UNIWERSYTET JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

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

rozprawa doktorska

# Zimne atomy strontu dla zastosowań metrologicznych

Marcin Bober

Promotor:
dr hab. Jerzy Zachorowski

Kraków, 2012

*Szczególnie serdecznie dziękuję promotorowi*
dr. hab. Jerzemu Zachorowskiemu
*oraz* prof. dr. hab. Wojciechowi Gawlikowi
*za okazaną pomoc, poświęcony czas i cierpliwość.*

*Dziękuję także* wszystkim z Zakładu Fotoniki, *za przyjazną atmosferę oraz wczesne obiady.*

*Na końcu najważniejsze — dziękuję mojej* Żonie *za wsparcie i pomoc.*

# Spis treści

Wprowadzenie . . . . . 4

**1 Wstęp** **8**

1.1 Zegar cezowy . . . . . 11

1.2 Optyczny zegar atomowy . . . . . 12

1.2.1 Wzorzec częstotliwości z pojedynczym jonem . . . . . 13

1.2.2 Wzorzec częstotliwości z neutralnymi atomami . . . . 14

1.2.3 Ultra-stabilny laser . . . . . 16

1.2.4 Grzebień częstotliwości . . . . . 17

1.3 Dokładność optycznych wzorców częstotliwości . . . . . 18

1.3.1 Pole magnetyczne . . . . . 18

1.3.2 Promieniowanie ciała doskonale czarnego . . . . . 19

1.3.3 Sieć optyczna oraz ultra-wąski laser . . . . . 20

1.3.4 Zimne zderzenia . . . . . 20

1.3.5 Inne zjawiska . . . . . 21

1.4 Najlepsze uzyskiwane dokładności . . . . . 21

1.5 Projekt budowy zegara atomowego . . . . . 22

1.6 Stront . . . . . 23

1.6.1 Ogólne właściwości . . . . . 23

1.6.2 Wybrane zastosowania zimnych atomów strontu . . . . 25

**2 Podstawy technik eksperymentalnych** **27**

2.1 Chłodzenie i pułapkowanie neutralnych atomów . . . . . 27

2.1.1 Spowalnianie dopplerowskie . . . . . 28

2.1.2 Pułapka magneto-optyczna . . . . . 29

2.1.3 Pułapka dipolowa i sieć optyczna . . . . . 29

2.1.4 „Magiczna" długość fali . . . . . 30
2.1.5 Pułapka magnetyczna . . . . . 31
2.2 Spowalniacz zeemanowski . . . . . 33
2.3 Chłodzenie strontu . . . . . 36
2.3.1 Niebieska pułapka MOT . . . . . 37
2.3.2 Czerwona pułapka MOT . . . . . 38
2.3.3 Inne metody chłodzenia . . . . . 40
2.4 Detekcja atomów . . . . . 41
2.5 Przejście zegarowe w stroncie . . . . . 43

**3 Układ doświadczalny 47**
3.1 Układ próżniowy . . . . . 47
3.1.1 Procedura wygrzewania aparatury próżniowej . . . . . 50
3.1.2 Piec strontowy . . . . . 51
3.1.3 Układy próżniowe z dyspenserem strontu . . . . . 54
3.2 Spowalniacz zeemanowski . . . . . 55
3.2.1 Wiązka laserowa . . . . . 57
3.2.2 Cewka spowalniacza . . . . . 58
3.3 Lasery . . . . . 63
3.3.1 Laser 461 nm . . . . . 63
3.3.2 Laser 707 i 679 nm . . . . . 68
3.3.3 Laser 689 nm . . . . . 70
3.4 Cewki pola magnetycznego . . . . . 80
3.4.1 Cewki pułapki MOT . . . . . 80
3.4.2 Cewki kompensujące pola zewnętrzne . . . . . 84

**4 Wyniki 85**
4.1 Spowalniacz zeemanowski i niebieska pułapka MOT . . . . . 85
4.1.1 Wpływ laserów repompujących 679 i 707 nm . . . . . 88
4.2 Pułapka magnetyczna . . . . . 89
4.3 Czerwona pułapka MOT . . . . . 90
4.4 Spektroskopia linii 689 nm w stroncie . . . . . 94
4.4.1 Spektroskopia w komórce strontowej . . . . . 94
4.4.2 Spektroskopia w wiązce atomów z pieca . . . . . 96

4.4.3 Badanie dryfu wnęki ultra-wąskiego lasera . . . . . 99
4.4.4 Wyznaczenie bezwzględnej częstotliwości przejścia . . 99
4.5 Spektroskopia linii 698 nm w stroncie 88 . . . . . 101

**5 Podsumowanie** **105**

**Dodatek A Właściwości strontu** **108**
A.1 Koncentracja atomów strontu . . . . . 108
A.2 Izotopy strontu . . . . . 109
A.3 Dane dotyczące przejść w stroncie . . . . . 109

**Dodatek B Zdjęcia** **111**
B.1 Zdjęcia układu . . . . . 111

**Bibliografia** **114**

# Wprowadzenie

Metrologia z zimnymi atomami pozwala na ultra-precyzyjne pomiary, ponadto układy tego typu pozwalają również na prowadzenie badań podstawowych z najwyższą dokładnością. Rozprawa ta dotyczy wykorzystania zimnych atomów strontu do ultra-precyzyjnych pomiarów metodami fizyki atomowej. Zaprezentowany został zbudowany układ i pierwsze przeprowadzone pomiary przy jego wykorzystaniu.

W pracy tej opisana została aparatura do chłodzenia atomów strontu i do prowadzenia pomiarów wysokiej precyzji. W szczególności celem było stworzenie układu, który może być używany jako wzorzec częstotliwości, a zarazem może służyć do innych pomiarów metrologicznych. Zbudowana aparatura jest częścią większego przedsięwzięcia budowy optycznego zegara atomowego. Układ wraz z ultra-wąskim laserem i optycznym grzebieniem częstotliwości został przetestowany w konfiguracji optycznego zegara atomowego.

W rozdziale pierwszym przedstawione zostały ogólne wiadomości na temat zegarów atomowych i wykorzystania zimnych atomów w metrologii. Zdefiniowana została dokładność i stabilność wzorców atomowych oraz zostały omówione czynniki na nie wpływające. Opisane zostały istniejące konstrukcje oraz przedstawiono wymagania, jakie musi spełniać układ do chłodzenia atomów do zastosowań w optycznym zegarze atomowym.

Rozdział drugi zawiera teorię dotyczącą technik chłodzenia i pułapkowania atomów strontu. W rozdziale trzecim opisana została zbudowana aparatura, a rozdział czwarty zawiera uzyskane wyniki. Taki podział tej pracy ma na celu ułatwienie czytelnikowi odszukania szczegółów technicznych apa-

ratury bądź konkretnych wyników. W podrozdziale 4.5 znajdują się wyniki uzyskane podczas mojego pobytu w laboratorium LENS we Florencji na przełomie 2008 i 2009 roku, gdzie pracowałem nad układem strontowego zegara atomowego.

Jako jednostka indukcji magnetycznej używana jest zarówno tesla jak i gaus (1 T = $10^{-4}$ G). W gausach podawany jest gradient kwadrupolowego pola magnetycznego wytwarzany przez cewki pułapki magneto-optycznej oraz pole magnetyczne w spowalniaczu zeemanowskim. Wynika to ze stosowanej w środowisku konwencji.

Opisana w tej pracy aparatura powstała jako część większego układu zbudowanego w Krajowym Laboratorium FAMO w Toruniu w ramach grantu Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego nr NN202148933, „Ultra precyzyjne pomiary metodami fizyki atomowej". Podczas pisania pracy wspierany byłem przez Fundację na rzecz Nauki Polskiej w ramach programu TEAM, współfinansowanego przez Europejski Fundusz Rozwoju Regionalnego, Program Operacyjny Innowacyjna Gospodarka 2007-2013.

# Rozdział 1

# Wstęp — optyczne wzorce częstotliwości

Atomowe wzorce częstotliwości są uniwersalne, ponieważ odnoszą się do niezaburzonej częstotliwości przejścia atomowego. Dzięki temu możliwa jest powtarzalność pozwalająca na stworzenie wzorców o względnych dokładnościach lepszych niż $10^{-15}$. Możliwe jest to tylko i wyłącznie dzięki odniesieniu się do częstotliwości przejść atomowych, które jak wierzymy są identyczne wszędzie i nie zmieniają się w czasie.

Jedynie dokładnie dopasowana częstotliwość fali elektromagnetycznej może wzbudzać atomy na wąskim przejściu rezonansowym. Częstotliwość tego przejścia może stanowić wzorzec; jest ona wyznaczona przez różnicę energii między dwoma stanami atomowymi

$$\nu = \Delta E/\hbar. \tag{1.1}$$

Kwantowy limit, określający szerokość rezonansu związany jest z czasem życia atomu w górnym stanie. Zakładając, że dolny poziom energetyczny jest poziomem podstawowym o nieskończonym czasie życia, natomiast drugi, wzbudzony stan ma czas życia $\tau$, szerokość naturalna rezonansu wynosi

$$\Delta\nu = \frac{1}{\tau}. \tag{1.2}$$

Dokładność każdego pomiaru ograniczona jest szumem. O dokładności wyznaczenia środka linii rezonansowej decyduje osiągnięty stosunek sygnału do szumu $S/N$. Dolnym ograniczeniem na zarejestrowany $S/N$ jest wynikający z ziarnistości materii szum śrutowy. Dla dostatecznie silnych wiązek świetlnych, używanych do spektroskopii przejścia zegarowego, kwantowa natura światła nie wpływa na pomiar w sposób znaczący, gdyż podczas detekcji pojedynczy atom jest źródłem większej liczby fotonów. Przy jednakowym stosunku sygnału do szumu znacznie dokładniej można wyznaczyć częstotliwość wąskiego przejścia rezonansowego niż szerokiego. Oznacza to, że najlepszymi, najdokładniejszymi wzorcami częstotliwości mogą być wąskie przejścia atomowe o długim czasie życia atomu w stanie wzbudzonym, które dodatkowo muszą być mało wrażliwe na zewnętrze zaburzenia. Przejścia te często nazywa się przejściami zegarowymi z powodu wykorzystywania ich w zegarach atomowych. Mogą one być zarówno w zakresie mikrofal i częstotliwości optycznych.

O jakości każdego wzorca, w tym atomowego, nie decyduje sama niepewność określenia częstotliwości. Istotny jest stosunek tej wielkości do częstotliwości wzorca, którego odwrotność określana jest jako współczynnik dobroci

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu}. \tag{1.3}$$

Łatwo to zrozumieć na przykładzie dwóch wzorców o częstotliwościach 10 MHz i 1 GHz, posiadających tę samą dokładność bezwzględną np. 1 Hz. Jeżeli w zastosowaniu potrzebna będzie częstotliwość 10 GHz, to należy zastosować mnożniki częstotliwości, które w przypadku wzorca 10 MHz spowodują niepewność 1000 Hz a w przypadku wzorca 1 GHz jedynie 10 Hz.
Historia najlepszych wzorców częstotliwości związana jest ze współczynnikiem dobroci $Q$. Wraz ze wzrostem możliwości technicznych szukano wzorców o coraz większej częstotliwości i tak wybrano rezonansowe przejścia atomowe, najpierw mikrofalowe a obecnie optyczne.

Do tej pory omówione zostały fundamentalne ograniczenia wyznaczenia częstotliwości. W atomowych wzorcach częstotliwości istnieje jednak duża liczba

zjawisk, które mają wpływ na stabilność, czyli rozrzut mierzonych częstotliwości i dokładność, czyli odchylenie mierzonej częstotliwości od wartości, jaka zostałaby zmierzona w idealnych warunkach. Do zjawisk tych zaliczają się:

- efekt Dopplera — powodujący poszerzenie częstotliwości obserwowanego przejścia,
- zaburzenia poziomów energetycznych wskutek oddziaływania atomów z polem elektrycznym, magnetycznym i elektromagnetycznym oraz zaburzenia spowodowane oddziaływaniami międzyatomowymi — powodujące przesunięcie częstotliwości rezonansowej.

Aby wzorzec częstotliwości był uniwersalny, wszystkie niemożliwe do usunięcia zaburzenia muszą być dobrze poznane i precyzyjnie kontrolowane.

Do określenia długoczasowej stabilności częstotliwości stosuje się wariancję Allana [1] zdefiniowaną jako

$$\sigma_y^2(t) = \left\langle \frac{(\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2}{2} \right\rangle, \tag{1.4}$$

gdzie $\bar{y}_k$, jest k-tą średnią częstotliwością względną, wyrażającą się wzorem

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t)\mathrm{d}t. \tag{1.5}$$

$\tau$ jest czasem uśredniania a $t_k$ jest k-tym interwałem czasu od początku uśredniania. W przypadku zegarów atomowych pełną informację o (nie)stabilności, pozwalającą na rozróżnienie różnych typów szumu daje pierwiastek z wariancji $\sigma_y(\tau)$, przy zastosowaniu względnej częstotliwości

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0}, \tag{1.6}$$

gdzie $\nu_0$ jest stałą wartością częstotliwości. Interpretacją wielkości $\sigma_y(\tau)$ w czasie $\tau$ jest stosunek

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta\nu_{RMS}(\tau)}{\nu_o}, \tag{1.7}$$

gdzie $\Delta\nu_{RMS}(\tau)$ jest średnim kwadratowym odchyleniem częstotliwości $\nu_o$ zarejestrowanym w czasie $\tau$. W pracy [2] obliczona została granica stabilności przy zastosowaniu do pomiaru metody Ramsey'a z prążkami o 100% kontraście. W takim przypadku

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta\nu}{\pi\nu}\sqrt{\frac{T}{2N\tau}}, \tag{1.8}$$

gdzie $N$ jest liczbą atomów (stosunek $S/N$ jest ograniczony szumem śrutowym do $\sqrt{N}$), $T$ jest okresem cyklu pomiaru (przygotowanie do pomiaru i detekcja), a $\tau$ jest czasem uśredniania. Pomiar polega na rejestrowaniu sygnału po dwóch stronach prążka o szerokości $\Delta\nu$ i częstotliwości $\nu$, w $1/2$ jego amplitudy. Z analizy wzoru 1.8 widać to, co zostało już wcześniej przedstawione — istotny jest stosunek częstotliwości $\Delta\nu/\nu = 1/Q$. Kolejną ważną obserwacją jest zależność stabilności wzorca od liczby atomów $N$ użytych w pomiarze, jak również od czasu cyklu pomiaru $T$. Różne podejścia do tych dwóch czynników owocują dwoma podstawowymi typami konstrukcji obecnych optycznych zegarów atomowych: wzorców z pojedynczym jonem i wzorców z tysiącami neutralnych atomów. Wzór 1.8 stanowi dolne ograniczenie na stabilność dla idealnych warunków. W rzeczywistych eksperymentach warunki te nie są spełniane i wyrażenie 1.8 należy zapisać w postaci

$$\sigma_y(\tau) = \frac{\Delta\nu}{K \cdot \nu \cdot S/N}\sqrt{\frac{T}{\tau}}, \tag{1.9}$$

gdzie $S/N$ jest rejestrowanym stosunkiem sygnału do szumu, $K$ jest parametrem rzędu jedności zależącym od kształtu rezonansu, $\Delta\nu$ jest szerokością rezonansu o częstotliwości $\nu$.

## 1.1 Zegar cezowy

Obecnie definicja sekundy określona jest jako czas równy 9 192 631 770 okresom promieniowania odpowiadającego przejściu między dwoma poziomami $F = 3$ i $F = 4$ struktury nadsubtelnej stanu podstawowego $^2S_{1/2}$ atomu $^{133}Cs$ w spoczynku [3]. Wszelkie bezwzględne pomiary częstotliwości muszą odnosić się do tego wzorca. Zegary cezowe są komercyjne dostępnymi

wzorcami częstotliwości. Uniwersalny Czas Koordynowany, UTC (ang. *Universal Time Clock*) ustalany jest na podstawie średniej z wielu zegarów z całego świata. Najdokładniejszymi zegarami cezowymi, z najlepszą dokładnością i stabilnością długoczasową są fontanny cezowe [4,5]. Osiągana w nich dokładność i stabilność możliwa jest dzięki chłodzeniu laserowemu, które powoduje, że atomy poruszają się z małymi prędkościami. Schłodzone atomy przygotowane są w jednym podpoziomie nadsubtelnym stanu podstawowego, po czym zostają wyrzucone z małą prędkością w górę i podczas tej drogi, najpierw do góry, a następnie na dół, dwa razy przechodzą przez obszar oddziaływania z mikrofalami. Pozwala to na efektywne zwiększenie czasu oddziaływania atomów poprzez wykorzystanie metody Ramseya i obserwacje bardzo wąskich prążków.
Technika zegarów cezowych rozwijana jest od lat sześćdziesiątych. Obecne układy tego typu osiągnęły już praktycznie granicę stabilności. Pojawienie się optycznych zegarów atomowych, o większej stabilności, z wciąż dużymi możliwościami rozwoju stworzyło warunki do kolejnej zmiany definicji sekundy.

## 1.2 Optyczny zegar atomowy

Optyczne wzorce częstotliwości rozwijane były równolegle z mikrofalowymi już od wielu lat. W ostatnim czasie, szczególnie po wynalezieniu grzebienia częstotliwości [6], który pozwolił na stosunkowo proste porównywanie różnych częstotliwości optycznych między sobą oraz z częstotliwościami mikrofalowymi, optyczne zegary atomowe zaczęły się rozwijać w sposób lawinowy.

Istnieją dwa typy optycznych zegarów atomowych nowej generacji: z pojedynczym jonem oraz z tysiącami neutralnych atomów. Ich zasada działania jest podobna, choć sposoby chłodzenia oraz utrzymania jonów i atomów są różne.

### 1.2.1 Wzorzec częstotliwości z pojedynczym jonem

Jony można trzymać w pułapce działając polem elektrycznym na posiadany przez nie ładunek. Pułapka jonowa [7–11] skonstruowana jest tak, aby pole elektryczne spychało jon do jej środka, gdzie pole elektryczne wynosi zero. Pozwala to na utrzymywanie pojedynczego jonu miesiącami. Dzięki chłodzeniu laserowemu można silnie ograniczyć ruch jonu w pułapce do obszaru mniejszego niż długość fali lasera używanego do spektroskopii przejścia zegarowego. W tych warunkach, znanych jako reżim Lamba-Dicke'go, widmo absorpcji w okolicach przejścia zegarowego jest wolne od efektu Dopplera pierwszego rzędu [12], co powala na precyzyjną spektroskopię przejścia zegarowego [13, 14]. Duża dokładność jest uzyskiwana dzięki trzymaniu pojedynczego jonu w miejscu, gdzie zeruje się pole elektryczne. Nie można zastosować większej ilości jonów w pułapce z powodu ich silnego oddziaływania kulombowskiego. W przypadku większości pułapek tylko jeden niezaburzony jon może znajdować się w środku pułapki, w miejscu gdzie pole elektryczne wynosi zero. Większa liczba jonów wypychałaby się wzajemnie ze środka, co miałoby niekorzystny wpływ na dokładność. Istnieją również konstrukcje liniowych pułapek jonowych, które mogłyby doprowadzić do stworzenia wzorca częstotliwości z kryształem kulombowskim złożonym z dużej liczby jonów [15].

Istnieje fundamentalne ograniczenie stabilności w przypadku zegarów z pojedynczym jonem, które wynika ze wzoru 1.8. Istnienie dolnej granicy stabilności związane jest z ograniczeniem do pojedynczego jonu w pułapce i skalowaniem stosunku sygnału do szumu jak $\sqrt{N}$. Granica ta, otrzymana dla $N = 1$, związana jest również z istnieniem dolnej granicy czasu pomiaru $T$ dla zegarów atomowych związanej z długością impulsu $\pi$[1] lasera zegarowego.

W obecnej chwili najbardziej dokładny zegar jest zegarem jonowym [16]. Stabilność wzorców jonowych jest nieznacznie tylko gorsza od stabilności wzorców z neutralnymi atomami. Dzieje się tak, ponieważ w przypadku wzorców jonowych czas $T$ potrzebny na przygotowanie i pomiar może być krótszy niż

[1] Impuls $\pi$ ma czas trwania wynoszący połowę okresu oscylacji Rabiego.

w przypadku wzorców z neutralnym atomami. Dodatkowo, w zegarach jonowych współczynnik dobroci $Q$ zazwyczaj jest wyższy. W jonowych zegarach optycznych wykorzystywane są wąskie przejścia w jonach: $Hg^+$ [17], $Sr^+$ [18], $Yb^+$ [14, 19], $Ca^+$ [20], $Al^+$ [16] i $In^+$ [21]. W pracy [22] przedstawione jest porównanie pracy dwóch zegarów jonowych ze względną dokładnością na poziomie $10^{-17}$.

**Optyczny zegar jądrowy**

Jądro atomowe jest bardzo mocno ekranowe od wpływu czynników zewnętrznych. Dzięki temu jądrowy wzorzec częstotliwości wykorzystujący wąskie przejście jądrowe cechowałby się dużą dokładnością. Choć najczęściej energie przejść jądrowych są w zakresie keV, w przypadku ciężkiego jądra $^{229}Th$ istnieje wąskie przejście o energii ok. 7,6 eV (ok. 160 nm), które mogło by być potencjalne wykorzystane jako wzorzec częstotliwości. W pracach [23, 24] zaproponowane zostało wykorzystane pojedynczego jonu $^{229}Th^{3+}$ jako wzorca częstotliwości o dokładności na poziomie $10^{-19}$. Na chwilę obecną dokładne parametry tego przejścia jądrowego (długość fali i szerokość) nie są znane.

### 1.2.2 Wzorzec częstotliwości z neutralnymi atomami

Neutralne atomy, w przeciwieństwie do jonów, nie posiadają wypadkowego ładunku elektrycznego, a zatem nie można zastosować do ich utrzymywania potencjału wytwarzanego przez pole elektryczne. Do pułapkowania neutralnych atomów można wykorzystać siły optyczne. Tak stworzone pułapki optyczne są znacznie płytsze niż pułapki elektryczne dla jonów, dlatego można w nich trzymać jedynie atomy wstępnie schłodzone do temperatur rzędu milikelwinów.

Oddziaływania neutralnych atomów, mimo że są krótkozasięgowe i znacznie słabsze niż naładowanych jonów, są istotne, ponieważ w pułapkach optycznych można zgromadzić miliony atomów. Zastosowanie sieci optycznej (opisanej w podrozdziale 2.1.3 i 2.1.4) z periodycznymi minimami potencjału[1]

[1] Minima potencjału są odległe od siebie o odległość rzędu połowy długości fali optycznej, czyli ok. 400 nm.

pozwala na separację atomów i dodatkowe obniżenie oddziaływań międzyatomowych, w efekcie czego można interpretować dużą liczbę neutralnych atomów spułapkowanych w sieci optycznej jak zespół tysięcy niezależnych pułapek z pojedynczymi atomami. Dzięki temu limit stabilności zegara z neutralnymi atomami, wynikający ze wzoru 1.8, jest obniżony w stosunku do zegarów jonowych. Problemem pozostał wpływ samego potencjału pułapkującego na częstotliwość przejścia zegarowego. Przełomem w dziedzinie wzorców z neutralnymi atomami było zastosowanie tak zwanej „magicznej" długości fali [25, 26] do wytworzenia sieci optycznej, opisanej w podrozdziale 2.1.4. Pozwoliło to na trzymanie tysięcy atomów w sieci optycznej nie wpływającej na stabilność i dokładność zegara.

Spektroskopia czy stabilizacja do przejścia zegarowego w neutralnych atomach jest pomiarem destruktywnym. Badane atomy są silnie podgrzewane przez próbkujące światło i uzyskują wystarczającą energię, aby uciec ze stosunkowo płytkiej pułapki, jaką jest sieć optyczna. Dla uzyskania jak największej stabilności wzorca, kluczowe jest znalezienie szybkiego i efektywnego sposobu przygotowania atomów — schłodzenia i umieszczania ich w sieci optycznej, w celu redukcji czasu pomiaru $T$ we wzorze 1.8. Przygotowanie dużej liczby neutralnych atomów, spowolnionych do prędkości rzędu cm/s w celu eliminacji wpływu efektu Dopplera, wymaga chłodzenia laserowego.
Atomy muszą być odizolowane od otoczenia, gdyż wszelkie oddziaływania mogą wpłynąć na dokładność wzorca. Oznacza to konieczność zastosowania układu ultra-wysokiej próżni, skonstruowanego w taki sposób, aby zapewnił jednocześnie szybkie ładownie atomów do pułapki oraz dobrą próżnię w miejscu ich gromadzenia. Należy ponadto dokładnie kontrolować pole elektryczne i magnetyczne oraz temperaturę otoczenia. Wpływ tych czynników na dokładność wzorca atomowego omówiony został w podrozdziale 1.3.

Opisany w tej pracy układ skonstruowany został w celu szybkiego i efektywnego chłodzenia atomów strontu i przygotowania wzorca atomowego wykorzystującego $^{88}Sr$. Układ po niewielkich modyfikacjach można również wykorzystywać do chłodzenia $^{87}Sr$. Opisane w rozdziale trzecim (*rozdział 3 Układ doświadczalny*) elementy, specjalnie zaprojektowane i wykonane, zostały do-

stosowane do potrzeb stworzenia dokładnego i stabilnego optycznego wzorca atomowego.

