, R. Ciuryło, P. S. Julienne, R. Yamazaki, H. Hara, K. Enomoto, S. Taie, S. Sugawa, Y. Takasu, Y. Takahashi	Phys. Rev. A 84 , 030702 (2011)	2011	
23	“Laser frequency stabilization by magnetically assisted rotation spectroscopy”	L. Krzemień, K. Brzozowski, A. Noga, M. Witkowski, J. Zachorowski, M. Zawada	Opt. Commun. 284 , 1247–1253 (2011)	2011	
24	Towards optical atomic clock and metrology with cold strontium atoms	M. Bober, J. Zachorowski, W. Gawlik	Elektronika 6 , 14 (2011)	2011	
25	“High signal-to-noise ratio laser technique for accurate measurements of spectral line parameters”	A. Cygan, D. Lisak, S. Wójtewicz, J. Domysławska, J. T. Hodges, R. S. Trawiński, R. Ciuryło	praca wysłana do Phys. Rev. A.		
26	“Cavity ring-down spectroscopy of the oxygen B-band with absolute frequency reference to the optical frequency comb”	J. Domysławska, S. Wójtewicz, D. Lisak, A. Cygan, F. Ozimek, K. Stec, Cz. Radzewicz, R. S. Trawiński, R. Ciuryło	praca wysłana do J. Chem. Phys.		