Oprócz atomów strontu, jako optyczne wzorce częstotliwości wykorzystywane są pierwiastki: $Yb$ [27, 28] i $Ca$ [29]. Zaawansowane są też prace nad wzorcami częstotliwości z innymi pierwiastkami, z $Hg$ [30, 31] i $Mg$ [32]. We wszystkich przypadkach procedura przygotowania atomów do spektroskopii jest bardzo zbliżona. Optyczne zegary atomowe z neutralnymi atomami konkurują o miano najlepszych z zegarami z pojedynczym jonem. Obydwa systemy prezentują podobny poziom dokładności oraz stabilności i wyprzedają pod tym względem wzorce cezowe. Pokazuje to porównanie zegarów z neutralnymi atomami oraz z pojedynczym jonem zaprezentowane w pracy [33].

### 1.2.3 Ultra-stabilny laser

Długoczasowa stabilność zegara atomowego zapewniona jest przez wzorzec atomowy — spektroskopię przejścia zegarowego. Krótkoczasowa stabilność w czasie między pomiarami zapewniana musi być poprzez ultra-stabilny laser — źródło promieniowania elektromagnetycznego dopasowane do częstotliwości przejścia atomowego. Taki laser, poza samą stabilnością rzędu $10^{-15}$ w czasie 1 s, musi cechować się bardzo małą szerokością spektralną, poniżej Hz, pozwalającą przeprowadzić precyzyjną spektroskopię na przejściu zegarowym. Standardowa technika budowy takiego lasera polega na wykorzystaniu stabilnej wnęki rezonansowej o finezji (*finesse*) rzędu 50 000–600 000 i stabilizacji lasera do jednego z jej modów metodą Pound-Drever-Hall [34]. Wnęka umieszczona jest w próżni dla izolacji termicznej. Ponadto stosowana jest dodatkowa pasywna i aktywna stabilizacja termiczna oraz izolacja od drgań. Wnęka wykonywana jest z elementów posiadających bardzo małą rozszerzalność cieplną oraz posiada specjalną konstrukcje minimalizującą wpływ wszelkich wibracji na jej długość [35, 36]. Stosuje się najczęściej szkło ULE (ang. *Ultra Low Expansion glass*), o bardzo niskiej rozszerzalności cieplnej w temperaturze pokojowej. Wnęka tego typu opisana jest np. w pracy [37].

Stabilność zegara atomowego jest silnie zależna od stabilności wnęki, do której stabilizowany jest laser. Związane jest to z tym, że wnęka działa jak koło zamachowe w zegarze, utrzymując stabilną częstotliwość w czasie, gdy nie jest przeprowadzany pomiar spektroskopowy przejścia zegarowego. Powoduje to rozwój coraz stabilniejszych wnęk laserów zegarowych. Układy te osiągają już termiczną granicę stabilności ograniczoną ruchem termicznym zwierciadeł. W celu obniżenia limitu termicznego i zwiększenia stabilności powstała konstrukcja wnęki wykonanej z monokryształu krzemu [38] i chłodzonej do temperatury 124 K. Stabilność lasera, o długości fali ok. 1,5 $\mu$m, stabilizowanego do tej wnęki jest przenoszona na laser dostrojony do przejścia zegarowego w dowolnym układzie wzorca częstotliwości przy pomocy optycznego grzebienia częstotliwości.

W opisywanym w tej pracy układzie wykorzystywany był ultra-wąski laser o szerokości 8 Hz. Dwa takie lasery o długości fali 689 nm zostały zbudowane przez grupę z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. Ich konstrukcja oraz stabilizacja do wnęki opisana jest w pracy [39]. W konstrukcji wnęki zastosowane zostały 10 centymetrowe walcowe elementy między lustrami wykonane ze szkła ULE. Lustra, również wykonane ze szkła ULE, przymocowane są do walców na kontakt optyczny. Współczynnik odbicia luster wynosi $R \approx 0,99995$ w zakresie 689-698 nm. FSR wnęki wynosi 1,499 GHz, co przy finezji ok. 63 000 daje szerokość modu wnęki 23,9 kHz. Laser stabilizowany do modu wnęki posiada szerokość spektralną $<$8 Hz, zmierzoną względem drugiego takiego samego układu. Wnęka izolowana jest akustycznie oraz od wibracji. W dotychczasowej realizacji stabilizacja temperatury jest tylko pasywna, co powoduje, że częstotliwość stabilizowanego lasera zmienia się z czasem, w zależności od temperatury otoczenia. Wyniki pomiaru dryfu wnęki zostały przedstawione w podrozdziale 4.4.3.

### 1.2.4 Grzebień częstotliwości

Częstotliwość oscylacji pola elektrycznego w optycznej fali świetlnej jest rzędu 500 THz. Nie istnieje żaden układ elektroniczny, który by nadążył za tak szybkimi oscylacjami. Do porównania częstotliwości optycznych z często-

tliwościami osiągalnymi przez układy elektroniczne służy optyczny grzebień częstotliwości [6, 40, 41], którego „zęby" tworzone są przez widmo spektralne składające się z równo odległych od siebie częstotliwości. Grzebień częstotliwości, ze skalą tworzoną przy pomocy jego zębów, tworzy coś na kształt linijki w domenie częstotliwości. Odległości między zębami są w domenie częstotliwości radiowych, jednak zęby mogą się rozciągać na całe widmo widzialne i dzięki temu grzebień częstotliwości umożliwia również porównywanie odległych częstotliwości optycznych [22, 33]. Dzięki grzebieniowi możliwe jest również przenoszenie stabilności i dokładności optycznych zegarów na częstotliwości radiowe. Pozwala on ponadto na precyzyjne badanie dokładności i stabilności wzorców optycznych względem zegara cezowego [42]. Układ wzorca częstotliwości wraz z ultra-stabilnym laserem pozwala na stabilizowanie częstotliwości lasera do wzorca atomowego jedynie na częstotliwości przejścia atomowego. Optyczny grzebień częstotliwości pozwala na przeskalowanie tej częstotliwości. Więcej informacji na temat grzebieni częstotliwości można znaleźć np. w [43].

## 1.3 Dokładność optycznych wzorców częstotliwości

Wzorce atomowe osiągają obecnie dokładność rzędu $10^{-16}$. Dla wzorców optycznych oznacza to wyznaczenie częstotliwości przejścia z dokładnością do ułamka Hz. Przy takim poziome dokładności istotny wpływ na zmierzoną częstotliwość ma wiele czynników. Poniżej wymienione zostały najważniejsze zaburzenia ograniczające dokładność optycznych zegarów z neutralnymi atomami. Trzeba je wziąć pod uwagę przy konstrukcji układu wzorca atomowego.

### 1.3.1 Pole magnetyczne

Występująca w przypadku podpoziomów zeemanowskich $^{87}Sr$ liniowa zależność od pola magnetycznego powoduje przesunięcie częstotliwości zegarowej o $-1,088(4) \times m_F$ Hz/$\mu$T [44]. $m_F$ jest magnetyczną liczbą kwantową w stanie podstawowym i wzbudzonym, między którymi mierzona jest częstotliwość przejścia zegarowego przy użyciu lasera o polaryzacji $\pi$. Poprawka związana z polem jest ściśle kontrolowana i uwzględniona poprzez

pomiar średniej częstotliwości przejścia między skrajnymi podpoziomami magnetycznymi stanu podstawowego i wzbudzonego [44, 45]. W przypadku $^{88}Sr$, przejście zegarowe między poziomami $^1S_0 - ^3P_0$ nie wykazuje liniowej zależności od pola magnetycznego. Dla obu izotopów istotna jest poprawka diamagnetyczna, przesuwająca poziomy zegarowe, która jest zależna od kwadratu pola magnetycznego. W przypadku atomów strontu poprawka ta została zmierzona w pracy [46] i wynosi $-24,9(1,7)$ Hz mT$^{-2}$ (względna poprawka $-5,8 \times 10^{-14}$ na 1 mT).

W przypadku $^{88}Sr$, w celu przeprowadzenia pomiaru spektroskopowego przejścia zegarowego niezbędne jest zewnętrzne pole rzędu militesli (podrozdział 2.5). Precyzyjne określenie wartości pola magnetycznego wpływa nie tylko na dokładność wyznaczenia poprawki diamagnetycznej, ale również na wyznaczenie poprawki związanej z magnetycznym mieszaniem stanów atomowych [47].

### 1.3.2 Promieniowanie ciała doskonale czarnego

Każde ciało w temperaturze większej od zera bezwzględnego wysyła promieniowanie elektromagnetyczne. Prawo Wiena określa położenie maksimum intensywności promieniowania, a prawo Stefana-Boltzmana całkowitą moc promieniowania, zależną jak temperatura do czwartej potęgi. W temperaturze pokojowej to silnie nierezonansowe promieniowanie termiczne z maksimum dla długości fali 10 $\mu$m jest wystarczające, aby przesunąć oba poziomy zegarowe poprzez dynamiczny efekt Starka i wpłynąć na częstotliwość przejścia zegarowego na poziomie kilku Hz [48]. Oznacza to, że precyzyjna kontrola temperatury otoczenia (w szczególności komory próżniowej) jest bardzo istotna. Różne pierwiastki wykazują różną zależność przesunięcia częstotliwości zegarowej w funkcji temperatury [49, 50]. Względne przesunięcie częstotliwości przejścia zegarowego w stroncie wywołane przez promienienie ciała doskonale czarnego w temperaturze 300 K wynosi $-54,9(7) \times 10^{-16}$ [49].

### 1.3.3 Sieć optyczna oraz ultra-wąski laser

Promieniowanie elektromagnetyczne wpływa poprzez dynamiczny efekt Starka na atomowe poziomy energetyczne. Sieć optyczna używana do trzymania atomów wpływa nieznacznie na dokładność wzorca częstotliwości. Obecnie wpływ ten można obniżyć do poziomu $10^{-17}$ [51] z perspektywą kontroli zjawiska do poziomu $<10^{-18}$. Możliwe jest to dzięki odpowiednio dobranej długości fali lasera wytwarzającego sieć, nazywanej „magiczną" długością fali. Jest to taka długość fali, która niezależnie od natężenia powoduje jednakowe przesunięcie dolnego i górnego poziomu zegarowego, dzięki czemu mierzona częstotliwość nie ulega zmianie. Dokładną wartość „magicznej" długości fali dla strontu wyznaczono w pracy [52]. W pracy [53] wyznaczono wpływ odstrojenia częstotliwości lasera od „magicznej" długości fali na przesunięcie częstotliwości zegarowej rzędu 2 mHz/MHz dla typowego używanego natężenia lasera sieciowego 10 kW/cm$^2$. Więcej informacji na temat sieci optycznych używanych w strontowych wzorcach częstotliwości zawiera podrozdział 2.1.4.

Sama wiązka laserowa, używana do spektroskopii przejścia zegarowego, może powodować przesunięcia mierzonej częstotliwości poprzez dynamiczny efekt Starka. Wielkość tego przesunięcia można ograniczyć do wartości rzędu 10 mHz [46, 54] dla izotopu $^{87}Sr$. W przypadku bozonowego izotopu wpływ ten jest dużo większy [55] i wynika z potrzeby użycia większych natężeń.

### 1.3.4 Zimne zderzenia

Zderzenia atomów w pojedynczym oczku sieci optycznej mogą wpływać na przesunięcie mierzonej częstotliwości względem częstotliwości w niezaburzonych atomach. Przesunięcie to jest proporcjonalne do gęstości atomów oraz do długości rozpraszania. Zderzenia atomów dzieli się na oddziaływanie fal parcjalnych typu $s$, $p$, $d$ itd. W przypadku zimnych atomów (temperatura rzędu $\mu$K) dominują zderzenia typu $s$. Nierozróżnialne fermiony $^{87}Sr$, przepompowane optycznie do stanów o $m_F = \pm 9/2$, mogą oddziaływać jedynie poprzez zderzania typu $p$, co oznacza, że oddziaływanie atomów we wzorcu częstotliwości ze strontem 87 w małym stopniu wpływa na dokładność. Po

raz pierwszy niezerowa poprawka wynikająca z oddziaływania atomów $^{87}Sr$ została zmierzona w pracy [33] i możliwa była do wykrycia dzięki porównaniu dwóch optycznych wzorców częstotliwości.

W przypadku bozonowego $^{88}Sr$ dominują zimne zderzania typu $s$. Oznacza to, że zderzenia mają znacznie większy wpływ na dokładność wzorca, mimo tego, że długość rozpraszania dla tego izotopu w stanie podstawowym jest bliska zeru [56]. W pracy [57] wyznaczony został wpływ zimnych zderzeń na dokładność zegara atomowego ze $^{88}Sr$ w jednowymiarowej sieci optycznej. Zderzenia atomowe w bozonowym izotopie strontu można wyeliminować stosując trójwymiarową sieć optyczną, z pojedynczym obsadzeniem oczek sieci. Taki układ został zaprezentowany w pracy [55].

### 1.3.5 Inne zjawiska

Powyżej przedstawione zostały najważniejsze zjawiska ograniczające dokładność optycznych zegarów atomowych z neutralnymi atomami. Zazwyczaj można je dokładnie kontrolować, lecz nie można całkowicie zlikwidować ich wpływu. Dodatkowym czynnikiem, który może wpłynąć w istotny sposób na dokładność, ale da się go stosunkowo łatwo wyeliminować, jest pole elektryczne, powstałe np. w wyniku zgromadzenia się ładunku na powierzchni dielektrycznego lustra [58]. Takie zjawisko bardzo trudno wykryć inaczej niż dokonując pomiaru dwóch identycznych wzorców.
Poprawa dokładności w obecnych wzorcach częstotliwości spowodowała, że istotną rolę zaczyna odgrywać również grawitacyjne przesunięcie ku czerwieni częstotliwości przejścia. Różnica wysokości 1 m wpływa na względną zmianę mierzonej częstotliwości $\delta\nu/\nu = 10^{-16}$. Natura tego zjawiska jest inna niż w przypadku opisanych powyżej zaburzeń, jednak należy brać je pod uwagę porównując oddalone od siebie wzorce częstotliwości.

## 1.4 Najlepsze uzyskiwane dokładności

Optyczne zegary atomowe osiągają obecnie lepszą dokładność (co pokazano w porównaniach dwóch identycznych optycznych zegarów, np. w pracy [16]) oraz lepszą stabilność niż wzorce cezowe. Wśród najdokładniejszych

zegarów należy wymieć zegary strontowe, rozwijane od lat w grupach z Tokio [59], w laboratorium SYRTE w Paryżu [51] oraz w laboratorium JILA w Boulder [60]. Do najdokładniejszych zegarów atomowych z innymi pierwiastkami należą zegary z neutralnymi atomami $Yb$ [19] oraz z pojedynczymi jonami $Al^+$ [16] i $Hg^+$ [61] zbudowane w laboratorium JILA. Do grona najlepszych optycznych zegarów należy zaliczyć również zaprezentowany ostatnio w laboratorium PTB w Brunszwiku zegar z pojedynczym jonem $Yb^+$ wykorzystujący przejście elektryczne oktupolowe ${}^2S_{1=2}(F=0) \; - \; {}^2F_{7=2}(F=3)$ [14, 62].

## 1.5 Projekt budowy zegara atomowego

Opisany w tej pracy układ do spektroskopii, chłodzenia i pułapkowania strontu powstał jako element projektu Polskiego Optycznego Zegara Atomowego (POZA). W przedsięwzięciu tym uczestniczą trzy polskie uniwersytety: Uniwersytet Jagielloński, Uniwersytet Mikołaja Kopernika w Toruniu oraz Uniwersytet Warszawski skupione w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (KL FAMO).

W ramach tego projektu powstał ultra-wąski laser o szerokości spektralnej 8 Hz, zbudowany przez grupę z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu. Przy użyciu tego lasera zostały przeprowadzone pomiary spektroskopowe linii 689 nm w stroncie.

Bezpośrednie odniesienie spektroskopii do bezwzględnej skali częstotliwości zapewnione było poprzez użycie światłowodowego grzebienia częstotliwości. Opiekę nad tym grzebieniem sprawuje grupa z Uniwersytetu Warszawskiego, która jednocześnie opracowuje grzebień częstotliwości z kryształem szafiru domieszkowanym tytanem.

Trzecim elementem zegara optycznego jest wzorzec atomowy opracowany przez grupę z Uniwersytetu Jagiellońskiego opisany w niniejszej pracy. Umożliwia on chłodzenie strontu do temperatur rzędu $\mu$K. Układ zaprojektowany i zbudowany został w taki sposób, aby po dodaniu jednowymiarowej sieci optycznej stanowił układ wzorca częstości ze ${}^{88}Sr$ lub po niewielkiej modyfikacji ze ${}^{87}Sr$.

Każdy z elementów powstawał oddzielnie, następnie zostały one połączone w KL FAMO, w Toruniu. Oznaczało to konieczność transportu stołu optycznego z budowaną aparaturą, co narzucało ograniczenie na wielkość układu. Opisana w pracy aparatura została rozmontowana na czas transportu, a następnie odtworzona w nowym miejscu. W *Dodatku B* znajdują się zdjęcia stołu optycznego ze złożonym układem oraz przygotowanego do transportu.

Układ zegara atomowego złożonego z wyżej wymienionych trzech elementów został przetestowany na przejściu 689 nm. Następnym etapem prac nad POZA będzie przygotowanie atomów w sieci optycznej oraz spektroskopia na przejściu zegarowym 698 nm.

## 1.6 Stront

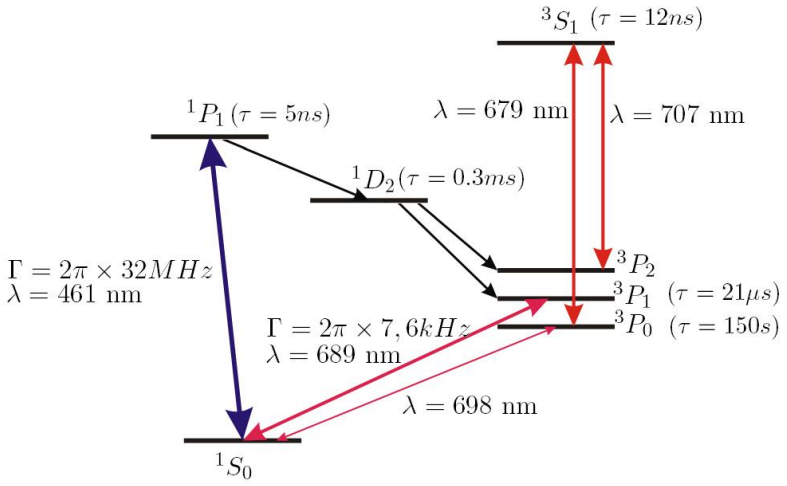
### 1.6.1 Ogólne właściwości

Stront należy do drugiej grupy układu okresowego — do metali ziem alkalicznych. Posiada konfigurację elektronową w stanie podstawowym z dwoma elektronami na powłoce $s$, [Kr]$5s^2$, gdzie [Kr] oznacza rdzeń taki jak w konfiguracji kryptonu. Jest metalem o temperaturze topnienia 768°C. Silnie reaguje z wodą oraz z tlenem tworząc odpowiednio wodorotlenek strontu i tlenki strontu. W temperaturze powyżej 380°C reaguje ponadto z azotem. Istnieją 23 izotopy strontu z czasem życia powyżej 1 s. Naturalny skład izotopowy tworzą jedynie cztery trwałe izotopy — 84, 86, 87 i 88. Ich występowanie przedstawiane zostało w Tabeli 1.1.

Prężność par strontu jest niska, zależność koncentracji atomów od tempe-

| Izotop | | Koncentracja w naturalnej mieszaninie | Spin jądrowy $I$ |
|---|---|---|---|
| $^{84}Sr$ | bozon | 0,56% | 0 |
| $^{86}Sr$ | bozon | 9,86% | 0 |
| $^{87}Sr$ | fermion | 7,02% | 9/2 |
| $^{88}Sr$ | bozon | 82,56% | 0 |

Tabela 1.1: Skład naturalny strontu oraz spin jądrowy jego czterech naturalnie występujących izotopów.




Rysunek 1.1: Wybrane poziomy energetyczne strontu.

ratury została przedstawiona w *Dodatku A*. Oznacza to konieczność silnego podgrzewania w celu uzyskania gęstości atomów niezbędnej do spektroskopii lub wytworzenia strumienia atomów.

Na Rys. 1.1 przedstawiony został uproszczony schemat poziomów energetycznych atomu strontu pokazujący najniższe poziomy zaangażowane w proces chłodzenia i pułapkowania. Bardziej szczegółowy schemat znajduje się w *Dodatku A*. Stront, podobnie jak inne pierwiastki z grupy ziem alkalicznych, nadaje się na wzorzec częstotliwości ze względu na niezwykle wąskie przejście między singletowym stanem podstawowym $^1S_0$ a stanem trypletowym $^3P_0$. W przypadku strontu przejście to jest na długości fali 698 nm. Linie atomowe $^1S_0 - {}^1P_1$ oraz $^1S_0 - {}^3P_1$ nadają się do chłodzenia laserowego, dzięki czemu stront można schłodzić dopplerowsko do temperatur rzędu 1 $\mu$K. Długości fal laserów potrzebnych do chłodzenia i pułapkowania strontu pozwalają na użycie laserów półprzewodnikowych.

Częstotliwość przejścia zegarowego w $^{87}Sr$, zmierzona względem fontanny cezowej wynosi [63]

$$429\ 228\ 004\ 229\ 873,65(37)\ \text{Hz}, \tag{1.10}$$

a częstotliwość przejścia zegarowego w $^{88}Sr$ przesunięta jest o

$$62\ 188\ 138,4(1,3)\ \text{Hz}, \tag{1.11}$$

względem częstotliwości w $^{87}Sr$ [55]. Więcej danych na temat przejść atomowych w stroncie zostało umieszczonych w *Dodatku A*.

### 1.6.2 Wybrane zastosowania zimnych atomów strontu

Ze względu na ultra-wąskie przejście zegarowe $^1S_0 - {}^3P_0$ w stroncie, pierwiastek ten jest wykorzystywany jako wzorzec częstotliwości. Przejście to jest potencjalnym kandydatem do nowej definicji sekundy, pomimo stosunkowo dużego zaburzenia przejścia zegarowego przez promieniowanie ciała doskonale czarnego, ze względu na możliwość chłodzenia strontu do niskich temperatur przy pomocy łatwo dostępnych laserów diodowych.
Pomiary przejścia zegarowego z dokładnością $<10^{-15}$ pozwalają nie tylko na precyzyjne określanie częstotliwości, lecz także na precyzyjne badanie różnych zjawisk, które wpływają na częstotliwość przejścia zegarowego. I tak, osiągana dokładność pozwala na pomiar grawitacyjnego przesunięcia ku czerwieni, a zatem pomiar potencjału grawitacyjnego z ogromną dokładnością. Badania wpływu zimnych zderzeń [56,57], prowadzone ze względu na poprawę dokładności zegarów, rozwijają jednocześnie wiedzę na temat oddziaływań międzyatomowych. Prowadzone są badania fotoasocjacji [64–66], między innymi w celu określenia długości rozpraszania. Kontrola długości rozpraszania w pewnym zakresie wydaje się być możliwa przy pomocy optycznych rezonansów Feshbacha [67, 68]

Niezależnie prowadzone są badania ultra-zimnej materii. Trzy izotopy strontu zostały doprowadzone do degeneracji kwantowej. Osiągnięto kondensat Bosego-Einsteina ze $^{84}Sr$ [69, 70] oraz $^{88}Sr$ [71], a ponadto osiągnięto degenerację kwantową z ultra-zimnym gazem $^{87}Sr$ [72].

Przy użyciu schłodzonego $^{88}Sr$ została przeprowadzona obserwacja oscylacji Blocha z okresem rzędu sekund oraz zaproponowano metodę wykorzystania ich do precyzyjnego pomiaru odstępstwa od newtonowskiej grawitacji [73].

Atomy strontu użyte zostały jako sensor oddziaływań na odległościach poniżej 10 $\mu$m [74] oraz do badania kwantowego transportu funkcji falowej na makroskopowe dystanse [75] i do badania właściwości sieci optycznych [76].

Zimne atomy strontu użyte zostały także do badania gazu rydbergowskiego [77]. Zaproponowane zostało użycie $^{87}Sr$ do obliczeń kwantowych [78] oraz użycie zimnych molekuł $Sr_2$ do pomiaru ewentualnych zmian w czasie stosunku masy protonu i elektronu [79, 80].

Optyczny zegar atomowy z zimnymi atomami strontu, podobnie jak inne wzorce częstotliwości, pozwala na precyzyjne pomiary zmienności fundamentalnych stałych [81]. Szczególnie interesujące wyniki w przyszłości przyniesie porównywanie wielu wzorców częstotliwości połączonych w sieć przez precyzyjne przesyłanie częstotliwości poprzez światłowody optyczne [82].

# Rozdział 2

# Podstawy technik eksperymentalnych

W tym rozdziale zostały przedstawione teoretyczne podstawy technik niezbędnych do przygotowania atomów strontu do spektroskopii przejścia zegarowego i innych zastosowań metrologicznych. Zostały krótko zaprezentowane metody spowalniania atomów i ich dalszego chłodzenia w pułapce magneto-optycznej. Omówione zostały metody pułapkowania już schłodzonych atomów. Wszystkie te ogólnie znane techniki manipulacji atomami w próżni zostały bardziej szczegółowo omówione pod kątem przygotowania atomów strontu do zastosowań metrologicznych. Ponadto została omówiona pułapka magnetyczna, stosowana w celu akumulacji atomów oraz sposoby detekcji atomów strontu. Na koniec przedstawiony został teoretycznie fenomen istnienia wąskich przejść zegarowych w stroncie i innych pierwiastkach ziem alkalicznych.

## 2.1 Chłodzenie i pułapkowanie neutralnych atomów

Aby mieć pełną kontrolę nad atomami należy je odizolować od zderzeń z innymi atomami i cząsteczkami otoczenia i trzymać w układzie próżniowym. Na atomy w układzie próżniowym możemy wpływać jedynie poprzez oddziaływanie z polem elektrycznym, elektromagnetycznym lub magnetycznym. Przy ich użyciu możliwe jest chłodzenie i pułapkowanie neutralnych

atomów. Dokładny, opis tych technik można znaleźć w wielu podręcznikach i monografiach (np. [83]). Laserowe spowalnianie i chłodzenie atomów możliwe jest dzięki temu, że atom absorbując czy też emitując spontanicznie foton doznaje odrzutu, makroskopowy efekt takiego przekazu pędu nazywany jest ciśnieniem światła. Wpływ wiązki laserowej, dostrojonej w pobliże rezonansu atomowego można opisać poprzez tak zwaną siłę spontaniczną działającą na atom. Choć jest to tylko uśrednione przybliżenie stochastycznych procesów absorpcji i emisji spontanicznej, model ten działa bardzo dobrze.

### 2.1.1 Spowalnianie dopplerowskie

Wykorzystując zasadę zachowania energii i pędu oraz korzystając z izotropowości emisji spontanicznej można przedstawić mechanizm spowalniania atomów. Dodając do tego efekt Dopplera, dzięki któremu jesteśmy w stanie selektywnie wzbudzać atomy o danej klasie prędkości, można przedstawić mechanizm chłodzenia dopplerowskiego przy zastosowaniu konfiguracji sześciu wiązek, w trzech kierunkach. Zarówno efektywność chłodzenia, jak i minimalna osiągalna temperatura związane są z szybkością emisji spontanicznej. Stochastyczna natura emisji spontanicznej, dzięki której możliwa jest dyssypacja energii i chłodzenie, jest z drugiej strony przyczyną dolnego ograniczenie na osiągane temperatury chmury atomów. W chłodzeniu dopplerowskim graniczną możliwą do osiągnięcia temperaturę można w przybliżeniu obliczyć korzystając z wzoru [84]

$$T_{Dopp} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \tag{2.1}$$

W powyższym wzorze $\Gamma$ jest szerokością naturalną przejścia atomowego, a $k_B$ to stała Boltzmana. W wielu przypadkach (np. dla atomów metali alkalicznych) możliwe jest dalsze chłodzenie poniżej tej temperatury (o około rząd wielkości). Wykorzystuje się tak zwane metody chłodzenia subdopplerowskiego (np. chłodzenie Syzyfa). Niezbędna jest do tego złożona struktura stanu podstawowego atomu, która nie występuje w przypadku bozonowych izotopów strontu.

### 2.1.2 Pułapka magneto-optyczna

Samo chłodzenie laserowe zapewnia obniżenie temperatury chmury atomów, jednak nie zapewnia lokalizacji atomów — pułapkowania. Do tego niezbędne jest wprowadzenie wyróżnionego miejsca w przestrzeni, z którego jeżeli atom się oddali, to pojawi się siła spychająca go z powrotem. Można to osiągnąć poprzez zastosowanie kwadrupolowej konfiguracji pola magnetycznego oraz odpowiednie spolaryzowanie wiązek laserowych [85]. W efekcie uzyskuje się chmurę atomów zlokalizowaną w miejscu, gdzie zeruje się pole magnetyczne — pułapkę magneto-optyczną, w skrócie MOT (ang. *MagnetoOptical Trap*). Pozwala to połączyć chłodzenie laserowe z lokalizacją atomów w pułapce. Do pułapki MOT mogą zostać złapane jedynie odpowiednio wolne atomy, gdyż tylko one będą rezonansowe z użytymi wiązkami laserowymi. Maksymalna prędkość wychwytu pułapki MOT zależy od wielu czynników, takich jak średnica wiązek i ich moc, szerokość przejścia $\Gamma$, zastosowana konfiguracja pola magnetycznego czy odstrojenie wiązek laserowych $\delta$ i jest rzędu

$$v_{\max} \sim \frac{4\Gamma}{k}, \tag{2.2}$$

gdzie $k$ to wektor falowy. Konfiguracja pola magnetycznego oraz odstrojenie $\delta$ zwykle dostosowane są do szerokości przejścia $\Gamma$. Średnica wiązek powyżej kilkunastu milimetrów nie wpływa już znacząco na poprawienie prędkości wychwytu, która dla atomów strontu wynosi ok. 40–50 m/s. Z empirycznego wzoru 2.2 widać jednoznacznie, że prędkość wychwytu zależy od szerokości używanego do chłodzenia przejścia. Jeżeli porównamy to z wzorem 2.1, określającym minimalną możliwą do osiągnięcia temperaturę, to okazuje się, że nie da się równocześnie osiągnąć dużej prędkości wychwytu i niskich temperatur. W przypadku atomów strontu oznacza to konieczność zastosowania dwuetapowego chłodzenia przy użyciu najpierw szerokiego, a następnie wąskiego przejścia w celu schłodzenia atomów do temperatur rzędu $\mu$K.

### 2.1.3 Pułapka dipolowa i sieć optyczna

Informacje na temat optycznych pułapek dipolowych można znaleźć w pracy [86], natomiast sieci optyczne opisane są w [87]. Zasada działania oby-

dwu jest oparta na przesunięciu światłem poziomów atomowych. W wyniki tego, przy zastosowaniu zogniskowanej wiązki laserowej lub optycznej fali stojącej powstaje potencjał zależy od położenia, w którym odpowiednio zimne atomy mogą zostać spułapkowane. Głębokość potencjału zależy od natężenia oraz odstrojenia lasera od przejścia atomowego (od długości fali lasera). Optyczne pułapki dipolowe oraz sieci optyczne nie chłodzą atomów. Nadają się natomiast do długiego trzymania wstępnie schłodzonych atomów, gdyż dzięki dużemu odstrojeniu wiązek laserowych od rezonansowych przejść atomowych nie powodują ich podgrzewania poprzez rezonansowe wzbudzanie. Dodatkową zaletą użycia sieci optycznych jest możliwość trzymania atomów w reżimie Lamba-Dicke'go, w obszarze mniejszym niż długość fali używanego do spektroskopii lasera, co skutkuje wyeliminowaniem efektu Dopplera [12].

### 2.1.4 „Magiczna" długość fali

Przesunięcie poziomów energetycznych atomów światłem (dynamiczny efekt Starka), dzięki któremu działają pułapki dipolowe oraz sieci optyczne, zaburza częstotliwości przejść atomowych. Każdy z poziomów energetycznych w atomie zostaje zaburzony w inny sposób, zależny od natężenia światła oraz długości fali używanego lasera. W przypadku zegarów atomowych, gdzie niezaburzona częstotliwość przejścia atomowego stanowi wzorzec, powoduje to utratę dokładności. Aby temu zapobiec należy skompensować przesunięcie częstotliwości lub spowodować, że będzie ono dokładnie znane. O ile długość fali lasera wytwarzającego sieć optyczną można bardzo precyzyjnie kontrolować (względny wpływ na częstotliwość przejścia zegarowego można kontrolować na poziomie $10^{-17}$), to natężenia światła nie da się stabilizować z taką precyzją. Rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie tak zwanej „magicznej" długości fali [25,26] (ang. *"magic" wavelength*), dla której niezależnie od natężenia, częstotliwość przejścia wzorcowego — zegarowego, nie zmienia się. Wyznaczenie „magicznej" długości fali następuje poprzez znalezienie punktu przecięcia się krzywych zależności energii górnego i dolnego stanu przejścia zegarowego od długości fali (dla ustalonego natężenia promieniowania). W efekcie sieć optyczna na „magicznej" długości fali pułapkuje atomy w dolnym i górnym poziomie zegarowym. Obydwa poziomy energe-

tyczne ulegają przesunięciu, lecz oba dokładnie takiemu samemu, niezależnie od natężenia lasera. Pokazano, że zastosowanie takiej metody nie wpływa na dokładność wzorca atomowego do poziomu $10^{-17}$ [51]. Technika ta jest dalej rozwijania i udoskonalana, o czym świadczą liczne publikacje [88–95]. W przypadku strontu „magiczna" długość fali, która pułapkuje atomy w maksimach natężenia, wynosi 813,428 nm [52]. Więcej informacji można znaleźć w przeglądowej pracy na temat optycznych sieci dla zegarów atomowych [96].

Obecnie stosuje się „magiczną" długość fali odstrojoną ku czerwieni, w przypadku której atomy pułapkowane są w miejscu, gdzie natężenie światła jest największe. Oznacza to, że pod uwagę należy wziąć wpływ poprawek wyższego rzędu wynikających z dużego natężenia światła. W przypadku sieci optycznej odstrojonej ku błękitowi można było by tego uniknąć, gdyż w takiej konfiguracji atomy pułapkowane są w minimum natężenia światła. Rozwiązane to zostało zaproponowane w pracy [94], w której została wyznaczona „magiczna" długość fali dla odstrojona ku błękitowi dla strontu, wynosząca 389,889(9) nm. Zastosowanie takiej długości fali wymaga wytworzenia przynajmniej dwuwymiarowej sieci optycznej oraz jest techniczne trudne ze względu na ograniczoną dostępność laserów o dużej mocy na tej długości fali.

### 2.1.5 Pułapka magnetyczna

Atomy, które w danym stanie mają moment magnetyczny można trzymać również w pułapce dipolowej magnetycznej [97]. Więcej informacji na temat pułapek magnetycznych można znaleźć w [98]. Pułapka magnetyczna, podobnie jak optyczna pułapka dipolowa, umożliwia długie trzymanie atomów bez podgrzewania ich. W przeciwieństwie do pułapki optycznej, atomy mogą być trzymane w pułapce magnetycznej jedynie w niektórych podpoziomach zeemanowskich.
Istotnym problem przy konstrukcji pułapki magnetycznej są tak zwane straty Majorany [99], związane z przeorientowaniem momentu magnetycznego w zerowym polu magnetycznym. W przypadku bardzo zimnych atomów, prawdopodobieństwo przebywania w obszarze gdzie pole magnetyczne wynosi zero, w minimum pułapki wzrasta i należy tak zmodyfikować układ, aby

atomy nie mogły uciekać tą drogą. W przypadku atomów w temperaturze rzędu mK straty te nie są tak istotne.

Długie utrzymywanie atomów w pułapce możliwe jest jedynie w stanach długożyjących, dlatego zwykle metodę tę stosuje się do atomów z momentem magnetycznym w stanie podstawym. W przypadku atomów strontu można pułapkować atomy w stanie $^3P_2$, który pomimo, że nie jest stanem podstawowym, ma czas życia nieskończenie długi w skali czasowej eksperymentów z zimnymi atomami. Do ładowania takiej pułapki magnetycznej można wykorzystać naturalną ucieczkę atomów do stanu $^3P_2$ ze stanu wzbudzonego $^1P_1$, obsadzanego podczas pracy pułapki MOT działającej z wykorzystaniem przejścia 461 nm. Każdy atom wzbudzony do stanu $^1P_1$ zostaje przepompowany do stanu $^3P_2$ z prawdopodobieństwem wynoszącym ok. $10^{-6}$ (stosunek prawdopodobieństw relaksacji dwoma kanałami wynosi 1 do 50000). Gradient pola magnetycznego potrzeby do prawidłowej pracy niebieskiej pułapki MOT (rzędu 40–100 G/cm) jest wystarczający, aby stworzyć pułapkę magnetyczną dla atomów w stanie $^3P_2$ [100, 101]. W efekcie otrzymuje się w sposób naturalny ładowanie zimnych atomów (temp. rzędu 2–4 mK) do pułapki magnetycznej w stanie $^3P_2$ bezpośrednio z pułapki MOT. Głębokość pułapki magnetycznej (w jednostkach temperatury) można obliczyć z wzoru

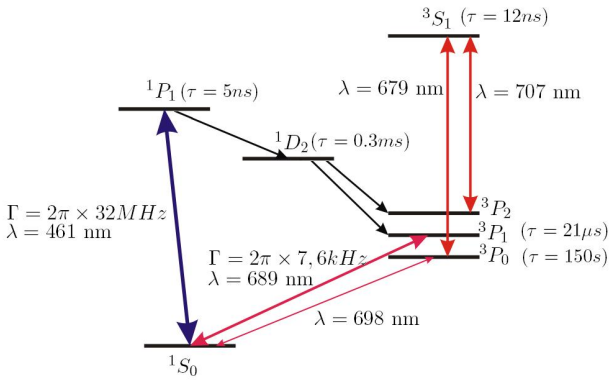
$$\frac{g_J m \mu_B B}{k_B,} \tag{2.3}$$

gdzie $g_J$ jest momentem żyromagnetycznym, $m$ jest magnetyczną liczbą kwantową, $\mu_B$ magnetonem Bohra, a $B$ jest wartością pola magnetycznego na brzegach pułapki. Dla strontu w stanie $^3P_2$ i $m = 2(1)$, w przypadku umiarkowanego gradientu pola magnetycznego pułapki MOT (60 G/cm) głębokość pułapki jest rzędu 8(4) mK, przy rozmiarze pułapki 1 cm. Oznacza to, że bezpośrednie ładowanie pułapki magnetycznej z pułapki mangeto-optycznej jest efektywne.

Pułapka magnetyczna pozwala na pułapkowanie dwóch izotopów strontu naraz [102, 103], które potem mogą być razem dalej chłodzone. Można również wykorzystać pułapkę magnetyczną do akumulacji atomów strontu, gdyż po-

zwala ona, dzięki długiemu czasowi życia, na zgromadzenie większej liczby atomów niż w pułapce MOT[1]. Metoda ta pozwala na akumulację dużej liczby atomów rzadko występującego izotopu $^{84}Sr$ [69, 70], co jest wykorzystywane przy otrzymywaniu kondensatu Bosego-Einsteina.

## 2.2 Spowalniacz zeemanowski




Rysunek 2.1: Wybrane poziomy energetyczne strontu wraz istotnymi z punktu widzenia eksperymentu danymi.

Stront metaliczny musi zostać podgrzany do wysokiej temperatury w celu osiągnięcia prężności par wystarczającej do efektywnego ładowania pułapki MOT (wykres koncentracji strontu w zależności od temperatury umieszczony jest w *Dodateku A*). Oznacza to wzrost średniej prędkości atomów do wartości rzędu 500–600 m/s. W poprzednim podrozdziale przy omawianiu chłodzenia i pułapkowania atomów podany został wzór 2.2 pokazujący, że jedynie stosunkowo wolne atomy mogą zostać schwytane i dalej chłodzone w pułapce MOT. Oznacza to, że atomy strontu zanim zostaną schwytane do pułapki muszą zostać wstępnie spowolnione. Podczas spowalniania wiązki atomów przy użyciu wiązki laserowej należy zapewnić warunek rezonansu przez cały czas hamowania, mimo zmiany prędkości atomów i związanego z tym przesunięcia Dopplera. Zmianę przesunięcia Dopplera, które zależy od prędkości, można skompensować przy użyciu przestrzennie zmiennego pola magnetycznego. Taką konstrukcję składającą się z laserowej wiązki spowal-

[1] W sytuacji, gdy nie są używane lasery repompujące

niającej i pola magnetycznego kompensującej efekt Dopplera, nazywa się spowalniaczem zeemanowskim (ang. *Zeeman slower*) [104].

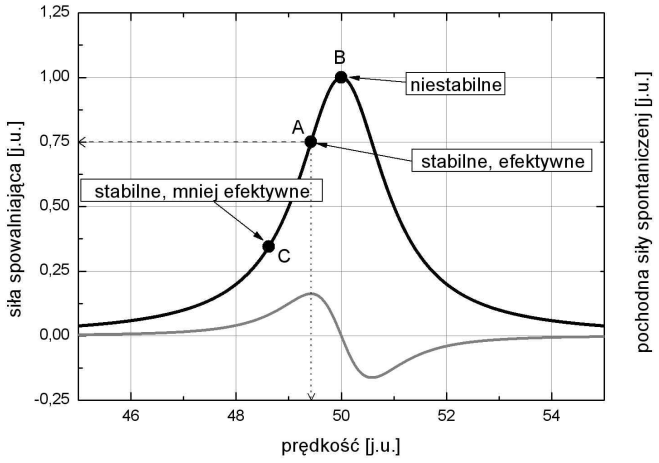
W stroncie (Rys. 2.1) przejście między stanem podstawowym $^1S_0$ a wzbudzonym $^1P_1$ nadaje się bardzo dobrze do zarówno do chłodzenia, jak i do jednowymiarowego spowalniania atomów, dzięki stosunkowo dużej szerokości przejścia ($\Gamma = 2\pi \times 32$ MHz). Stosując spowalniacz zeemanowski, używając kołowo spolaryzowanego światła ($\sigma^+$ lub $\sigma^-$) oraz podłużnego pola magnetycznego, można na krótkiej drodze spowolnić atomy strontu [105] (od prędkości rzędu 500 m/s). Istnieją również konstrukcje wykorzystujące pole magnetyczne poprzeczne, w stosunku do wiązki atomowej [106, 107]. Taka konfiguracja wymaga polaryzacji wiązki laserowej $\pi$ względem pola magnetycznego.
Spowalnianie atomów następuje w wyniku stochastycznego procesu absorpcji i emisji spontanicznej, jednak bardzo dobrze opisuje również to zjawisko wspomniana wcześniej siła spontaniczna w postaci

$$F_s = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S(z)}{1 + S(z) + \frac{4}{\Gamma}(\delta_o + kv(z) - \mu B(z)/\hbar)^2}. \tag{2.4}$$

W powyższym wzorze $k$ jest wektorem falowym wiązki laserowej, $v(z)$ jest prędkością atomu, $\mu = g_J m \mu_B$ jest momentem magnetycznym, $\delta_o$ jest odstrojeniem wiązki laserowej od rezonansu atomowego a $S(z)$ jest parametrem nasycenia zdefiniowanym jako stosunek natężenia do natężenia nasycenia $I_S$ (dla przejścia 461 nm $I_S = 42,7$ mW/cm$^2$). Założono, że wiązka laserowa świeci w kierunku osi $z$. Siła spontaniczna jest zależna od prędkości, co powoduje, że nie tylko możliwe jest zmniejszenie średniej prędkości atomów, ale także zawężenie rozkładu prędkości. Siła we wzorze 2.4 przyjmuje wartość maksymalną w przypadku, gdy zeruje się wyrażenie

$$\delta_o + kv(z) - \mu_B B(z)/\hbar. \tag{2.5}$$

Spowalnianie jest wtedy najbardziej efektywne, jednak należy pamiętać, że jest to tylko uproszczony opis stochastycznego procesu spowalniania i potrzebny jest dodatkowy mechanizm samoregulacji prędkości atomów. Stabilność




Rysunek 2.2: Zależność siły spontanicznej (czarna krzywa) oraz jej pochodnej (szara krzywa) w funkcji prędkości atomów. Zaznaczone zostały trzy punkty: B dla którego $\epsilon = 1$ i spowalnianie jest niestabilne, A z $\epsilon = 0,75$ oraz punkt C z mniej wydajnym, stabilnym spowalnianiem ($\epsilon < 0,75$). Parametr $\epsilon$ zdefiniowany został w tekście. Siła unormowana jest do jedności.

procesu spowalniania może zostać zwiększona przez wybranie takich parametrów odstrojenia częstotliwości wiązki laserowej od rezonansu i przesunięcia zeemanowskiego, dla których zależność siły od prędkości ma największe dodatnie nachylenie zbocza (patrz Rys. 2.2). Oznacza to sztuczne wprowadzenie parametru $\epsilon$ obniżającego wartość siły spontanicznej 2.4 od wartości maksymalnej w rezonansie (spełniony warunek 2.5). Powoduje to wydłużenie drogi spowalniania jednocześnie zwiększając jego stabilność (mniejsza czułość na niedoskonałości odwzorowania pola magnetycznego). Z analizy Rys. 2.2 wynika, że optymalną wartością jest $\epsilon = 0,75$. W praktyce używa się jeszcze mniejszych wartości. Do modelowania spowalniacza opisywanego w rozdziale trzecim użyto $\epsilon = 0,6$. Przy użyciu parametru $\epsilon$ można zapisać siłę spontaniczną

$$F_s = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{S(z)}{1 + S(z)} \epsilon. \tag{2.6}$$

Przyrównując ją do siły ze wzoru 2.4 można obliczyć odstrojenie, które spowoduje odpowiedni spadek siły spontanicznej $\epsilon$ razy i stąd, dla polaryzacji $\sigma^-$ oraz podpoziomu stanu wzbudzonego $m_{J'} = -1$, wartość pola magne-

tycznego potrzebną, aby wiązka laserowa (odstrojona o $\delta_o$ od rezonansu) spowalniała atomy o prędkości $v(z)$

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu_B}\left(-\delta_o - kv(z) + \frac{\Gamma}{2}\sqrt{(1+S(z))\,\frac{1-\epsilon}{\epsilon}}\right). \tag{2.7}$$

Wprowadzając do powyższego równania żądany profil opóźnienia (ruch jednostajnie opóźniony), rozkład parametru nasycenia $S(z)$ oraz maksymalną prędkość spowalnianych atomów, otrzymuje się optymalny przestrzenny kształt pola magnetycznego do spowalniania. Wartość odstrojenia lasera $\delta_o$ przesuwa równolegle cały profil pola w stosunku do zera. Wartość tą można dobrać w taki sposób, aby rozkład pola przechodził przez zero, dzięki czemu w układzie spowalniacza można używać mniejszych wartości pola magnetycznego. W układzie opisywanym w podrozdziale 3.2 z tego właśnie względu wybrano odstrojenie lasera $\delta_o = -2\pi \times 502$ MHz. Więcej informacji na temat konstrukcji spowalniacza można znaleźć w pracy [108].

## 2.3 Chłodzenie strontu

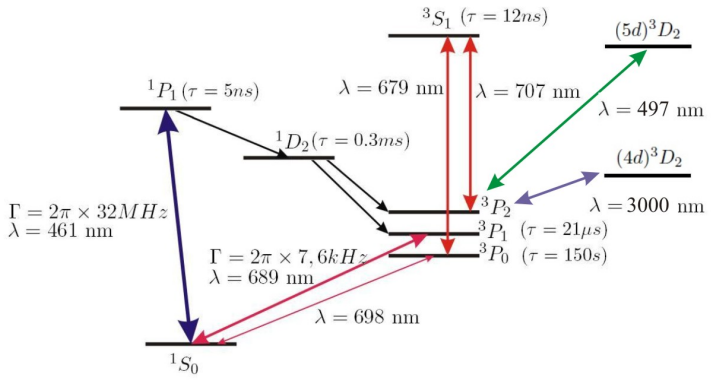
Do wstępnego chłodzenia strontu w pułapce MOT, podobnie jak do spowalniania, bardzo dobrze nadaje się przejście ${}^1S_0 - {}^1P_1$ (461 nm). Chłodzenie jest efektywne i prędkość wychwytu jest stosunkowo duża dzięki dużej szerokości przejścia, jednak związana jest z tym również stosunkowo wysoka graniczna temperatura dopplerowska wynosząca ok. 780 $\mu$K. Realnie osiągane temperatury są rzędu 1–2 mK. W przypadku bozonowych izotopów strontu (84, 86 i 88) niemożliwe jest chłodzenie subdopplerowskie na tym przejściu, ze względu na brak struktury w stanie podstawowym. W przypadku izotopu 87 takie chłodzenie jest możliwe [100], jednak w celu osiągnięcia ultra niskich temperatur dodatkowy etap chłodzenia ciągle jest potrzebny. Na Rys. 2.1 przedstawiono uproszczoną strukturę energetyczną strontu z zaznaczonymi istotnymi przejściami związanymi z chłodzeniem.

### 2.3.1 Niebieska pułapka MOT

Większa szerokość niebieskiego przejścia chłodzącego w stroncie w stosunku do analogicznej szerokości dla atomów alkalicznych wymusza zastosowanie większych gradientów pola magnetycznego potrzebnego do chłodzenia, aby otrzymać podobnie skoncentrowaną chmurę atomów. Niezbędne są gradienty rzędu 40 G/cm i wyższe.

Przy użyciu niebieskiej pułapki magneto-optycznej można chłodzić wszystkie izotopy strontu. W tabeli w *Dodatku A* przestawione zostały różnice w częstotliwości przejścia rezonansowego $^1S_0 - {}^1P_1$ różnych izotopów w stosunku do przejścia dla izotopu 88. Chłodzenie dla wszystkich izotopów przebiega tak samo, należy jedynie odpowiednio przestroić częstotliwość niebieskiego lasera. Oznacza to, że przy jednakowym źródle atomów (występowanie izotopów naturalne), stosunek liczby atomów różnych spułapkowanych izotopów będzie zależeć od jedynie od ich występowania.

W związku z możliwością ucieczki atomów ze stanu $^1P_1$, poprzez stan $^1D_2$ do długo żyjącego stanu $^3P_2$, w celu uzyskania dużej liczby atomów wskazane jest zastosowania dodatkowego lasera lub laserów. Zadaniem takiego lasera (popularnie nazywanego repompującym) jest przepompowanie atomów z długożyjącego stanu (pośrednio lub też bezpośrednio) do stanu podstawowego. W przypadku strontu można przepompować atomy do stanu $^3P_1$, który następnie stosunkowo szybko rozpada się do stanu podstawowego (czas życia ok. 21 $\mu$s). Można zastosować lasery (Rys. 2.3): 497 nm [109], który przez stan $(5d)^3D_2$ opróżnia obsadzany poziom $^3P_2$, laser o długości fali 3 $\mu$m [110], pompujący przez stan $(4d)^3D_2$ lub też kombinację dwóch laserów 679 i 707 nm, która sprawdza się najlepiej w przypadku układów optycznych zegarów strontowych.
Zastosowanie do przepompowania atomów samego lasera 707 nm nie wystarcza, gdyż atomy ze stanu $^3S_1$ mogą również trafiać do kolejnego długożyjącego stanu $^3P_0$ (który jest górnym stanem zegarowym w zegarze strontowym). Jednak stosując równocześnie laser 679 nm nie tylko uzyskujemy w efekcie przepompowanie ze stanu $^3P_2$ do stanu podstawowego, ale również




Rysunek 2.3: Wybrane poziomy energetyczne strontu. Trzy możliwe sposoby przepompowania atomów ze stanu $^3P_2$, opis w tekście.

zyskujemy możliwość takiego samego przepompowania atomów ze stanu $^3P_0$. Wykorzystywane jest to przy detekcji liczby atomów wzbudzonych laserem zegarowym (przejście zegarowe na długości fali 698 nm).

Lasery repompujące nie są niezbędne w fazie niebieskiej pułapki MOT, jednak zwiększają ok. 10-krotnie liczbę spułapkowanych atomów. W pracy [111] można znaleźć obliczenie czasu życia atomów w niebieskiej pułapce MOT w przypadku braku laserów repompujących (str. 75–80), który wynosi kilkadziesiąt ms (zależny od mocy wiązek MOT, czasu przebywania atomów w stanie $^1P_1$). Lasery repompujące zwiększają ten czas do kilkuset ms.

Podczas ładowania pułapki magnetycznej w stanie $^3P_2$ lasery repompujące muszą być wyłączone, następnie wykorzystuje się je w celu przepompowania atomów z powrotem do stanu podstawowego $^1S_0$ w celu detekcji lub też dalszego chłodzenia [69, 70].

### 2.3.2 Czerwona pułapka MOT

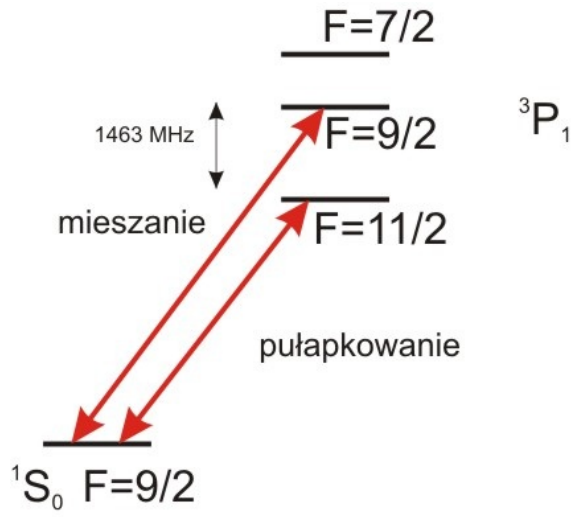
W związku z dużą szerokością przejścia chłodzącego w stroncie na długości fali 461 nm nie da się schłodzić w pułapce atomów poniżej temperatury 1 mK. Można jednak użyć światła o długości fali 689 nm dostrojonego do przejścia $^1S_0 - {}^3P_1$ i w takiej pułapce MOT uzyskać niższą temperaturę [112]. Szerokość tego przejścia (rzędu 7 kHz) pozwala na schłodzenie atomów do temperatury poniżej 1 $\mu$K (granica dopplerowskiego chłodzenia jest rzędu 0,5 $\mu$K). Jednak w związku z tak małą szerokością przejścia również

prędkość wychwytu czerwonej pułapki MOT jest bardzo mała. Atomy nie mogą być ładowane bezpośrednio ze spowalniacza zeemanowskiego, a nawet schłodzone w niebieskiej pułapce MOT są zbyt ciepłe[1], aby działanie czerwonej pułapki objęło wszystkie klasy prędkości atomów. W celu optymalizacji przeładunku atomów [113] z niebieskiej pułapki MOT do czerwonej należy odstroić od przejścia i rozszerzyć spektralnie laser 689 nm, tak aby obejmował wszystkie klasy prędkości atomów[2]. Już w tej fazie atomy schładza się do temperatur rzędu kilku $\mu$K, jednak aby osiągnąć temperatury rzędu 1 $\mu$K potrzebny jest dodatkowy etap chłodzenia wąską linią laserową. W celu uzyskania najniższych temperatur w ostatniej fazie chłodzenia należy również obniżyć moc wiązek laserowych.

W przypadku izotopów strontu 84, 86 i 88 chłodzenie przebiega w układzie, gdzie w stanie podstawowym $J = 0$ i we wzbudzonym $J' = 1$ (w związku z brakiem spinu jądrowego nie istnieje struktura nadsubtelna). W przypadku izotopu 87, który posiada strukturę nadsubtelną (spin jądrowy $I = 9/2$), klasyczna pułapka MOT na przejściu $F = 9/2 \rightarrow F' = 11/2$ nie działa w przypadku niektórych podpoziomów magnetycznych [114] (brak dostrojonej wiązki laserowej spychającej atomy do środka pułapki). Dzieje się tak na skutek asymetrii w rozszczepieniu poziomów zeemanowskich stanu podstawowego $^1S_0$ i wzbudzonego $^3P_1$. W stanie podstawowym występuje tylko minimalne rozczepienie poziomów w polu magnetycznym, związane jedynie ze spinem jądrowym, natomiast w stanie wzbudzonym swój wkład w rozszczepienie wnosi również orbitalny elektronowy moment pędu powodując duże rozszczepienie poziomów. Stosunek tych dwóch efektów jest jak stosunek magnetonu jądrowego i magnetonu Bohra $\mu_N/\mu_B \approx 1/2000$. W efekcie istnieją podpoziomy magnetyczne, w których atomy nie są utrzymywane w pułapce MOT. Mieszanie obsadzeń podpoziomów magnetycznych, które rozwiązałoby ten problem następuje powoli (wolna emisja spontaniczna), zatem do istnienia pułapki konieczne jest wprowadzenie drugiego lasera, przyspieszającego mieszanie stanów (Rys. 2.4). Dzięki niemu następuje szybsze mie-

[1] Średnia prędkość atomów strontu w niebieskiej pułapce MOT przy temperaturze 2 mK wynosi ok. 0,7 m/s. Prędkość wychwytu czerwonej pułapki MOT jest rzędu 0,02 m/s.

[2] Poszerzenie spektralne lasera 689 nm do 1 MHz skutkuje zwiększeniem prędkości wychwytu do ok. 0,8 m/s, co odpowiada średniej prędkości atomów w temperaturze 2,75 mK.




Rysunek 2.4: Struktura nadsubtelna $^{87}Sr$. Zaznaczono wykorzystywane do chłodzenia i pułpapkowania dwa przejścia na długości fali 689 nm.

szanie stanów i opróżnianie niepułapkowanych poziomów. Używany do tego laser, dostrojony do przejścia $F = 9/2 \rightarrow F' = 9/2$, chłodzi i miesza stany, lecz nie pułapkuje, gdyż do prawidłowego działa pułapki MOT niezbędne jest przejście $F \rightarrow F' = F + 1$.

### 2.3.3 Inne metody chłodzenia

W czerwonej pułapce magneto-optycznej osiąga się duże gęstości atomów rzędu $10^{12}$ cm$^{-3}$ [112, 115]. Przeładowanie atomów z takiej pułapki do jednowymiarowej sieci optycznej skutkuje większym zagęszczeniem atomów w oczkach sieci i w efekcie może wpływać na dokładność wzorca strontowego poprzez oddziaływanie między atomami. Alternatywną metodą do chłodzenia atomów w czerwonej pułapce MOT jest zastosowanie głębokiej sieci optycznej, umożliwiającej spułapkowane najzimniejszych atomów z niebieskiej pułapki MOT i dalsze chłodzenie z wykorzystaniem częstotliwości laserowej dostrojonej do pasma bocznego przejścia optycznego w sieci (chłodzenie na pasmach bocznych [116], ang. *side band cooling*). Chłodzenie atomów tą metodą pozwala na uzyskanie dużo mniejszej gęstości atomów w sieci. Dokładny opis chłodzenia strontu 87 tą metodą zawarty jest w pracy [117]. W tym przypadku dalsze chłodzenie (po fazie niebieskiej pułapki

MOT) następuje w sieci optycznej. Taka metoda chłodzenia nie nadaje się do przygotowania gęstej chmury zimnych atomów, jaka jest potrzeba np. do badania fotoasocjacji [115], ponadto potrzebna jest głęboka sieć optyczna, a zatem bardzo duże natężenie wiązki laserowej wytwarzającej taką sieć.

## 2.4 Detekcja atomów

Detekcja zimnych atomów polega zwykle na oświetleniu ich rezonansową wiązką i obserwacji absorpcji światła lub fluorescencji. Detekcja zimnych atomów strontu w niebieskiej pułapce MOT jest prosta, gdyż oświetlane atomy emitują spontanicznie z dużą częstością. Ich obecność można zaobserwować przy użyciu dowolnego detektora światła lub nawet gołym okiem (jest to prosta metoda oszacowania liczby atomów dająca dobre rezultaty ze względu na widzialną długość fali). Znając czułość detektora zbierającego promieniowanie z danego kąta bryłowego oraz odstrojenie i moc wiązek, obliczyć można liczbę schwytanych atomów. Do wyznaczenia liczby atomów użyto następującego wzoru

$$N = \frac{U}{G\eta}\frac{1}{h\nu}\frac{2}{\Gamma}\frac{1+4(\Delta/\Gamma)^2+I_t/I_o}{I_t/I_o}\frac{4\pi R^2}{\pi(d/2)^2}, \tag{2.8}$$

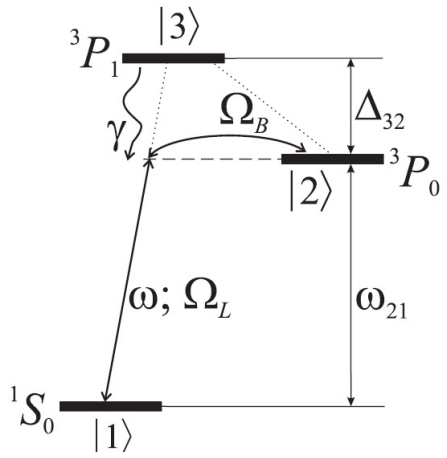
gdzie $U$ jest mierzonym napięciem, $G = 4,75 \times 10^6$ V/A jest wzmocnieniem użytego detektora *Thorlabs PDA100A*, $\eta = 0,15$ A/W jest wydajnością detektora, $\nu$ jest częstotliwością przejścia 461 nm, a $\Gamma$ jego szerokością, $\Delta$ jest odstrojeniem wiązek MOT od rezonansu, $I_t$ jest całkowitym natężeniem wiązek, $I_o$ jest natężeniem saturacyjnym przejścia 461 nm, $R$ jest odległością detektora od chmury atomowej, a $d$ jest średnicą powierzchni czynnej detektora (9,8 mm). Kąt bryłowy jest prostym stosunkiem powierzchni detektora do powierzchni kuli o promieniu równym odległości detektora od chmury atomów, gdyż nie był stosowany żaden układ obrazujący. Symulacje wykazały, że nawet przy możliwych błędach w wyznaczeniu odległości czy też mocy wiązek, wynik nie zmienia się znacząco.

Powyższa prosta metoda wyznaczenia liczby atomów w niebieskiej pułapce nie sprawdza się w przypadku dalszego chłodzenia w czerwonej pułapce

MOT, ze względu na małą liczbę rozpraszanych fotonów na długości fali 689 nm. Do obserwacji atomów w stanie podstawowym można jednak użyć rezonansowego (lub niedużo odstrojonego) światła niebieskiego (461 nm). Jest to pomiar destruktywny, gdyż światło to silnie podgrzewa atomy. Detekcję liczby atomów można również przeprowadzić włączając niebieską pułapkę MOT bez spowalniacza zeemanowskiego i rejestrując sygnał fluorescencji.
W związku z silnym sygnałem niebieskie światło jest używane najczęściej również do detekcji wpływu lasera zegarowego. Laser 698 nm, impulsem $\pi$[1], może wzbudzić atomy do długożyjącego stanu $^3P_0$. W tym stanie atomy są ciągle trzymane w sieci optycznej. Jeżeli w tym momencie zostanie zaobserwowana fluorescencja wzbudzona niebieskim światłem, da ona informację o liczbie atomów pozostałych w stanie podstawowym. W wyniku pomiaru atomy zostaną wyrzucone z pułapki. W przypadku stabilnej liczby atomów, nie zmieniającej się w kolejnych realizacjach przygotowania pomiaru, metoda taka jest wystarczająca do obserwacji przejścia zegarowego w stroncie. Metodą tą przeprowadzono spektroskopię laserem 698 nm, opisaną w podrozdziale 4.5.
Lepsza metoda wymaga zastosowania opisywanych wyżej laserów repompujących (707 i 679 nm). Po zliczeniu pozostałych w stanie podstawowym atomów następuje przepompowanie atomów wzbudzonych z górnego stanu zegarowego i ponowna detekcja atomów niebieskim światłem. W takim przypadku otrzymuje się kompletną informację o obsadzeniu dolnego i górnego stanu przejścia zegarowego i można obliczyć unormowaną liczbę informującą o wzbudzeniu atomów laserem zegarowym 698 nm.

W pracy [118] została zaproponowana nieniszcząca metoda detekcji przejścia zegarowego w stroncie na linii 698 nm. Metoda polega na obserwacji przesunięcia fazowego słabej, silnie odstrojonej od rezonansu wiązki próbkującej z lasera 461 nm. Technika ta dokładniej opisana jest w pracy [117].

[1] Impuls $\pi$ ma czas trwania wynoszący połowę okresu oscylacji Rabiego. W optymalnych warunkach, przy użyciu lasera dostrojonego dokładnie do rezonansu atomowego, zastosowanie takiego impulsu przenosi wszystkie atomy ze stanu podstawowego do wzbudzonego.




Rysunek 2.5: Schemat ilustrujący mieszanie poziomów $^3P_1$ i $^3P_0$ w stroncie i innych pierwiastkach grupy metali ziem alkalicznych. Opis oznaczeń w tekście. Schemat wzięty z [47].

## 2.5 Przejście zegarowe w stroncie

W stroncie oraz w innych atomach z grupy metali alkalicznych przejście elektryczne dipolowe $^1S_0 - {}^3P_0$ jest podwójnie zabronione, ze względu na reguły wyboru (przejście singlet–tryplet oraz z $J = 0$ na $J' = 0$). Przejście interkombinacyjne $^1S_0 - {}^3P_1$ jest słabo dozwolone i w stroncie ma szerokość 7,6 kHz. Pod wpływem pola magnetycznego, mieszającego poziomy $^3P_1$ i $^3P_0$, przejście $^1S_0 - {}^3P_0$ staje się słabo dozwolone. W przypadku $^{87}Sr$ źródłem pola magnetycznego mieszającego stany jest jądro atomowe, posiadające spin $I = 9/2$. W efekcie szerokość przejścia $^1S_0 - {}^3P_0$ w $^{87}Sr$ jest rzędu 1 mHz. W przypadku pozostałych izotopów strontu, nieposiadających spinu jądrowego, mieszanie się stanów można kontrolować zewnętrznym polem magnetycznym. Takie rozwiązanie zostało zaproponowane w pracy [47]. Schemat obrazujący mieszanie magnetyczne został przedstawiony na Rys 2.5.

Wzbudzenie ze stanu podstawowego $|1\rangle$ ($^1S_0$) do stanu $|2\rangle$ ($^3P_0$), laserem o częstotliwości $\omega_{12}$ (698 nm), jest możliwe dzięki mieszaniu stanów $|2\rangle$ oraz $|3\rangle$ ($^3P_1$), oddalonych od siebie o $\Delta_{32}$. Mieszanie to następuje pod wpływem statycznego pola magnetycznego $\mathbf{B}$. Element macierzowy odpowiedzialny za

mieszanie jest postaci

$$\Omega_B = \langle 2| \hat{\mu} \cdot \mathbf{B} |3\rangle / \hbar, \tag{2.9}$$

gdzie $\hat{\mu}$ jest operatorem magnetycznym dipolowym. W przypadku strontu i innych pierwiastków ziem alkalicznych spełniony jest warunek

$$|\Omega_B / \Delta_{32}| << 1, \tag{2.10}$$

co oznacza, że stany $|2\rangle$ i $|3\rangle$ są zmieszane jedynie w niewielkim stopniu i możemy skorzystać z teorii zaburzeń obliczając nowy stan

$$|2'\rangle = |2\rangle + \frac{\Omega_B}{\Delta_{32}} |3\rangle . \tag{2.11}$$

Przejście pomiędzy stanami $|1\rangle$ – $|2\rangle$ jest słabo dozwolone (przejście interkombinacyjne $^1S_0 \ - \ ^3P_1$), ze stałą rozpadu $\gamma$ stanu $|3\rangle$ do stanu podstawowego $|1\rangle$. Element macierzowy oscylacji Rabiego między stanami $|1\rangle$ i $|3\rangle$ wynosi

$$\Omega_L = \langle 3| \hat{d} \cdot \mathbf{E} |1\rangle / \hbar, \tag{2.12}$$

gdzie $\mathbf{E}$ jest amplitudą pola elektrycznego o częstotliwości $\omega$, a $\hat{d}$ jest operatorem elektrycznym dipolowym. Okazuje się teraz, że możliwe jest przejście między stanami $|1\rangle$ i utworzonym poprzez mieszanie stanem $|2'\rangle$, gdy $\omega \approx \omega_{21}$. Korzystając z równań 2.9, 2.11 i 2.12 można otrzymać efektywną częstotliwość Rabiego

$$\Omega_{12} = \langle 2'| \hat{d} \cdot \mathbf{E} |1\rangle \Big/ \hbar = \frac{\Omega_B \Omega_L}{\Delta_{23}}. \tag{2.13}$$

W pracy [47] podana została oszacowana na podstawie teorii zaburzeń wartość szerokości powstałego przejścia

$$\gamma_{12} = \gamma \frac{\Omega_L^2/4 + \Omega_B^2}{\Delta_{23}^2}. \tag{2.14}$$

W przypadku strontu i innych atomów grupy metali ziem alkalicznych potrzebne wartości pola magnetycznego i natężenia wiązek laserowych są rzędu mT i mW/cm$^2$. Możliwe jest zatem obserwowanie przejścia zegarowego

również w bozonowych izotopach strontu (wyniki zaprezentowane w podrozdziale 4.5). Należy jednak uważać, gdyż pojawia się również przesunięcie przejścia zegarowego związane z przesunięciem Starka

$$\Delta_L = \frac{\Omega_L^2}{4\Delta_{32}}, \tag{2.15}$$

oraz efektem Zeemana drugiego rzędu

$$\Delta_B = -\frac{\Omega_B^2}{\Delta_{32}}. \tag{2.16}$$

Posługując się 2.15 i 2.16 można zapisać równanie 2.13 w następujący sposób

$$\Omega_{12} = 2\sqrt{|\Delta_L \Delta_B|}. \tag{2.17}$$

Powyższy prosty model wyjaśnia istnienie przejścia zegarowego dzięki mieszaniu magnetycznemu. W rzeczywistym systemie należy wziąć pod uwagę wektorową naturę używanych pól oraz strukturę magnetyczną stanu $^3P_1$ (stan $|3\rangle$). Wzór 2.17 przyjmuje wówczas postać [47]

$$\Omega_{12} = \alpha\sqrt{I}\,|B|\cos\theta, \tag{2.18}$$

gdzie $\alpha$ zawiera wszystkie stałe (dla strontu wynosi 198 Hz/ $\left(\mathrm{T}\sqrt{\mathrm{mW/cm^2}}\right)$, $I$ jest natężeniem lasera (pola elektrycznego), a kąt $\theta$ jest kątem między liniowo spolaryzowanym polem $\mathbf{E}$ i polem $\mathbf{B}$.

W przypadku $^{87}Sr$ opisane powyżej mieszanie magnetyczne ma miejsce dzięki spinowi jądrowemu. Oznacza to, że za wzorcową częstotliwość przejścia zegarowego można przyjąć wartość zmierzoną w zerowym polu magnetycznym z niewielkimi poprawkami związanymi z realizacją eksperymentalną. W przypadku $^{88}Sr$ należy wprowadzić zewnętrzne pole magnetyczne i uwzględnić znacznie większe poprawki związane z przesunięciem stanu, wynikające z mieszania polem magnetycznym i poprawki diamagnetycznej. Dokładność wzorca z izotopem $^{88}Sr$ zależy zatem bardziej od dokładności wyznaczenia pola magnetycznego niż w przypadku $^{87}Sr$. Faworyzuje to we wzorcach optycznych izotop 87, którego chłodzenie jest z kolei trudniejsze oraz wyma-

ga większej liczby zastosowanych laserów. Atutem działającym na korzyść izotopu 88 jest ok. 10-krotnie większe występowanie naturalne, w związku z czym można skrócić czas przygotowania $T$ (chłodzenia) takiej samej liczby atomów do spektroskopii i w ten sposób zwiększyć stabilność wzorca. Porównanie dwóch zegarów z izotopami $^{88}Sr$ i $^{87}Sr$ przedstawione zostało w pracy [55].

W tej pracy zaprezentowany został układ do chłodzenia strontu 88, jednak poprzez zastosowanie dodatkowego lasera mieszającego, na długości fali 689 nm (opis chłodzenia strontu 87 w podrozdziale 2.3.2), możliwe będzie również chłodzenie $^{87}Sr$. W ten sposób zbudowana aparatura jest uniwersalna. Schłodzony stront 88 można zastosować w zegarze atomowym lub do innych zastosowań metrologicznych (np. [74]) oraz innych pomiarów np. fotoasocjacji [64–66], natomiast poprzez dodanie jeszcze jednego lasera można schłodzić stront do wzorca atomowego z izotopem 87.

# Rozdział 3

# Układ doświadczalny

## 3.1 Układ próżniowy

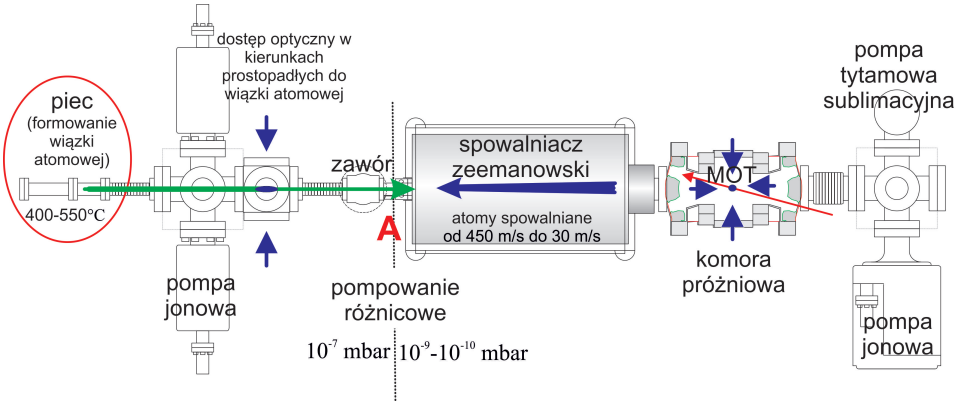
Chłodzenie atomów oraz wytworzenie rozrzedzonego, zimnego gazu atomowego możliwe jest jedynie w próżni. W reżimie ultra-wysokiej próżni UHV (ang. *Ultra-High Vacuum*) w zakresie ciśnień $10^{-7}-10^{-12}$ mbar średnia liczba cząstek w $cm^3$ wynosi $10^9 - 10^4$. W takim układzie średnia droga swobodna jest rzędu kilometrów ($1 - 10^5$ km), a zatem zderzenia między cząstkami tła oraz zimnymi atomami, odpowiedzialne za wybijanie atomów z pułapki, są bardzo rzadkie. W przypadku ładowania pułapki magneto-optycznej większa koncentracja atomów tła, a zatem większe straty atomów, przekłada się na mniejszą liczbę zimnych atomów w sytuacji stacjonarnej (ciągła utrata atomów skompensowana przez stały dopływ). W przypadku braku ładowania pułapki (np. w optycznej pułapce dipolowej lub podczas schładzania atomów strontu na przejściu 689 nm) przekłada się to na niemożliwą do skompensowania, eksponencjalną utratę atomów. Stała czasowa zaniku, będąca odwrotnością tak zwanego czasu życia pułapki $\tau$ zależy ściśle od jakości próżni. Na skomplikowane eksperymenty z zimnymi atomami duży, negatywny wpływ ma utrata atomów w trakcie pomiaru, zatem w takich przypadkach potrzebny jest dobry układ próżniowy zapewniające długie czasy pułapkowania.

Elementy układu próżniowego UHV wykonane są z metali i stopów metali (miedź, stal nierdzewna, aluminium, tytan) z obrobioną mechanicznie

na gładko powierzchnią, z której przy pomocy rozpuszczalników o wysokiej czystości (woda destylowana, aceton, etanol) usuwane są wszelkie substancje mogące parować i psuć próżnię (w szczególności wszelkie tłuszcze). Do wprowadzania do układu wiązek laserowych służą szklane (kwarcowe, szafirowe) okienka, ze specjalnym połączeniem z metalem, dzięki któremu w sporym zakresie temperatur (dla temperatur rzędu 0–400℃) rozszerzalność cieplna obydwu materiałów jest zbliżona i grzanie układu nie powoduje rozszczelnienia systemu. Elementy układu próżniowego mogą być łączone kołnierzami CF (ang. *ConFlat*) z uszczelką z miękkiego metalu. Wysoka szczelność takiego układu osiągana jest poprzez zagłębienie się ostro zakończonego noża kołnierza próżniowego w miękki materiał uszczelki. Uszczelki te są jednorazowego użytku, najczęściej stosowane są uszczelki miedziane. W niektórych zaworach próżniowych w zbudowanym układzie zastosowane zostały uszczelki srebrne. Elementy pieca, który musi być grzany do wysokiej temperatury uszczelniane są niklowymi uszczelkami, wytrzymującymi wyższą temperaturę niż miedziane. Próba zastosowania miedzianych uszczelek, pokrytych warstwą niklu, nie powiodła się (przy temperaturze 560 ℃ nastąpiło roszczelnienie układu próżniowego).

Układy ultra-wysokiej próżni wymagają stałego pompowania, jednak przy ciśnieniach rzędu $10^{-10}$ mbar niemożliwe jest zastosowanie pomp objętościowych (nie da się zapewnić wystarczającej szczelności). Stosowane są więc pompy pułapkowe: jonowa oraz tytanowa sublimacyjna. Zadanie obydwu pomp polega na związaniu i zatrzymaniu cząstek, tak aby nie mogły one wrócić do formy gazowej. Pompy te, skuteczne przy omawianych ciśnieniach, można uruchamiać przy ciśnieniu rzędu $10^{-4}$ mbar, zatem układ powinien też zawierać zawory do czasowego podłączenia pomp próżni wstępnej: pompy turbomolekularnej wraz z bezolejową pompą wstępną.

Na Rys. 3.1 przedstawiony został układ aparatury próżniowej. W środku układu znajduje się zawór próżniowy umożliwiający oddzielenie części z piecem od części z komorą. Jego zadaniem jest blokowanie strumienia atomów strontu i zapobieganie nadmiernemu osadzaniu się atomów w głównej komorze oraz na okienku wlotowym wiązki spowalniającej. Zapewnia on również



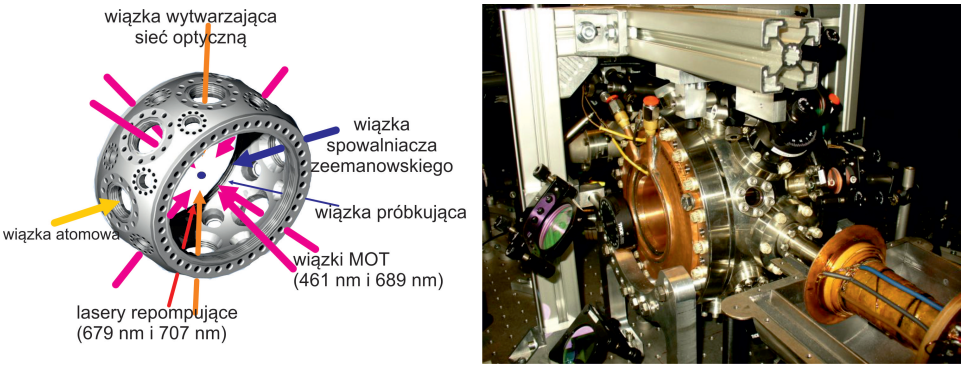

Rysunek 3.1: Schemat układu próżniowego. Lewa część układu, zawierająca piec oddzielona, jest od części z główną komorą próżniową zaworem. W punkcie A standardowa uszczelka została zastąpiona elementem o zmniejszonej średnicy. Kostka z czterema okienkami, umieszczona za piecem, może służyć do kolimowania laserowego i odchylania wiązki atomowej z pieca.

podział układu na dwie niezależne części z własnymi zaworami do pomp próżni wstępnej. Jest to szczególnie istotne, gdyż umożliwia otworzenie części układu bez naruszania próżni w drugim obszarze, co wykorzystywane było np. podczas instalacji komory próżniowej do układu lub podczas uzupełniania strontu w piecu. W miejscu A (Rys. 3.1), tuż za zaworem, znajduje się rurka miedziana o długości 60 mm i średnicy wewnętrznej 5 mm, zintegrowana z miedziana uszczelką (Rys. 3.2). Wraz z rurą spowalniacza

Rysunek 3.2: Uszczelka umieszczona punkcie A na Rys. 3.1. Długa wąska rurka zapewnia pompowanie różnicowe w układzie próżniowym.

zeemanowskiego o długości 43 cm i średnicy wewnętrznej 16 mm, służy ona do pompowania różnicowego (wydajność pompowania różnicowego obliczona została w pracy [119]). Dzięki zastosowaniu długich elementów o małej średnicy przewodność między częścią układu z piecem oraz z komorą jest zredukowana i możliwe jest wytworzenie dużej różnicy ciśnień w tych częściach (pompowanie różnicowe). Ciśnienie w części układu z piecem, rozgrzanym do temperatury 400–550°C i będącym źródłem atomów strontu oraz cząstek

tła, jest rzędu $10^{-8}$ mbar (pomiar przez prąd pompy jonowej). Ciśnienie w mocniej pompowanej drugiej części z komorą (Rys. 3.3), dzięki pompowaniu różnicowemu jest rzędu $10^{-10}$ mbar (pomiar miernikiem próżni).

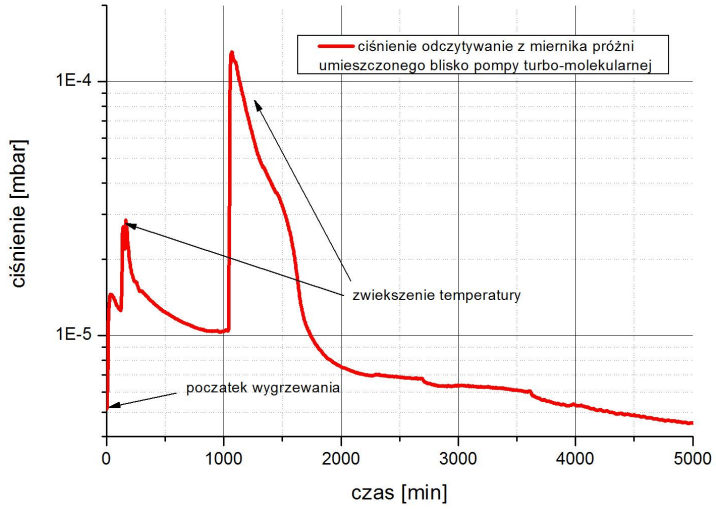



Rysunek 3.3: Schemat komory próżniowej wraz z zaznaczonymi kierunkami wprowadzania wiązek laserowych. Obok zdjęcie rzeczywistego układu. Widoczny jest koniec spowalniacza zeemanowskiego (górna pokrywa osłony magnetycznej jest zdjęta).

### 3.1.1 Procedura wygrzewania aparatury próżniowej

Nowo zbudowany, wstępnie odpompowany układ próżniowy wypełniony jest w dużym stopniu parą wodną i innymi gazami uwalnianymi z powierzchni metalu oraz z jego głębszych warstw (głównie wodór). W celu szybkiego doprowadzenia tych gazów do stanu lotnego i odpompowania (przez układ pomp próżni wstępnej) stosuje się wygrzewanie układu w temperaturach 200-300°C. Elementy bardziej wrażliwe na wysoką temperaturę (okienka, zawory) są wygrzewane do 200°C. Podczas wygrzewania należy zadbać o równomierne ogrzanie całego układu, aby nie nastąpiło gromadzenie pompowanych cząsteczek na zimniejszym obszarze. Układ należy podgrzewać a potem schładzać stopniowo (ok. 1°C na minutę), aby powstające naprężenia, szczególnie na połączeniu szkło-metal, nie doprowadziły do gwałtownego rozszczelnienia układu. Jak zostało to przedstawione na Rys. 3.4, każdorazowe zwiększenie temperatury powoduje gwałtowne zwiększenie się prężności par oraz następnie odpompowanie frakcji uwalnianej przy danej temperaturze. Po długim pompowaniu, rzędu kilku dni, w grzanym do temperatury rzędu 200–300°C układzie, w wyniku usunięcia lotnych zanieczyszczeń, ciśnienie

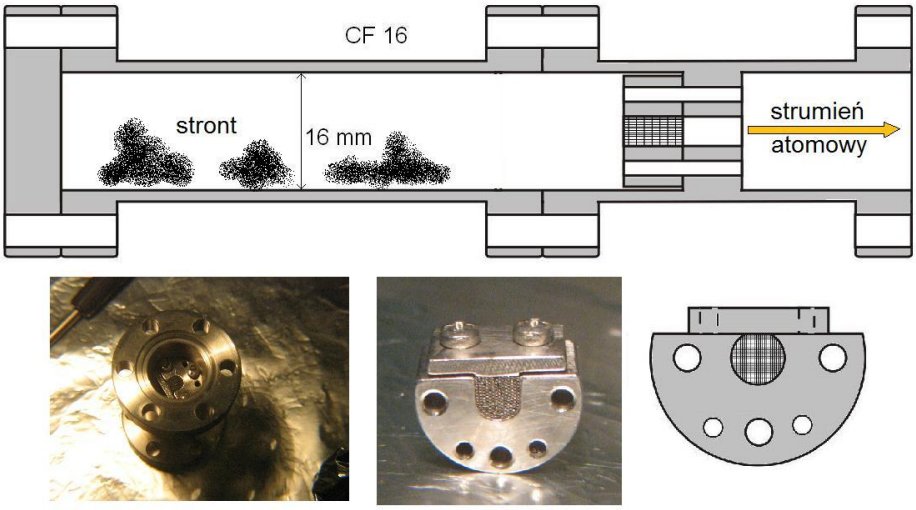
spada. Można wówczas włączyć docelowe pompy jonowe i po odpompowaniu zanieczyszczeń w nich zgromadzonych układ można odłączyć od pomp wstępnych. W przypadku budowanego układu osiągnięte ciśnienie w komorze próżniowej jest rzędu $10^{-10}$ mbar. Ciśnienie osiągnięte w części układu zawierającej piec już po jego rozgrzaniu jest rzędu $10^{-7} - 10^{-8}$ mbar.




Rysunek 3.4: Wykres przedstawiający zależność ciśnienia mierzonego miernikiem dołączonym do stacji pomp wstępnych, zawierających pompę turbo-molekularną, w funkcji czasu. Każdorazowe zwiększenie temperatury odpompowywanego układu powoduje gwałtowny skok ciśnienia, które następnie po dłuższym czasie spada w wyniku odpompowania lotnej frakcji. Na wykresie przedstawione jest sumaryczne ciśnienie, nie był używany w układzie spektrometr masowy.

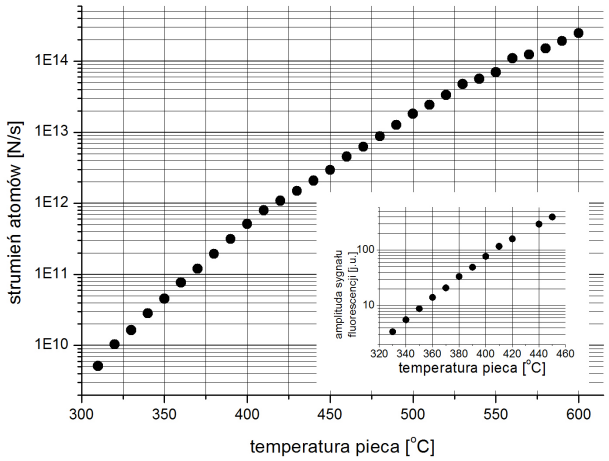
### 3.1.2 Piec strontowy

W związku z niską prężnością par strontu, do wytworzenia strumienia atomów strontu niezbędny jest piec rozgrzany do wysokiej temperatury. Schemat użytego pieca został przedstawiony na Rys. 3.5. Składa się on z dwóch obszarów. Jeden stanowi rezerwuar metalicznego strontu, drugi odpowiada za kolimację strumienia atomów i składa się z ok. 200 kapilar ze stali nierdzewnej o średnicy wewnętrznej (zewnętrznej) 200(300) $\mu$m i długości 8 mm, złożonych w pęczek o średnicy 5 mm. Zapewnia to doskonałą kolimację strumienia rzędu 25 mrad przy bardzo dużym strumieniu wylatujących z pieca atomów. Obszar, w którym znajduje się metaliczny stront, grzany jest do niższej temperatury (ok. $40 - 80$°C) niż obszar, gdzie znaj-




Rysunek 3.5: Schemat używanego pieca strontowego. Poniżej zdjęcia zamontowanych dysz kolimujących wiązkę atomową.

dują się dysze. Ma to na celu niedopuszczenie do osadzania się strontu w dyszach i zapchania ich. Piec, jeszcze bez metalicznego strontu, testowany był na wypadek odcięcia zasilania od grzałek. W pierwszych, najbardziej kluczowych momentach różnica temperatur jest ciągle utrzymywana i cały układ schładza się tak, że w piecu już z metalem w środku nie dochodzi do zatkania dysz wylotowych. Na Rys. 3.5 przedstawione zostało zdjęcie układu kolimacji strumienia atomów. Na Rys. 3.6 przedstawiony został teoretyczny strumień atomów z pieca w zależności od temperatury. W praktyce strumień dla zadanej temperatury zależy również od ilości strontu w piecu. Typowa temperatura pracy tuż po załadowaniu strontu wynosi 500°C. Kawałki metalicznego strontu, o wielkości do 10 mm, zostały włożone do pieca już po wygrzaniu tej części układu próżniowego. Jednorazowo do pieca wkładane jest $4-5$ g strontu. Metal przetrzymywany w pojemniku z olejem (w celu odcięcia od powietrza) był kilkukrotnie płukany w czystym alkoholu, z którego został szybko przełożony do pieca tuż przed zamknięciem układu i szybkim jego odpompowaniem. Stront metaliczny reaguje szybko z powietrzem, jego powierzchnia matowieje, a po dłuższym czasie cały całkowicie zamienia się w biały proszek. Szybkie naładowanie strontu do pieca oraz odpompowanie ma zatem na celu zachowanie jak największej ilości strontu



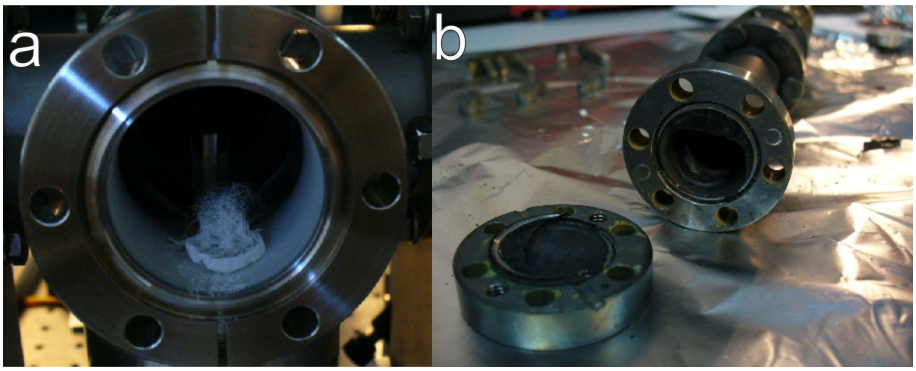

Rysunek 3.6: Obliczona zależność ilustrująca strumień atomów opuszczających piec w skolimowanej wiązce o średnicy ok. 5 mm w zależności od temperatury. W ramce zmierzona zależność strumienia (jednostki umowne) od temperatury pieca.

metalicznego. Tlenek strontu posiada bardzo wysoką temperaturę topnienia, zatem nie paruje nawet w rozgrzanym piecu i nie psuje próżni.

Po załadowaniu strontu do pieca i odpompowaniu tej części układu należy powoli zwiększać temperaturę pieca, aby pozbyć się zanieczyszczeń zawartych w stroncie. Bardzo ważne jest powolne zwiększanie temperatury, gdyż ciśnienie nie powinno przekroczyć wartości rzędu $10^{-5}$ mbar. Zbyt szybkie ogrzewanie może spowodować gwałtowną emisję zanieczyszczeń z pieca, które osadzają się na okienkach próżniowych. Tak się stało podczas pierwszego uruchamiania pieca, kiedy to transmisja przez pojedyncze okienko spadła do 70%. Transmisja przez okienka pokryte warstwą antyrefleksyjną dla długości fali 461 i 680–710 nm przed montażem wynosiła >99%. Poprzez ogrzanie okienek do temperatury 210°C na czas 24 h udało się odparować warstwę zanieczyszczeń i uzyskać transmisję przez 2 okienka ok. 98%.

Miedziane uszczelki nie nadają się do układów pracujących w temperaturach powyżej 450°C. Podczas pierwszego uruchomienia pieca użyto uszczelek miedzianych pokrytych galwanicznie warstwą niklu. Związane to było z pro-

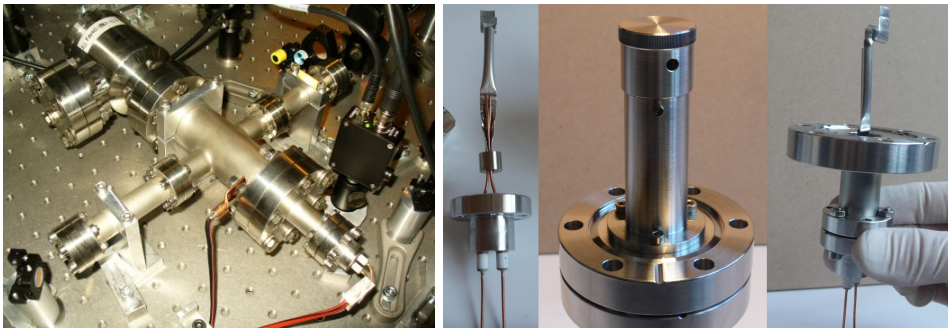
blemem z zakupem oraz wykonaniem uszczelek niklowych. Po 11 miesiącach używania pieca nastąpiło gwałtowne rozszczelenienie układu z powodu korozji takiej uszczelki. W wyniku kontaktu rozgrzanego do wysokiej temperatury strontu z dostającym się do układu powietrzem powstały różne związki strontu, które po opuszczeniu pieca przez dysze osadziły się na armaturze próżniowej (Rys. 3.7a) oraz w samym piecu (Rys. 3.7b). Same dysze pieca nie zostały jednak zatkane. Główna komora próżniowa nie ucierpiała, ponieważ zawór oddzielający dwie części układu był zamknięty. Przy naprawie układu zastosowane zostały uszczelki w pełni niklowe. Stałe zanieczyszczenia zostały usunięte z układu, a sam piec został wyczyszczony z resztek strontu i ponownie napełniony metalem. Pomimo pozostawienia w układzie części nalotu powstałego podczas roszczelnienia udało się osiągnąć ponownie ciśnienie rzędu $10^{-7} - 10^{-8}$ mbar po odpompowaniu układu.




Rysunek 3.7: Zanieczyszczenia powstałe w wyniku roszczelnienia się pieca i kontaktu rozgrzanego strontu z powietrzem.

### 3.1.3 Układy próżniowe z dyspenserem strontu

Lasery używane do chłodzenia strontu muszą być precyzyjnie stabilizowane do przejścia atomowego. W związku z niską prężnością par strontu w temperaturze pokojowej, źródło atomów strontu musi być rozgrzane do wysokiej temperatury (rzędu kilkuset ℃), aby osiągnąć koncentracje atomów niebiedną do spektroskopii. Stosowane są tak zwane heat-pipe oven [120] lub też małe układy ze strumieniem atomów. Do testów zbudowane zostały dwa układy zawierające dyspenser strontu jako źródło atomów. Opis takiej



Rysunek 3.8: Układ z dyspenserem ze strontem, używany testowo do stabilizacji lasera do przejścia w atomie strontu. Po lewej widok na cały układ, po prawej zdjęcia przedstawiające mocowanie dyspensera do obudowy układu próżniowego.

konstrukcji przedstawiony jest w pracy [121] (stabilizacja częstotliwości lasera [122]). Jeden ze zbudowanych układów posiadał zawór próżniowy do podłączenia pomp wstępnych, natomiast nie posiadał własnej pompy, natomiast drugi uzupełniony został o pompę jonową. W układzie zastosowane zostały przepusty próżniowe mogące wytrzymać prąd 16 A. Rys. 3.8 przedstawia jeden ze zbudowanych układów.

Zbudowane układy testowane były jako źródło atomów strontu do spektroskopii na przejściu 689 nm. Wyniki opisane zostały w podrozdziale 4.4. Kolumnowa gęstość optyczna była niewystarczająca do uzyskania dobrego sygnału ze spektroskopii i stabilizacji lasera 689 nm. Układy te nadają się natomiast dobrze do spektroskopii na przejściu 461 nm, gdzie obserwowana była silna absorpcja światła laserowego rzędu kilkudziesięciu procent.

## 3.2 Spowalniacz zeemanowski

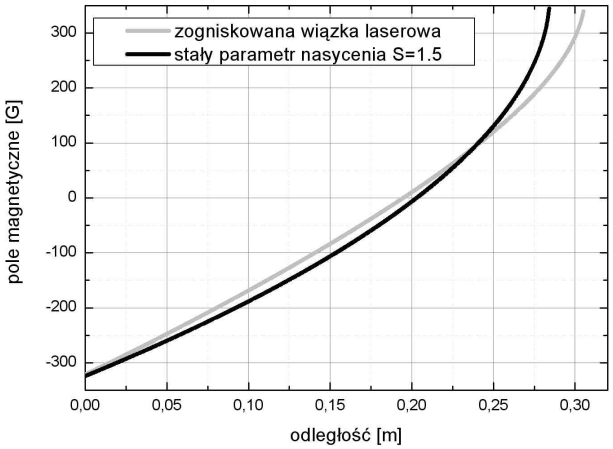
Zimne atomy z jednej strony wymagają dobrej próżni, natomiast z drugiej strony wydajnego ładowania atomów do pułapki. Najefektywniejszą metodą ładowania pułapki MOT przy jednoczesnym zachowaniu dobrej próżni jest użycie spowalniacza zeemanowskiego [104]. W przypadku atomów strontu jest to wręcz jedyna możliwość z uwagi na niską prężność ich par w temperaturze pokojowej i wynikającą z tego konieczność silnego podgrzewania źródła atomów. Zespół z laboratorium JILA zbudował wprawdzie układ do

chłodzenia strontu bez spowalniacza zeemanowskiego [100], lecz w układzie tym silne grzanie bardzo ograniczało jakość próżni.

Informacje na temat różnych konstrukcji spowalniaczy zeemanowskich dla atomów strontu można znaleźć w pracy [108]. Ostatecznie do układu została wybrana konstrukcja zbudowana z cewek o zmiennej liczbie zwojów wzdłuż spowalniacza. Konstrukcja ta opisana jest też w pracy [123].

Pierwszy etap projektowania spowalniacza wymaga wybrania modelu spowalniania atomów. Najbardziej typowym modelem jest jednorodnie opóźniony ruch atomów spowalnianych wiązką laserową o dużym nasyceniu (do obliczeń modelu przyjmuje się nasycenie zmierzające do nieskończoności). W prezentowanym tu spowalniaczu zeemanowskim użyto wiązki laserowej słabszej i zogniskowanej (co pozwoliło osiągnąć zmienny parametr nasycenia $S$). Odpowiednie ogniskowanie wiązki laserowej wprawdzie może wydłużyć spowalniacz, jednak dzięki temu zmniejsza niezbędne do jego działania gradienty pola magnetycznego. Ogniskowanie wiązki na początku[1] spowalniacza powoduje, że parametr nasycenia, a zatem też siła spontaniczna (równanie 2.4) na końcu jest mniejsza, co powoduje wolniejsze spowalnianie i wydłużenie drogi w miejscu, gdzie użyte gradienty pola muszą być największe. Przedstawione zostało to na Rys. 3.9 (dokładniejsza analiza w [108]). Zastosowanie wiązki spowalniającej ogniskującej się w kierunku pieca (źródła atomów) — dzięki zakrzywieniu frontu falowego wiązki — jest również w stanie częściowo skompensować rozbieżność wiązki atomowej [111]. Zastosowane odstrojenie wiązki spowalniającej od przejścia rezonansowego w stroncie wynosi $\delta_o = 2\pi \times -502$ MHz. Spowalniacz został zaprojektowany tak, aby redukować prędkość atomów od maksymalnie 450 m/s do ok. 30 m/s. W niedużym zakresie prędkość końcową da się regulować przy pomocy prądu płynącego w dodatkowej cewce na końcu spowalniacza.

[1] Początkiem spowalniacza nazywana będzie część od strony pieca, gdzie trafiają szybkie atomy, natomiast końcem nazywana będzie część od strony komory próżniowej, gdzie atomy są już spowolnione. Spowalniająca wiązka laserowa jest przeciwbieżna do wiązki atomów.




Rysunek 3.9: Wykres prezentujący profile pola magnetycznego potrzebne do spowalniania atomów strontu w przypadku ogniskowania wiązki laserowej z parametrem nasycenia $S = 2,5$ na początku i $S = 0,5$ na końcu spowalniacza oraz stałego parametru nasycenia $S = 1,5$.

### 3.2.1 Wiązka laserowa

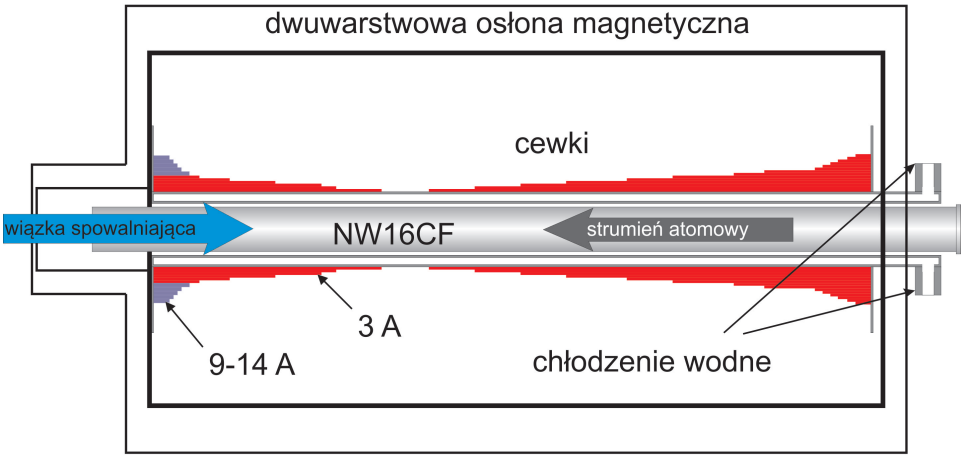
Ograniczeniem przy planowaniu średnicy wiązki laserowej była długa rura próżniowa spowalniacza zeemanowskiego o wewnętrznej średnicy 16 mm. Wiązka atomów strontu trafiająca do spowalniacza ma średnicę <5 mm i może być bardziej zawężona przez zastosowanie dwuwymiarowej kolimacji przed spowalniaczem. W związku z tymi ograniczeniami zastosowano wiązkę laserową o średnicy 8 mm ($1/e^2$) na końcu spowalniacza i zmniejszającą dwukrotnie średnicę na odległości 28 cm w kierunku początku spowalniacza. Do obliczeń została przyjęta wiązka o parametrze nasycenia $S = 2,5$ na początku spowalniacza. Na podstawie tych założeń, mając zadany parametr nasycenia i ogniskowanie się wiązki laserowej, obliczono długość spowalniacza (30,5 cm) oraz średnicę wiązki na początku spowalniacza (wynoszącą 3,7 mm). Spowalniająca wiązka laserowa powinna mieć minimalną moc ok. 6 mW, aby w środku gaussowskiego rozkładu natężenie wiązki odpowiednio nasycało przejście. Zastosowanie większej mocy całkowitej powoduje, że na większym obszarze wokół środka parametr nasycenia jest wystarczający, aby spowalniać atomy i ostatecznie powoduje to wzrost strumienia spowolnio-

nych atomów, dlatego stosowane są moce całkowite w przedziale 12–20 mW (układ jest mało czuły na dalsze zwiększanie mocy wiązki spowalniającej). Wynikające z większej mocy całkowitej lokalne zwiększenie natężenia w środku wiązki laserowej nie wpływa negatywnie na proces spowalniania, a wręcz czyni je bardziej stabilnym. Geometria wiązki spowalniającej została ustawiona przed umiejscowieniem układu próżniowego wraz ze spowalniaczem. Do jej odpowiedniego ustawienia wykorzystana została kamera CCD (*Thorlabs BC106-VIS*) z automatycznym pomiarem średnicy wiązki ($1/e^2$). Powyższe obliczenia, jak również obliczenie żądanego profilu ruchu atomów oraz profilu pola magnetycznego, zostały zrobione przy pomocy skryptu napisanego przez autora pracy w programie *Wolfram Mathematica*. Program ten używany był też do obliczenia optymalnego rozkładu uzwojenia cewek pola magnetycznego oraz do testowania zachowania się atomów w symulowanym i zmierzonym polu magnetycznym. Na podstawie symulacji wyznaczona została rzeczywista prędkość końcowa atomów — 31 m/s.

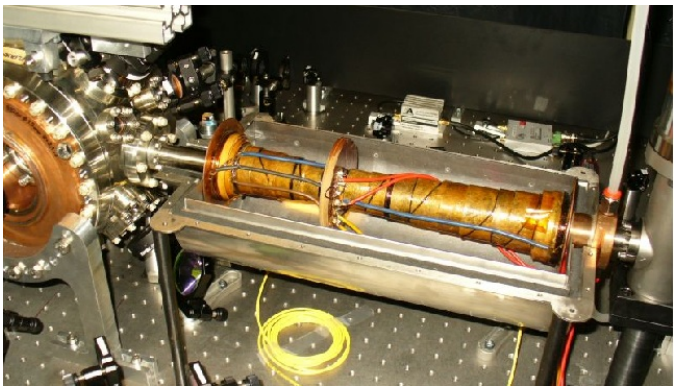
### 3.2.2 Cewka spowalniacza

Schemat spowalniacza został przedstawiony na Rys. 3.10. Rys. 3.11 przedstawia zdjęcie spowalniacza zamontowanego na aparaturze próżniowej. Spowalniacz nakładany jest na rurę próżniową CF16. Zastosowanie przeciętej flanszy (którą można zdemontować do nałożenia spowalniacza na rurę) na jednym końcu rury umożliwiło zmniejszenie średnicy uchwytu na cewki spowalniacza. Uzwojenie nawinięte jest na konstrukcję, składającą się z dwóch miedzianych rur, między którymi płynie woda chłodząca uzwojenie. Uzwojenie, wykonane z miedzianego drutu (średnica z emalią 1,06 mm), nawinięte jest bezpośrednio na miedzianą rurę o średnicy 32 mm. Każda kolejna warstwa uzwojenia oddzielona jest papierem izolacyjnym i lakierem elektroizolacyjnym *Izolak*. W końcowej części spowalniacza została nawinięta dodatkowa część z wykorzystaniem drutu o średnicy 1,67 mm. To dodatkowe uzwojenie ma na celu wytwarzanie wystarczająco dużego gradientu pola magnetycznego na końcu spowalniacza poprzez zastosowanie w nim dużego prądu.

Z dwóch powodów w konstrukcji spowalniacza zastosowano osłonę magne-

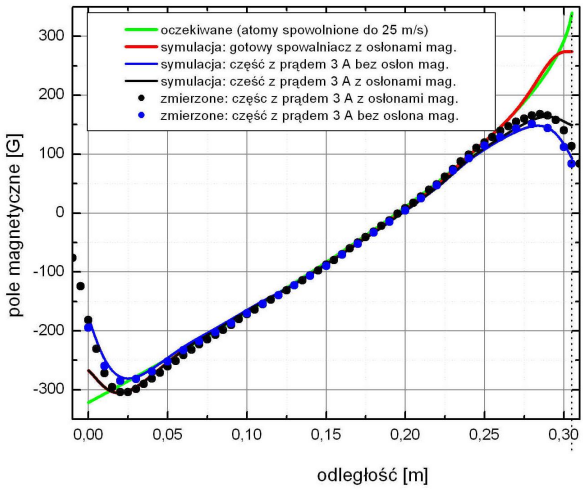



Rysunek 3.10: Schemat prezentujący spowalniacz zeemanowski dla atomów strontu. Zastosowano chłodzenie wodą oraz dodatkową małą sekcję cewek na końcu z dużym prądem w celu wytworzenia odpowiednio dużego gradientu pola magnetycznego.

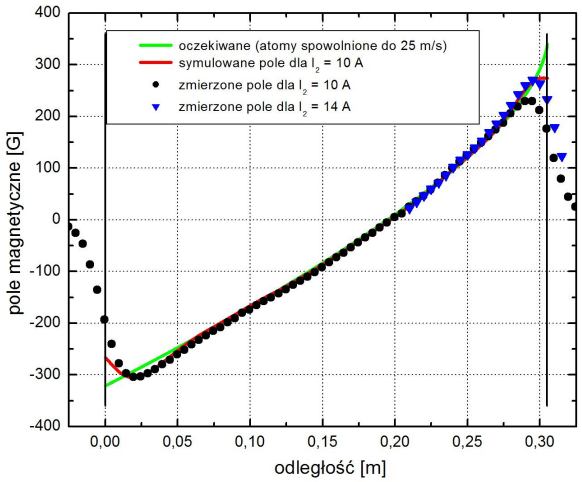


Rysunek 3.11: Zdjęcie zainstalowanego spowalniacza. Górna połówka osłony magnetycznej jest zdjęta.

tyczną otaczającą cewki. Pierwszym jest konieczność odizolowania zimnych atomów poddawanych spektroskopii na przejściu zegarowym od wszelkich zewnętrznych pól magnetycznych. Drugim powodem jest możliwość zwiększenia gradientu pola magnetycznego na krańcach spowalniacza (w bezpośrednim sąsiedztwie ścian osłony). Analogicznie jak w przypadku ładunku przy powierzchni przewodnika w metodzie obrazów stosowanej w elektrostatyce, osłona magnetyczna może być potraktowana jak lustro dla pola magnetycznego. Oznacza to, że pole magnetyczne przy zastosowaniu osłon zo-




Rysunek 3.12: Zmierzone pole magnetyczne z osłonami oraz bez osłon magnetycznych po nawinięciu pierwszej części spowalniacza. Profil pola magnetycznego na początku spowalniacza w rzeczywistym układzie (czarna i czerwona krzywa) został specjalnie zmodyfikowany w stosunku do pierwotnie obliczonego, gdyż z symulacji zachowania się atomów wynikało, że układ działa lepiej w takiej konfiguracji. Bardziej wydajne spowalnianie w tej części jest mniej stabilne, za to pozwala spowolnić szybsze atomy.

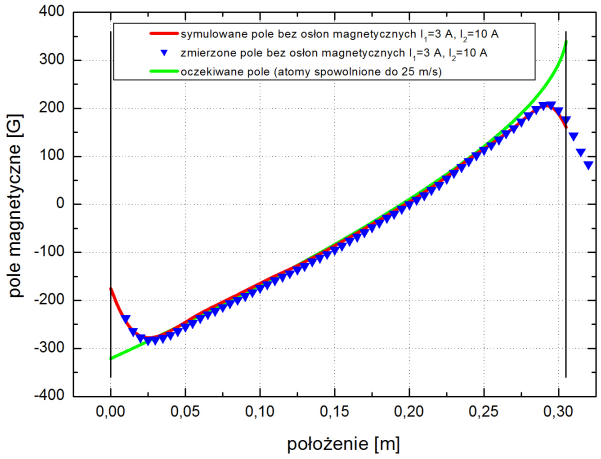



Rysunek 3.13: Na wykresie przedstawiono oczekiwany profil pola magnetycznego, symulowane pole wytwarzane przez cewki (w obecności osłon magnetycznych) wraz z porównaniem z polem zmierzonym. Zmierzone pole zostało przedstawione dla dwóch wartości prądu $I_2$, dla konfiguracji z dodatkową cewką na końcu spowalniacza.

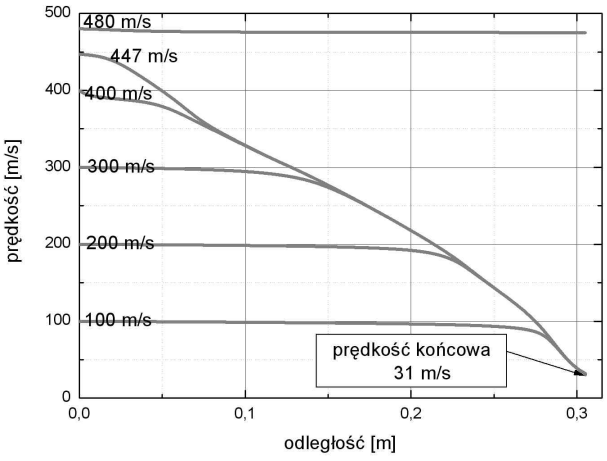
stanie zwiększone na krańcach. Zastosowana osłona, wykonana przez firmę *Magnetic Shield* składa się z dwóch warstw: pierwszej wykonanej z czystego żelaza oraz drugiej z mumetalu. Warstwy te oddalone są od siebie o 6 mm. Wewnętrzna warstwa wykonana jest z żelaza, gdyż przy używanych polach magnetycznych mumetal by się nasycił i nie spełniałby swojej funkcji prawidłowo. Osłona, składająca się z dwóch elementów, nakładana jest od góry i dołu na cewkę spowalniacza zeemanowskiego. Na Rys. 3.11 widoczna jest jedna połowa osłony. Osłona magnetyczna nie jest pełna, gdyż na osi spowalniacza znajdują się otwory na rurę próżniową.

Nawijanie cewek odbyło się w dwóch etapach. Najpierw została nawinięta część uzwojenia przeznaczona do pracy z prądem $I_1$=3 A. Następnie zmierzone zostało wytwarzane pole magnetyczne (Rys. 3.12), zarówno w obecności osłony magnetycznej, jak i bez niej. Pomiar został wykonany miernikiem pola magnetycznego *Lake Shore 410* (z głowicą *HA-3223*), z rozdzielczością 1 G dla pól powyżej 200 G i 0,1 G dla pól <200 G.

Pomiar pola z osłoną i bez niej pozwolił na zbadanie jej wpływu na kształt pola magnetycznego. Symulacje pokazały, że chociaż wpływ osłon magnetycznych nie jest możliwy do dokładnego wymodelowania przez prostą analogię do lustra dla pola magnetycznego, najlepsze rezultaty przyniosło założenie współczynnika odbicia ok. 75%. Po upewnieniu się, że matematyczny model spowalniacza dobrze opisuje rzeczywisty układ, nawinięte zostało dodatkowe uzwojenie mające wytworzyć duży gradient pola na końcu spowalniacza. W związku z trudnym do przewidzenia wpływem osłon założono, że ta dodatkowa część będzie służyła do precyzyjnego dostrojenia pola magnetycznego poprzez regulację prądu $I_2$.
Na Rys. 3.13 przedstawione zostało pole magnetyczne wytwarzane przez zbudowany układ dla dwóch różnych wartości prądu $I_2$ dodatkowego uzwojenia. Widać, że dla zwiększonej wartości prądu $I_2 = 14$ A wytwarzane pole dobrze odpowiada symulowanemu. Na Rys. 3.14 przedstawione zostało porównanie pola symulowanego oraz zmierzonego w przypadku braku osłon. Widać doskonałą zgodność świadczącą o dobrym działaniu zastosowanego modelu cewki składającej się z uzwojenia z prądem $I_1 = 3$ A i $I_2 = 10$ A.




Rysunek 3.14: Porównanie symulowanego pola magnetycznego dla układu bez osłon magnetycznych z wynikami pomiaru, potwierdzono bardzo dobre działanie modelu cewek.




Rysunek 3.15: Symulacja obrazująca zachowanie się atomów z różnymi prędkościami początkowymi w rzeczywistym polu magnetycznym wytwarzanym przez układ. Końcowa prędkość 31 m/s jest optymalna ze względu dalszą drogę, którą atomy muszą jeszcze pokonać do centrum pułapki MOT i prędkość wychwytu pułapki. Symulacja dla prądu $I_1$=3 A i $I_2$=14 A

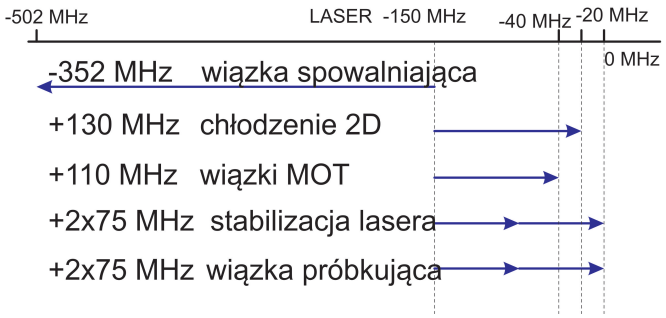
Aby zbadać działanie spowalniacza, przeprowadzono symulację, w której w pole wytwarzane przez rzeczywisty układ wprowadzano atomy z różnymi prędkościami początkowymi i analizowano ich spowalnianie. Wyniki zostały przedstawione na Rys. 3.15. Widać, że spowalniacz wyłapuje atomy od prędkości 447 m/s i spowalnia je do prędkości ok. 31 m/s. Prędkość wychwytu pułapki MOT jest rzędu 50 m/s. Dokładniejsze kontrolowanie prędkości końcowej w niewielkim zakresie możliwe jest poprzez zmianę prądu $I_2$.

## 3.3 Lasery

Szybkość i wydajność chłodzenia zależy od przejścia atomowego, w pobliże którego dostrojony jest laser chłodzący. Przejście atomowe w stroncie o długości fali 461 nm (460,862 nm w próżni) nadaje się bardzo dobrze do laserowego spowalniania oraz pułapkowania atomów, z racji dość dużej szerokości przejścia $\Gamma = 2\pi \times 32$ MHz, powodującej szybką dyssypację energii. Pozwala to na wydajne spowalnianie atomów w dość krótkim spowalniaczu zeemanowskim (opisywany w tej pracy ma długość 30,5 cm) oraz ich pułapkowanie. Niestety konsekwencją szerokiego przejścia jest również stosunkowo wysoka graniczna temperatura chłodzenia dopplerowskiego, rzędu 1 mK. Z tego powodu niebieska pułapka magneto-optyczna służy jedynie do wstępnego zebrania atomów przed dalszym chłodzeniem z użyciem innych metod. Optymalna konstrukcja niebieskiej pułapki oraz spowalniacza zeemanowskiego są jednak bardzo ważne, ponieważ jedynie w trakcie ich pracy następuje zbieranie atomów, zatem wpływa to na całkowitą liczbę atomów dostępnych do dalszych procesów.

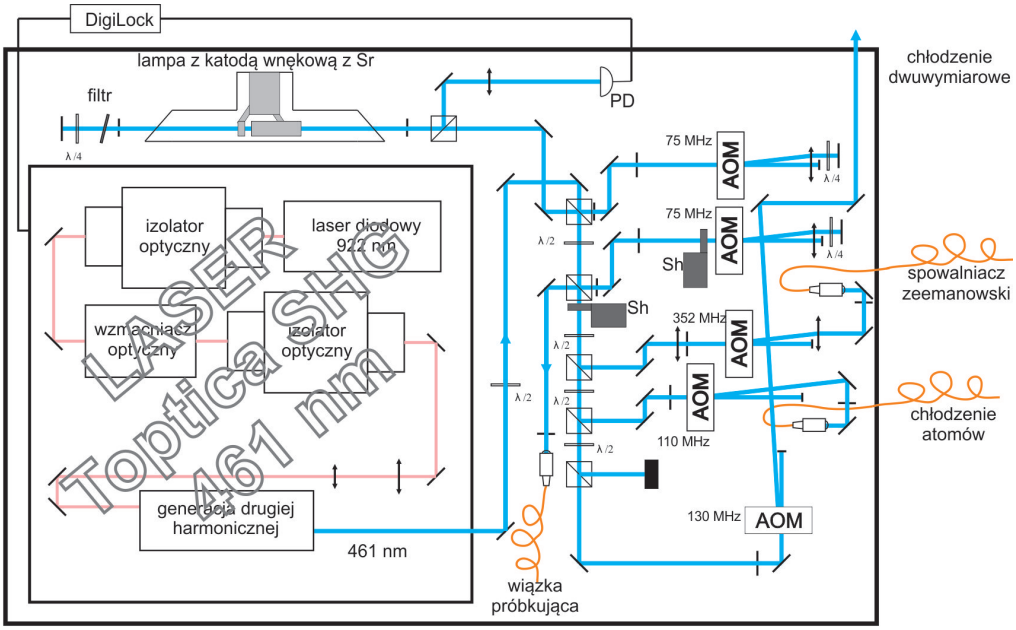
### 3.3.1 Laser 461 nm

Do spowalniania i chłodzenia potrzebne są wiązki laserowe o odpowiednim odstrojeniu od bezwzględnej częstotliwości przejścia w stroncie oraz odpowiedniej mocy. Dodatkowo używana jest inaczej odstrojona wiązka do dwuwymiarowej, poprzecznej kolimacji strumienia atomów oraz wiązka rezonansowa z atomami strontu do ich detekcji. W zbudowanym układzie wszystkie potrzebne wiązki uzyskiwane są z jednego lasera. Używany laser świecący




Rysunek 3.16: Schemat częstotliwości używanych do chłodzenia strontu 88. Wiązka wychodząca z lasera odstrojona jest o -150 MHz względem częstotliwości rezonasowego przejścia w izotopie 88.

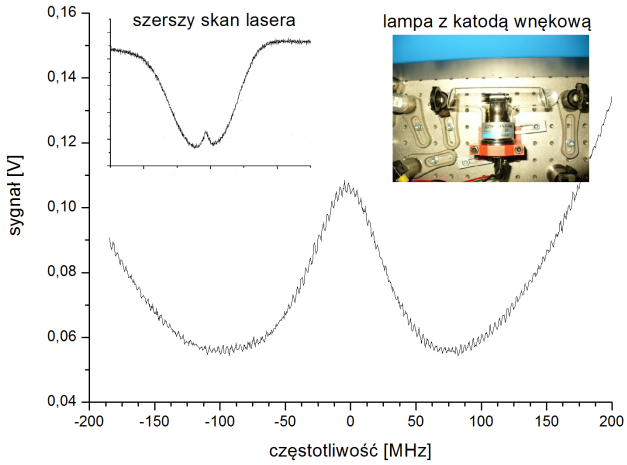
na długości fali 461 nm jest komercyjnym laserem diodowym (*Toptica TA-SHG 110*) ze wzmacniaczem i układem podwajania częstotliwości. Szerokość spektralna jest poniżej 1 MHz, moc wyjściowa >300 mW. Laser diodowy z zewnętrznym rezonatorem ECDL (ang. *External Cavity Diode Laser*) pracuje jednodomowo na długości fali 922 nm, moc wyjściowa jest rzędu 40 mW. Można go przestrajać w zakresie do 10 nm oraz modulować w niedużym zakresie prądem i w większym (rzędu 20 GHz) przy pomocy zewnętrznej siatki dyfrakcyjnej przy zachowaniu jednomodowej pracy. Wiązka laserowa zostaje następnie wzmocniona w optycznym wzmacniaczu TA (ang. *Tapperd Amplifier*) do ok. 0,9 W i trafia do układu podwajającego częstotliwość na krysztale nieliniowym umieszczonym w rezonansowym rezonatorze pierścieniowym. Laser uzupełniony jest systemem elektronicznym do regulacji układu podwajania częstotliwości i do stabilizacji długości fali lasera. Wiązka laserowa opuszczająca podwajacz, już na długości fali 461 nm, jest następnie dzielona i przy pomocy modulatorów akustooptycznych AOM (ang. *Acusto-Optic Modulator*) poszczególne wiązki są dostrajane do właściwych częstotliwości do chłodzenia atomów strontu. Na Rys. 3.16 przedstawione zostały graficznie przesunięcia częstotliwości uzyskiwane przez odpowiednie AOMy. Modulatory akustooptyczne służą także do szybkiego włączania oraz wyłączania wiązek laserowych. Dodatkowo, natężenie wiązki laserowej do chłodzenia atomów powinno być zmniejszone w ostatniej fazie chłodzenia. Ma to na celu szybkie obniżenie temperatury tuż przed przeładowaniem atomów do czerwonej pułapki MOT. Takie sterowanie mocą realizuje również




Rysunek 3.17: Schemat podziału wiązki laserowej do stabilizacji, detekcji (wiązka próbkująca), spowalniania oraz chłodzenia. Zaznaczone zostały częstotliwości odpowiednich modulatorów akustooptycznych AOM. Na rysunku: Sh - ruchoma przesłona, PD - fotodioda, DigiLock jest elektronicznym układem sterowanym za pomocą komputera służącym do stabilizacji częstotliwości lasera (element zakupiony wraz z laserem).

modulator AOM w tej wiązce.

Na Rys. 3.17 znajduje się schemat przygotowania wiązek laserowych do spowalniania i pułapkowania strontu. Laser stabilizowany jest na częstotliwości odstrojonej o $-150$ MHz względem przejścia rezonansowego ${}^1S_0 - {}^1P_1$ przy użyciu sygnału ze spektroskopii nasyceniowej wykonywanej w parach $Sr$ powstałych w wyniku wyładowania w lampie z katodą wnękową (*Hamamatsu L2783-38NE-SR*). Absorpcja liniowa po przejściu rezonansowej wiązki przez lampę jest rzędu $30-40\%$. Natężenie słabej wiązki próbkującej jest rejestrowane przez fotodiodę *PDA36A* firmy *Thorlabs*. Na Rys. 3.18 przedstawiony jest rejestrowany sygnał w okolicy linii rezonansowej. Do celu stabilizacji częstotliwości lasera do przejścia atomowego laser jest modulowany częstotliwościowo z częstością 1 kHz. Ta stosunkowo wolna modulacja jest wystarczająca dzięki dużej stabilności lasera. Szybsza modulacja częstotliwościowa nie jest




Rysunek 3.18: Sygnał spektroskopii nasyceniowej w lampie z katodą wnękową. Dominuje przejście rezonasowe w stroncie 88 na długości fali 460,862 nm. Lekko asymetryczny kształt linii związany jest z przekrywaniem się dominującego sygnału od $^{88}Sr$ z sygnałem od $^{86}Sr$.

możliwa ze względu na czas reakcji długości rezonatora we wnęce układu podwajającego częstotliwość. Szybsza modulacja lasera powodowałaby niepożądaną modulację amplitudy światła za podwajaczem. Sygnał ze spektroskopii demodulowany jest następnie w układzie elektronicznym (bloczku) *DigiLock*. Bloczek ten zapewnia pełną kontrolę lasera z poziomu podłączonego do niego komputera oraz posiada funkcję automatycznego skanu częstotliwości i ponownego zalokowania lasera w razie pojawienia się chwilowego zaburzenia.

Układ zoptymalizowany jest do chłodzenia izotopu 88. W celu chłodzenia izotopu 87 należy zmienić częstotliwość modulatora AOM wiązki używanej do stabilizacji (Rys. 3.17). Należy zwiększyć ją o ok. 20 MHz, co przy podwójnym przejściu da efektywnie 40 MHz. W wyniku tego laser stabilizowany będzie na częstotliwości odstrojonej o $-190$ MHz względem przejścia w $^{88}Sr$. W celu chłodzenia pozostałych izotopów należy dołożyć dodatkowy modulator AOM w wiązce laserowej służącej do stabilizacji, aby zwiększyć zakres przestrajania częstotliwości. Zastosowanie większej liczby modulatorów AOM, poprzez zwiększony zakres przestrajania, pozwoli również na szybkie przełączanie częstotliwości przez oprogramowanie sterujące i w efekcie umożliwi

zbieranie dwóch izotopów naraz wykorzystując pułapkę magnetyczną, jak w pracy [103].

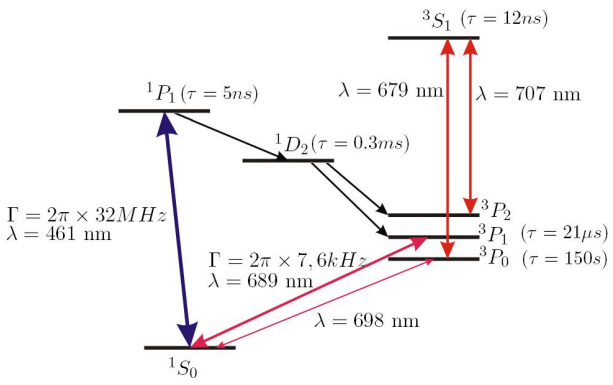
W AOMie występuje śladowe rozpraszanie promieniowania w kierunku odpowiadającym pierwszemu rzędowi ugięcia, dlatego też w celu całkowitego zablokowania wiązki laserowej po wyłączeniu modulatora AOM w układzie zastosowano ruchome przesłony (ang. *shutter*). Wiązki laserowe: próbkująca, spowalniająca oraz MOTowska sprzęgane są następnie do światłowodów jednomodowych, niezachowujących polaryzacji, na wyjściu których uzyskiwany jest gaussowski kształt wiązki (mod poprzeczny TEM00). Cała część układu, wraz lampą z katodą wnękową służącą do stabilizacji lasera, została obudowana tak, aby odizolować pozostałą część układu, a szczególnie komorę próżniową, od rozproszonego niebieskiego światła.

Wiązka lasera 461 nm mieszana jest na lustrze dichroicznym z wiązką z lasera 689 nm, a następnie rozszerzana jest do średnicy 23 mm ($1/e^2$) i dzielona na poszczególne wiązki MOTowskie. Całkowita moc wszystkich wiązek, wraz z wiązkami odbitymi, wynosi 30–70 mW. Kierunki wiązek do chłodzenia atomów w stosunku do komory zostały przedstawione na Rys. 3.3. Laserowa wiązka spowalniająca o mocy 12–20 mW uzyskuje wymaganą do spowalniania zbieżność dzięki teleskopowi zbudowanemu z dwóch soczewek o ogniskowych 16 i 250 mm. Wchodząc do układu próżniowego ma średnicę ok. 30 mm ($1/e^2$). Wiązki do dwuwymiarowej kolimacji i odchylania strumienia atomów (jeszcze przed spowalniaczem) są rozszerzane soczewkami sferycznymi. W dużej odległości od lasera wiązka przybiera eliptyczny kształt z proporcją półosi 4:1, dobrze dopasowany do chłodzenia strumienia atomów, zatem nie ma potrzeby używania soczewek cylindrycznych. Układ kolimujący strumień atomów nie został jeszcze wykorzystany, ze względu na tymczasowe zajęcie obszaru przeznaczonego do tego celu do spektroskopii strontu na przejściu 689 nm. Dwuwymiarowa kolimacja strumienia atomów zwiększy strumień zimnych atomów ładujących pułapkę MOT. Dodatkowo możliwe będzie odchylenie jedynie wiązki wolniejszych atomów (o prędkościach $<$450 m/s), aby tylko one docierały do spowalniacza zeemanowskiego i głównej komory próżniowej. Oszacowania i wyniki innych zespołów po-

zwalają oczekiwać kilkukrotnego zwiększenia strumienia atomów w wyniku zastosowania dwuwymiarowej kolimacji.

Ostatnia z przygotowanych niebieskich wiązek laserowych, będąca w rezonansie z przejściem atomowym, służy do detekcji atomów. Wprowadzona jest do komory jednym z bocznych okienek i odbita z powrotem. Moc potrzebna do detekcji jest rzędu 1–2 mW. Fluorescencja atomów jest zbierana przez układ obrazowania i skupiona na dwóch detektorach, które służą również do rejestracji fluorescencji z chmury MOT.

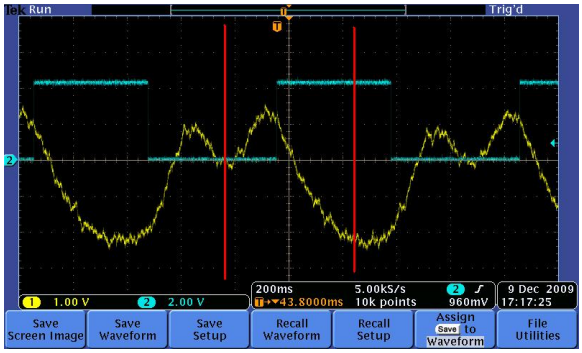
### 3.3.2 Laser 707 i 679 nm




Rysunek 3.19: Wybrane poziomy energetyczne strontu wraz istotnymi z punktu widzenia eksperymentu danymi.

Lasery działające na długościach fali 707,202 i 679,289 nm służą do przepompowania atomów z długożyjących stanów trypletowych $^3P_2$ oraz $^3P_0$ (Rys. 3.19). Stan $^3P_0$ jest górnym poziomem zegarowym we wzorcu strontowym. W trakcie pracy niebieskiej pułapki MOT lasery te opróżniają stany trypletowe zwiększając ok. 10 razy liczbę atomów w pułapce. Zalety zastosowania tych dwóch laserów w układzie optycznego zegara atomowego zostały przedstawione w podrozdziale 2.3.1 i 2.4.

W zbudowanym układzie zostały zastosowane komercyjne lasery diodowe z zewnętrznym rezonatorem 679 i 707 nm firmy *Toptica*, model *DL100*, o mocy wyjściowej ok. 17 i 40 mW. Posiadają on szerokość spektralną po-




Rysunek 3.20: Sygnał błędu pochodzący ze spektroskopii optogalwanicznej na przejściu 679 nm w stroncie. Amplituda sygnału jest rzędu woltów, jednak jest on dość zaszumiony. Czerwonymi liniami zaznaczono zakres pojedynczego skanu częstotliwości (modulacja sygnałem trójkątnym). Widmo to zostało zarejestrowane przy maksymalnym prądzie lampy 20 mA. Czas życia lampy przy takiej wartości prądu wynosi 20 godzin, dlatego nie zarejestrowano wielu widm.

niżej 1 MHz. Lasery te muszą być dostrojone do odpowiednich przejść w stroncie 88, 86 lub 84 w celu efektywnej depopulacji stanów $^3P_2$ i $^3P_0$. W przypadku izotopu strontu 87, posiadającego spin jądrowy $I = 9/2$, istnieje więcej podpoziomów nadsubtelnych, które należy opróżniać. Najlepiej sprawdza się tu ciągłe przestrajanie lasera w szerokim zakresie obejmującym całą strukturę nadsubtelną, z częstotliwością rzędu kiloherców. W parzystych izotopach można stabilizować częstotliwość laserów 679 i 707 nm do innych stabilizowanych laserów (np. do lasera 689 nm) używając wnęki rezonatora. Stabilizacja bezpośrednio do wzorca strontowego jest o tyle trudna, że należy dysponować źródłem atomów w stanach trypletowych. Przeprowadzona została próba stabilizacji częstotliwości laserowej do widma rejestrowanego w lampie z katodą wnękową (Rys. 3.20), we wnętrzu której w wyniku zderzeń istnieją atomy wzbudzone do stanów trypletowych. Do spektroskopii użyto lasera 679 nm. Wymagało to jednak używania lampy w sposób znacznie skracający czas jej życia (z silnymi prądami wyładowania) i zostało szybko zaniechane. Ostatecznie lasery repompujące nie są stabilizowane, a jedynie sprawdzana jest ich praca raz dziennie przy pomocy miernika długości fali. Ich pasywna stabilność jest wystarczająca. Przepompowywanie atomów ze stanów trypletowych działa poprawnie dla bozonowych izotopów strontu, zarówno w przypadku jednomodowej pracy laserów, jak i szybkiego skanu

częstotliwości stosowanego do izotopu 87. Ewentualne odstrojenie się dowolnego lasera od linii może być szybko zaobserwowane poprzez znaczy spadek liczby atomów w niebieskiej pułapce MOT.

Wiązki laserów repompujących przechodzą przez modulatory akustooptyczne, a następnie są łączone na kostce polaryzacyjnej. Używana jest tu również przesłona w celu całkowitego zablokowania światła. Wprowadzenie modulatorów AOM ma na celu jedynie możliwość szybkiego wyłączania i włączania wiązek repompujących. Nałożone na siebie wiązki są rozszerzane teleskopem do średnicy ok. 1 cm, wprowadzane do komory bocznym okienkiem, a następie odbijanie z powrotem po drugiej strony komory. Używane jest kilka mW światła z każdego lasera.

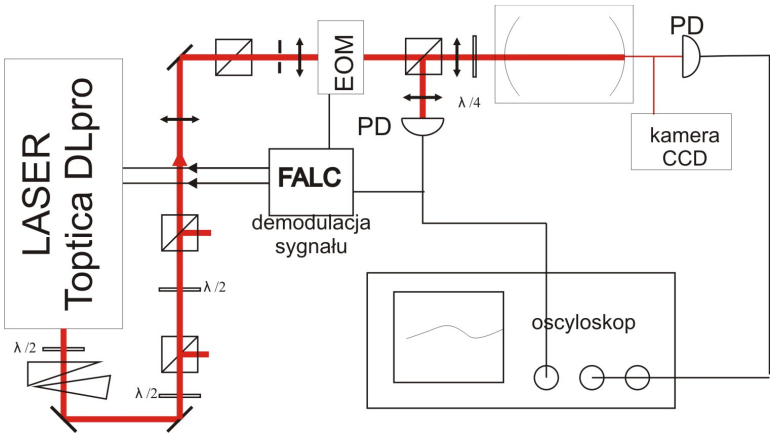
### 3.3.3 Laser 689 nm

W celu chłodzenia strontu poniżej temperatury osiągalnej w niebieskiej pułapce MOT można przeładować atomy do czerwonej pułapki MOT operującej na przejściu 689,449 nm. Szerokość naturalna tego przejścia wynosi 7,6 kHz. Oznacza to, że w pierwszej fazie chłodzenia szerokość spektralna lasera musi być wystarczająco duża, aby zebrać maksymalnie dużo atomów z niebieskiej pułapki MOT, natomiast ostateczne chłodzenie należy wykonać laserem o szerokości spektralnej poniżej 10 kHz.

Używany laser 689 nm jest komercyjnym laserem diodowym z zewnętrznym rezonatorem *Toptica*, model *DLpro*, o mocy wyjściowej (za izolatorem optycznym) do 17 mW. Producent podaje szerokość spektralną rzędu 200 kHz. Układ elektroniczny do sterowania laserem wyposażony był w bloczek *FALC* (*Fast Analog Linewidth Control*, wersja szybka), będący układem szybkiej stabilizacji lasera. Duża szerokość pasma przenoszenia układu sprzężenia zwrotnego (10 MHz dla układu FALC) i systemu korekcji (w laserze szybka modulacja prądu przez port *DC-mod*) pozwala na zawężenie spektralne lasera do pojedynczych Hz [39].

### Zawężanie lasera 689 nm do wnęki

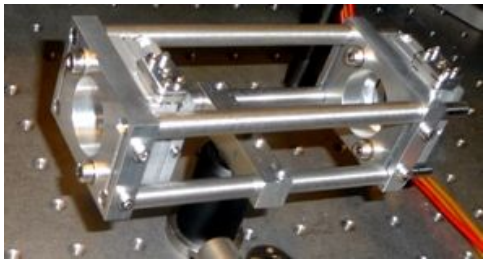
Początkowe etapy budowy układu do chłodzenia strontu wykonywane były w Krakowie, gdzie nie dysponowaliśmy wąskim laserem na długości fali 689 nm, więc do zawężenia szerokości lasera metodą Pound-Drever-Hall [34] (w skórcie PDH) używana była zbudowana pomocnicza wnęka rezonansowa. Schemat stabilizacji lasera do modu wnęki został przedstawiony na Rys. 3.21.




Rysunek 3.21: Schemat układu zawężania lasera metodą PDH. Użyto dwóch fotodetektorów (PD) do rejestracji światła transmitowanego i odbitego od wnęki. Prosta kamera CCD (kamera przemysłowa bez obiektywu) została użyta do obserwacji modów poprzecznych wnęki.

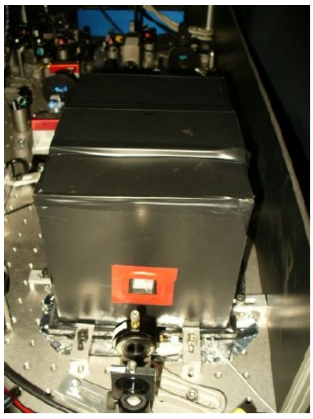
Do detekcji światła odbitego od wnęki używany był szybki fotodetektor (*Newport 818-BB-21A* z pasmem przenoszenia 1,2 GHz), oraz modulator elektro-optyczny (w skrócie EOM, ang. *Electro-Optic Modulator*) *Photonics Technologies EOM-01-20*, pracujący na częstotliwości 20 MHz. W celu sprawdzania poprawności działania stabilizacji używany był drugi szybki detektor rejestrujący transmisję świtała przez wnękę. Do upewnienia się, że stabilizacja następuje do najsilniejszego modu wnęki TEM00 używana była kamera CCD. Dopasowanie modu lasera do modu wnęki następowało przez trzy soczewki.

Wnęka rezonansowa używana do stabilizacji i zawężania częstotliwości lasera posiada specjalnie zaprojektowaną konstrukcję aluminiowo-inwarową (inwarowe pręty) kompensującą rozszerzalność cieplną różnych połączonych ele-



Rysunek 3.22: Zdjęcie konstrukcji wnęki do zawężania lasera 689 nm. Na zdjęciu brak luster i piezoceramicznego elementu do kontroli długości wnęki.

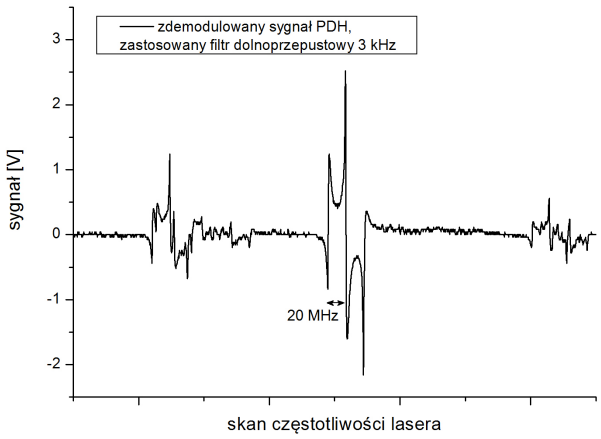
mentów. Obliczona rozszerzalność cieplna wynosi 0,8 $\mu$m/℃, co przy długości 12,2 cm przekłada się na przesunięcie częstotliwości modu o 270 MHz na 0,1℃. Zastosowano komercyjne (regulowane od góry) uchwyty na zwierciadła. Wnęka bez zwierciadeł przedstawiona jest na Rys. 3.22. Wnęka zamocowana jest do podstawki i przykręcona bezpośrednio do stołu. Pomimo takiego rozwiązania układ działa stabilnie, jedynie praca nie wyciszonych przesłon wiązek laserowych, przykręconych do tego samego stołu optycznego, wpływała negatywnie na stabilność. Zastosowane zwierciadła posiadały promień krzywizny 1 m i współczynnik odbicia wynoszący 0,99975 dla 689 nm. Opierając się jedynie na współczynniku odbicia, obliczono finezję wnęki rzędu 11000. W rzeczywistości jest ona mniejsza, w związku z nierównoległością zwierciadeł i innymi czynnikami. Długość wnęki wynosi ok. 12,2 cm, co daje FSR około 1,2 GHz. Jedno z luster umieszczone zostało



Rysunek 3.23: Obudowa, w której zamknięta została wnęka. Jej zadaniem jest tłumienie drgań akustycznych, ochrona przed zanieczyszczeniem oraz izolacja termiczna.

na elemencie piezoceramicznym, tak aby kontrolując napięcie można było precyzyjnie kontrolować i stroić długość wnęki, a przez to częstotliwość stabilizowanego lasera.
Cały układ zamknięty został w obudowie (Rys. 3.23) wyłożonej od wewnątrz niepylącą gąbką w celu lepszej izolacji termicznej i akustycznej. Obudowa ta sprawdziła się, izolując skutecznie zaburzenia akustyczne oraz obniżając termiczny dryf wnęki związany ze słabą stabilizacją temperatury w pomieszczeniu.

Na Rys. 3.24 przedstawiony został zarejestrowany sygnał błędu, używany do stabilizacji częstotliwości lasera do jednego z modów wnęki. Po zamknięciu pętli sprzężenia zwrotnego laser podążał za częstotliwością modu wnęki strojonej przy pomocy piezoceramiki. Niestety nie da się ocenić stopnia zawężenia szerokości spektralnej lasera w sposób jednoznaczny, gdyż nie było w tym czasie dostępnych innych wąskich źródeł laserowych do porównania. Szacowanie na podstawie zwiększenia transmisji przez wnękę również nie dało miarodajnych rezultatów, gdyż szerokość spektralna lasera była bardzo po-

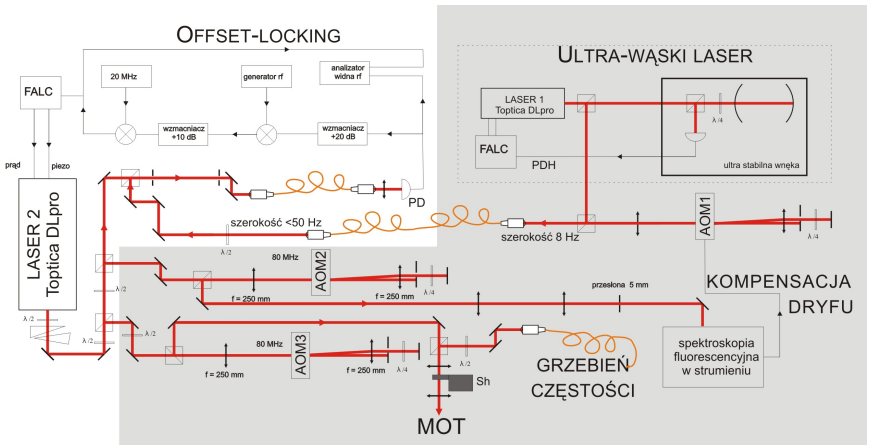



Rysunek 3.24: Zdemodulowany sygnał, będący sygnałem błędu w metodzie PDH. Widoczny główny sygnał oraz oddalone o częstotliwość modulacji (20 MHz) dwa pasma boczne. Sygnał został odfiltrowany tylko do obserwacji, do stabilizacji potrzebne jest całe pasmo sygnału. Po lewej i prawej stronie od głównego sygnału pochodzącego od modu TEM00 wnęki widać słabe i mniej regularne sygnały pochodzące od innych poprzecznych modów wnęki.

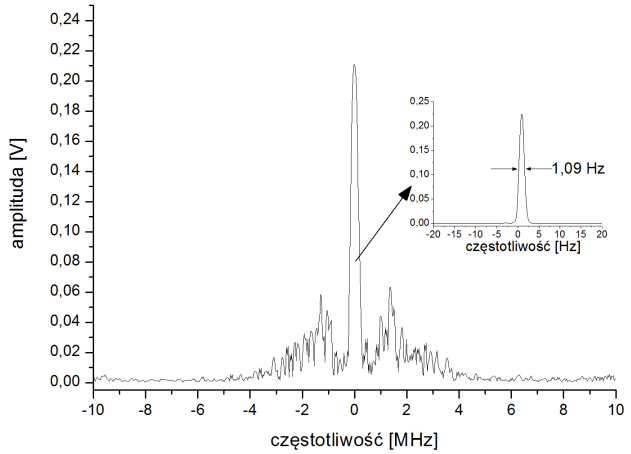
dobna do szerokości prążka transmisji wnęki. Zawężenie lasera do wnęki było rozwiązaniem tymczasowym do czasu przeniesienia układu do laboratorium, gdzie dostępny jest ultra-wąski spektralnie laser 689 nm.

### Zawężanie lasera 689 nm, offset lock dwóch laserów

Dostępność światła laserowego, o szerokości spektralnej ok. 8 Hz [39] (laser 1), odstrojonego nie dalej niż 500 MHz od linii $^1S_0 - {}^3P_1$ spowodowało, że używanie opisanej powyżej wnęki do zawężania lasera (laser 2) stało się zbędne. Wąski spektralnie laser znajduje się w sąsiednim pokoju skąd wiązka laserowa przesyłana jest pięciometrowym jednomodowym, utrzymującym polaryzację światłowodem. Na długości 5 m szum fazowy w światłowodzie poszerza spektralnie promieniowanie lasera o szerokości 8 Hz jedynie do kilkudziesięciu Hz na wyjściu ze światłowodu. Zdudniając lasery 1 i 2 na szybkiej fotodiodzie można wytworzyć sygnał o częstotliwości różnicowej. Porównanie fazowe sygnału dudnień z sygnałem zadanym z generatora daje sygnał błędu, który umożliwia przy użyciu szybkiej pętli sprzężenia zwrotnego stabilizację lasera 1 do lasera 2. Oba lasery odstrojone są wzajemnie o częstotliwość dudnień zadaną z generatora, metoda ta nazywa się „offset lock". Schemat układu elektronicznego oraz układu laserowego do stabilizacji przedstawiony został na części schematu na Rys. 3.25. Na tym i na kolejnych rysunkach białym tłem wyróżnione są podukłady, omawiane w poszczegól-

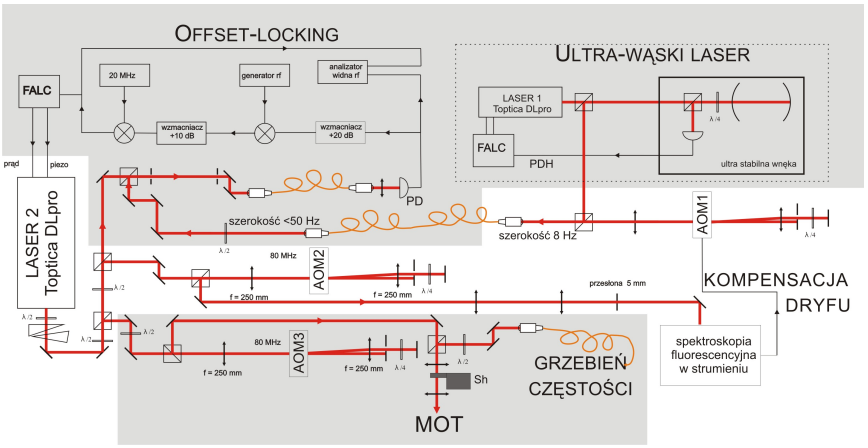



Rysunek 3.25: Schemat układu czerwonego lasera. Obszar biały pokazuje układ offset lock dwóch laserów.

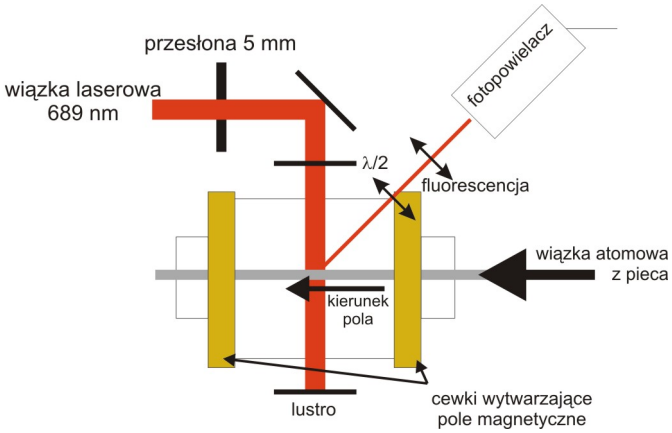



Rysunek 3.26: Widmo dudnień dwóch laserów. Laser 2 jest stabilizowany do lasera 1. Na głównym wykresie używane było szerokie pasmo przenoszenia używanego analizatora widma. Widoczne jest pasmo przenoszenia układu stabilizacji wynoszące ok. 2,5 MHz. Mniejszy wykres pokazuje to samo widmo dudnień o szerokości 1 Hz, ograniczonej minimalnym pasmem przenoszenia analizatora RF wynoszącym 10 Hz.

nych fragmentach. Na Rys. 3.26 zostało przedstawione widmo dudnień dwóch laserów, świadczące o poprawnym działaniu systemu. W takiej konfiguracji laser 2 zachowuje się dokładnie, jak ultra-wąski laser 1 (z uwzględnieniem poszerzenia poprzez światłowód). Oznacza to, że jego szerokość spektralna jest $<$50 Hz. Ponadto laser 2 ma częstotliwość zadaną przez stabilną wnękę, do której poprzez laser 1 pośrednio jest stabilizowany. Oznacza to, że jego częstotliwość może dryfować z czasem. Aby skompensować ten dryf zastosowano dodatkowy modulator AOM na wyjściu lasera 1, a przed porównaniem częstotliwości laserów 1 i 2 (przed układem offset lock). Zbudowany układ stabilizacji reguluje częstotliwość tego AOMa i przez to bezwględną częstotliwość lasera 2. Na Rys. 3.27 przedstawiona została część układu przygotowania wiązki laserowej do spektroskopii i stabilizacji bezwzględnej częstotliwości wiązki wychodzącej z lasera 1. Układ stabilizacji częstotliwości zawiera mikro-kontroler sterujący pracą dwóch modulatorów AOM (na Rys. 3.27 AOM1 i AOM2). Wiązka lasera 2 służyła do subdopplerowskiej spektroskopii fluorescencyjnej (Rys. 3.27) w strumieniu atomów strontu z



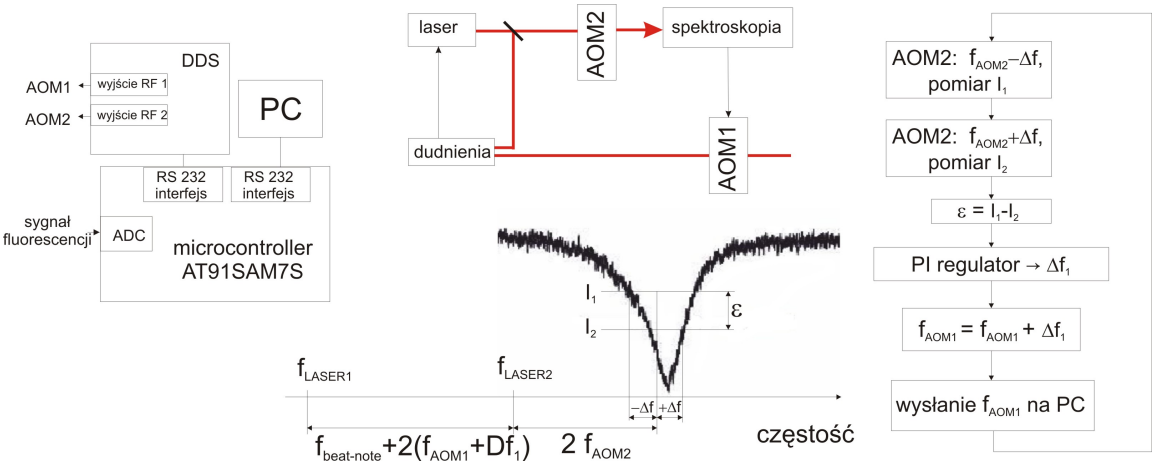

Rysunek 3.27: Schemat układu czerwonego lasera. Biały obszar pokazuje układ przygotowania wiązki do spektroskopii w strumieniu atomowym oraz układ kompensacji dryfu. Dryf kompensowany jest poprzez zmianę częstotliwości AOM1. Przed światłowodem wiązka laserowa stabilizowana jest na bezwzględnej częstotliwości.




Rysunek 3.28: Schemat fluorescencyjnej spektroskopii subdopplerowskiej na lini 689 nm.

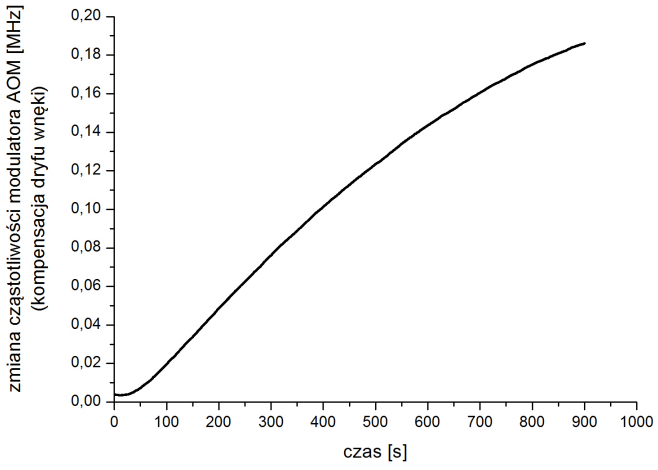
pieca (w obszarze między piecem a spowalniaczem zeemanowskim). Schemat przedstawiający układ do rejestracji widma spektroskopii fluorescencyjnej znajduje się na Rys. 3.28. Używana była wiązka prostopadła do strumienia atomowego o średnicy 5 mm i o polaryzacji $\pi$ względem pola magnetycznego (kierunek pola poprzeczny do wiązki laserowej). Moc wiązki jest stabilizowana na stałym poziomie poprzez zbudowany układ detekcji natężenia wiązki za modulatorem i sprzężenie zwrotne kontrolujące moc sygnału RF modulatora

AOM2 (zmiana wydajności dyfrakcji). Jednorodne pole magnetyczne o wartości 10 G wytwarzane jest przez parę cewek wykonanych z wielożyłowego przewodu wstążkowego. Wiązka laserowa pada prostopadle do wiązki atomowej, a następnie jest bardzo starannie odbijana z powrotem (precyzyjne ustawienie odbicia ma kluczowy wpływ na jakość sygnału ze spektroskopii). Fluorescencja na długości fali 689 nm zbierana jest przez układ obrazujący z kierunku prostopadłego do wiązki laserowej i atomowej i rejestrowana przez fotopowielacz *Hamamatsu H9656-20*. Mimo prostopadłego wzbudzenia wiązką laserową widmo fluorescencji na przejściu $^1S_0 - {}^3P_1$ jest poszerzone dopplerowsko. W jego profilu widoczny jest jednak wąski przyczynek nasyceniowy. Szerokość tej wąskiej struktury silnie zależy od natężenia używanej wiązki laserowej, ponieważ badane przejście w stroncie bardzo łatwo się nasyca (natężenie nasycenia wynosi zaledwie $I_S = 3\ \mu\mathrm{W/cm^2}$), co powoduje pojawienie się istotnego poszerzenia nasyceniowego. Więcej informacji na temat tych pomiarów spektroskopowych można znaleźć w podrozdziale 4.4.2.

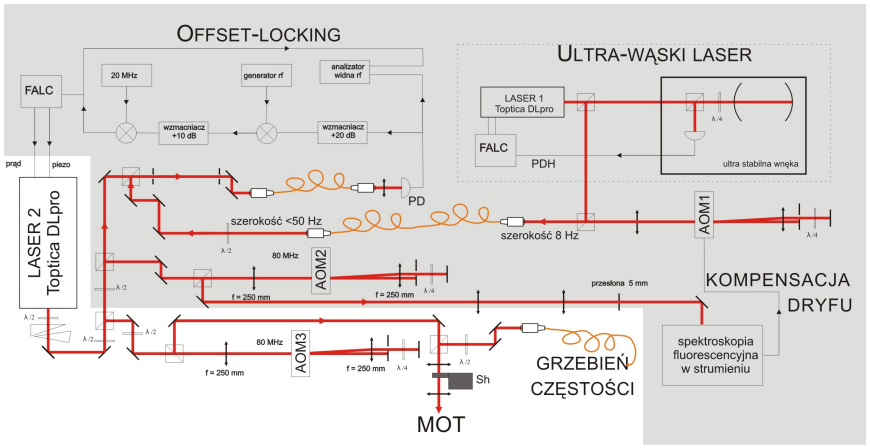



Rysunek 3.29: Schemat układu stabilizacji częstotliwości lasera 2 i wiązki lasera 1. Po lewej stronie przedstawiony jest schemat podłączeń. W środku przedstawiony jest schemat stabilizacji oraz skala częstotliwości. Laser 2 względem lasera 1 przesunięty jest o częstotliwość dudnień $f_{\mathrm{beat\ note}}$ oraz podwójną częstotliwość AOM1, $f_{\mathrm{AOM1}} + \Delta f_1$. Sygnał ze spektroskopii przesunięty jest o dwie częstotliwości AOM2, $f_{\mathrm{AOM2}}$. Częstotliwość AOM2 zmienia się cyklicznie, powodując, że wiązka laserowa wzbudza fluorescencję raz po jednej, raz po drugiej stronie rezonansu. Z różnicy poziomu fluorescencji, poprzez filtry proporcjonalny P i całkujący I, wyznaczany jest sygnał korekcyjny, zmieniający częstotliwość AOM1a o $\Delta f_1$.

Dla całkowitej mocy wiązki 689 nm rzędu 0,5 mW, szerokość struktury, do której stabilizowany jest laser, jest rzędu 300 kHz. Jest to znacznie węższy sygnał od poszerzonego dopplerowsko tła fluorescencji. W związku z wąską strukturą oraz z powolnym dryfem częstotliwości, zastosowana została stabilizacja częstotliwości, której schemat przedstawiony jest na Rys. 3.29. Modulacja częstotliwości wiązki laserowej, w wyniku której możliwa jest stabilizacja, polega na cyklicznym odstrajaniu częstotliwości wiązki laserowej na oba zbocza wąskiego sygnału. Modulacja wprowadzona przez modulator AOM2 (Rys. 3.29) pozwala na porównanie sygnału fluorescencji po obu stronach zbocza i obliczenie poprawki częstotliwości modulatora AOM1. Taka sama technika stabilizacji może zostać wykorzystana do ultra-wąskiego przejścia zegarowego na długości fali 698 nm. W takim przypadku jedna rejestracja sygnału wymaga przejścia całego cyklu chłodzenia atomów i detekcji. Na Rys. 3.30 przedstawiona została w funkcji czasu zmiana częstotliwości modulatora AOM1, stabilizującego częstotliwość wiązki laserowej. Nawet dla dużych dryfów częstotliwości pętla stabilizacji działa poprawnie. Nie udało się przeprowadzić testów stabilizacji przy użyciu grzebienia częstotliwości, stabilizowanego względem rubidowego wzorca częstotliwości (*SRS FS750* z




Rysunek 3.30: Wykres przedstawiający w funkcji czasu zmianę częstotliwości modulatora AOM1 kompensującego dryf wnęki i stabilizującego częstotliwość.




Rysunek 3.31: Schemat układu czerwonego lasera. Biały obszar pokazuje układ przygotowania wiązki do chłodzenia atomów lub spektroskopii zimnych atomów w sieci optycznej na długości fali 689 nm. Wiązka użyta do spektroskopii może również zostać przesłana do grzebienia optycznego.

krótkoczasową stabilnością rzędu $10^{-11}$). Powodem była awaria rubidowego wzorca.

Na Rys. 3.31 zaznaczony został schemat przygotowania wiązki laserowej do chłodzenia atomów. Wiązka ta również może być wykorzystana do spektroskopii zimnych atomów w sieci optycznej. Wiązka laserowa mieszana jest z wiązką 461 nm, a następnie poszerzana jest do 8 mm i dzielona na wiązki wykorzystywane do chłodzenia. Tak samo jak w przypadku wiązki do spektroskopii w strumieniu, wiązka laserowa przechodzi dwa razy przez modulator AOM. Zadaniem modulatora jest nie tylko włączanie i wyłączanie wiązek MOT, ale też spektralne poszerzenie lasera w pierwszym etapie chłodzenia w czerwonej pułapce MOT. Na tym etapie chłodzenia szerokość spektralna wiązki laserowej zwiększana jest do wartości rzędu 1 MHz, z odstrojeniem od rezonansu przekraczającym 1 MHz. Oznacza to, że różnica częstotliwości modulatora 2 i 3 (modulatory podpisane są na Rys. 3.25, 3.27 i 3.31) wynosi ok. 0,5 MHz. Zwiększenie szerokości lasera przez AOM3 oraz drugi etap chłodzenia w czerwonej pułapce MOT, już na wąskiej linii laserowej i innym odstrojeniu, wymaga możliwości zaprogramowania sterownika modulatora AOM. W układzie zastosowany został generator typu DDS (ang. *Direct Digital Synthesis*) z pamięcią do 8 trybów pracy, który sterowany sygnałami

logicznymi z karty komputerowej umożliwia przygotowanie optymalnej sekwencji chłodzenia i szybkie przełączanie między trybami. Zastosowanie cyfrowego urządzenia, mogącego korzystać z zewnętrznego zegara, umożliwia sterowanie częstotliwości z dokładnością poniżej Hz. Część wiązki do chłodzenia i spektroskopii zimnych atomów może zostać przesłana do grzebienia częstotliwości (Rys. 3.31) w celu analizy absolutnej częstotliwości laserowej i porównania stabilności.

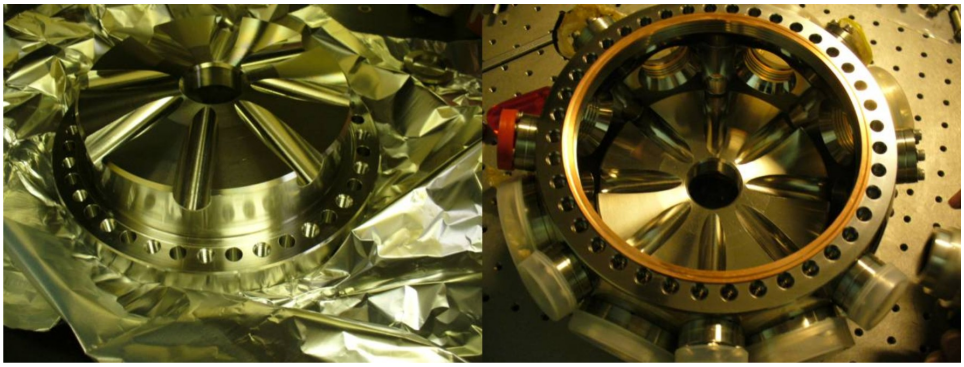
## 3.4 Cewki pola magnetycznego

### 3.4.1 Cewki pułapki MOT

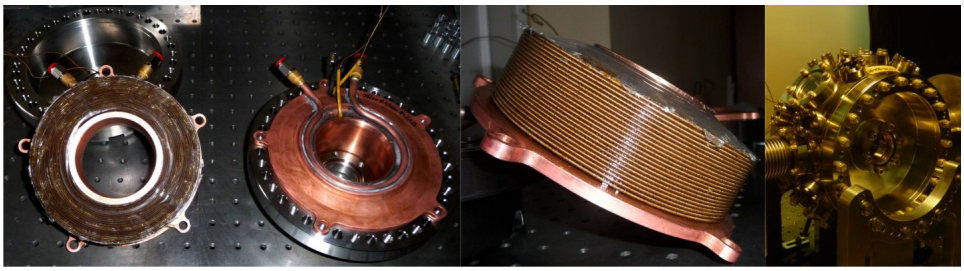
Pułapka magneto-optyczna wymaga kwadrupolowej konfiguracji pola magnetycznego o liniowym gradiencie i zerowej wartości w centrum pułapki. W związku z dość dużą szerokością niebieskiego przejścia chłodzącego ($\Gamma = 2\pi \times 32$ MHz), do prawidłowego działania niebieskiej pułapki potrzebne są spore gradienty rzędu 40–100 G/cm. W drugim etapie chłodzenia na wąskiej linii (szerokość $\Gamma = 2\pi \times 7,6$ kHz) wymagany jest natomiast mały gradient pola, rzędu 3–10 G/cm. Dodatkowo, aby używać przejścia zegarowego na linii 698 nm w $^{88}Sr$, potrzebne jest jednorodne pole rzędu kilkudziesięciu gausów[1], które można wytworzyć przy użyciu tych samych cewek.

W celu uzyskania wyższych wartości pola przy mniejszym prądzie i mniejszym grzaniu się cewek, zostały one umieszczone blisko środka komory próżniowej. Użyta komora próżniowa (*Kimbal physics, extended octagon*) posiada dwa duże otwory CF150 o wewnętrznej średnicy 160,02 mm, do których został dopasowany specjalnie zaprojektowany kołnierz próżniowy, wchodzący do wnętrza komory tak, aby zewnętrzne cewki znajdowały się jak najbliżej środka, nie zasłaniając przy okazji dostępu do okienek. Na Rys. 3.32 znajdują się zdjęcia komory z zamontowanym kołnierzem oraz samego kołnierza od strony komory próżniowej. Cewki nawinięte zostały na zaprojektowany uchwyt miedziany z podłączeniem do chłodzenia wodą i posiadają po 592 zwoje z miedzianego drutu o średnicy 1,5 mm. Uchwyt wraz z cew-

[1] Do wstępnego wyznaczenia częstotliwości przejścia przydaje się pole rzędu 100–200 G.



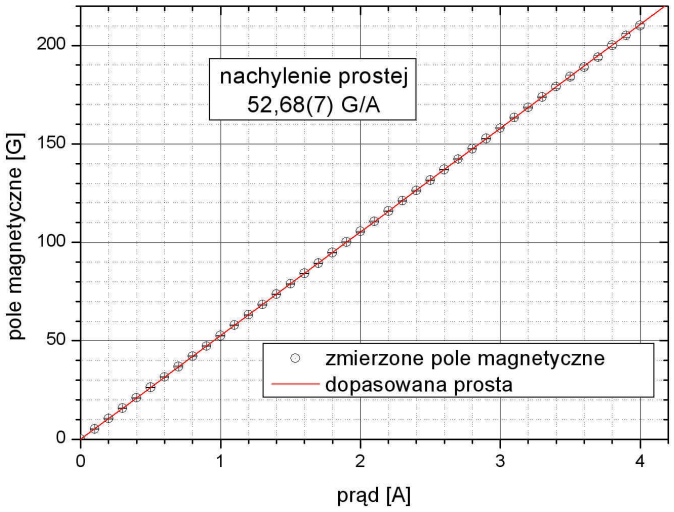
Rysunek 3.32: Zdjęcia ilustrujące flanszę zaprojektowaną specjalnie, aby cewki pola magnetycznego znajdowały się bliżej środka komory. Widok od zewnątrz na Rys. 3.33.



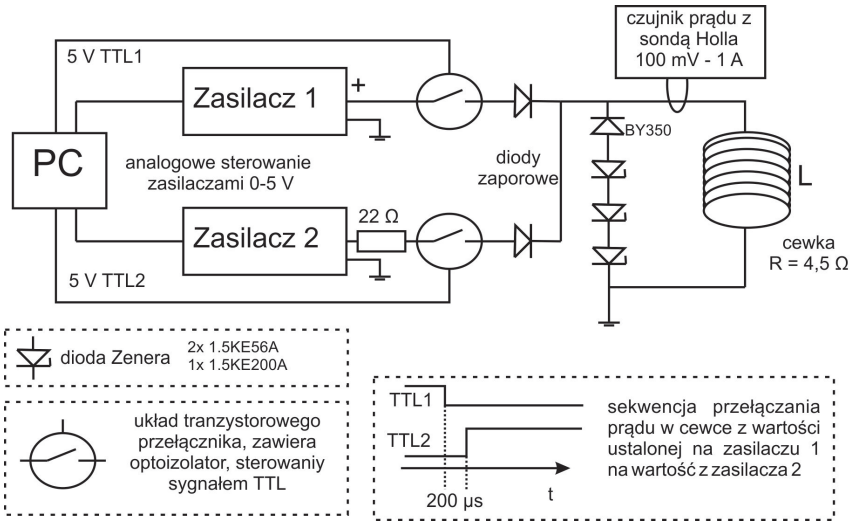
Rysunek 3.33: Cewki zamocowane na flanszę próżniową. Po prawej widok na skręconą komorę bez zamontowanych cewek.

ką (Rys. 3.33) można zdejmować z układu próżniowego bez konieczności otwierania go. Przed zamontowaniem okienek próżniowych cewki zostały założone na komorę i zbadano gradient pola magnetycznego wytwarzany dla konfiguracji kwadrupolowej oraz wartość i jednorodność pola magnetycznego w zależności od prądu przy konfiguracji Helmholtza. Gradient pola magnetycznego wynosi 55 G/cm dla prądu 4 A (z chłodzeniem można stosować prądy do ok. 6–7 A). Zależność jednorodnego pola magnetycznego od prądu w konfiguracji Helmholtza została przedstawiona na Rys. 3.34. Zbadana została jednorodność pola magnetycznego. W odległości 1,5 cm od środka komory pole magnetyczne zmienia się poniżej 1% w stosunku do wartości w środku.

Podczas cyklu chłodzenia atomów istotne jest szybkie sterowanie polem magnetycznym a szczególnie możliwość szybkiego wyłączania go. W tym celu



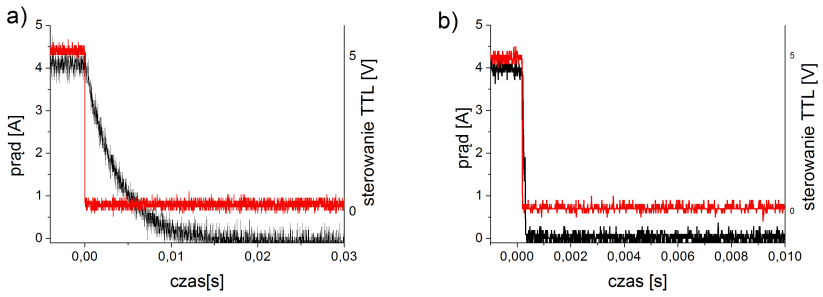

Rysunek 3.34: Cewki MOT podłączone w konfiguracji Helmoltza. Zależność jednorodnego pola magnetycznego od prądu w środku komory.




Rysunek 3.35: Schemat podłączeń elektrycznych zasilaczy i sterowania. Do pomiaru prądu w cewkach zamontowany został czujnik prądu z sondą Halla. Po rozwarciu tranzystorowych przełączników następuje szybkie rozładowanie układu przy dużym napięciu.

został zbudowany układ szybkiego rozładowywania prądu w cewkach. Użyte zasilacze *Delta Elektronika ES030-5* można sterować analogowo, jednak bez dodatkowego sterowanego układu rozładowującego, prąd zanika po czasie kilkunastu ms od momentu przesłania polecenia wyłączenia. W celu szybkiego przełączania prądu między dwiema wartościami, do cewek zostały połączone dwa sterowane zasilacze. Układ podłączenia przedstawiony jest na Rys. 3.35.

W pierwszym etapie, gdy potrzebny jest duży prąd (rzędu 4 A) cewki zasilane są z zasilacza 1. Potem przy pomocy przełącznika tranzystorowego następuje otwarcie układu i następuje szybkie rozładowanie cewek (na zasilaczu napięcie spada wolniej, dlatego przez pewien czas nie można go podłączyć ponownie). Po czasie rzędu 200 $\mu$s, gdy prąd w cewkach zaniknął, przy pomocy kolejnego przełącznika tranzystorowego zamykany jest obwód zasilacza 2, który zasila cewki. W momencie, gdy należy wyłączyć wszystkie pola magnetyczne, obydwa przełączniki są rozwarte. Pomimo zastosowania dwóch oddzielnych zasilaczy, w momencie przełączania dużego pola magnetycznego (konfiguracja niebieskiej pułapki MOT) na małe pole (czerwony MOT), pozostałe napięcie na cewkach indukuje prąd, powodujący krótkie przesterowanie wartości prądu początkowego. Efekt ten da się zminimalizować dodając kilkunastoomowy opór przyłączony szeregowo do zasilacza 2. Na Rys. 3.36 przedstawiono szybkość zaniku prądu w cewkach przy zastosowaniu wyłączania: a) poprzez sterowanie zasilaczem, b) poprzez opisany powyżej układ szybkiego rozładowania cewek.




Rysunek 3.36: Zanik prądu w cewkach w przepadku: a) sterowanie zasilaczem, przypadek b) szybkie wyłączanie prądu (czas rzędu 200 $\mu$s). Czerwona linia — sygnał sterujący TTL, czarna — prąd w cewkach.

### 3.4.2 Cewki kompensujące pola zewnętrzne

Wszelkie zewnętrze pola magnetyczne, pochodzące od innych urządzeń bądź ziemskiego pola magnetycznego muszą zostać skompensowane, aby absolutne zero pola magnetycznego przypadało w środku komory próżniowej, gdzie gromadzą się atomy. Dodatkowo, w czasie rejestracji widm spektroskopowych czy innych pomiarów dokonywanych na zimnych atomach, nieskompensowane pole może wpływać na rezultaty. Zakres pól do skompensowania jest rzędu 1 G, do czego wystarczą cewki z niewielką ilością zwojów. W zbudowanym układzie zastosowano dwie pary kwadratowych cewek oraz jedną parę okrągłych, nawiniętych bezpośrednio na komorę próżniową. Cewki mają po 10 zwojów każda (średnica drutu 0,65 mm). Maksymalny możliwy prąd jest rzędu 1,5 A. Układ cewek kompensacyjnych jest szczególnie istotny w czasie chłodzenia atomów w czerwonej pułapce MOT, gdy po fazie chłodzenia niebieskim światłem nagle zmienia się prąd cewek MOTowskich. W wyniku niedokładnie skompensowanego pola zewnętrznego przesunięciu może wówczas ulec środek pułapki. W czasie pomiarów na przejściu zegarowym wszelkie nieskompensowane pola magnetyczne mają wpływ na dokładność atomowego wzorca częstotliwości.

# Rozdział 4

# Wyniki

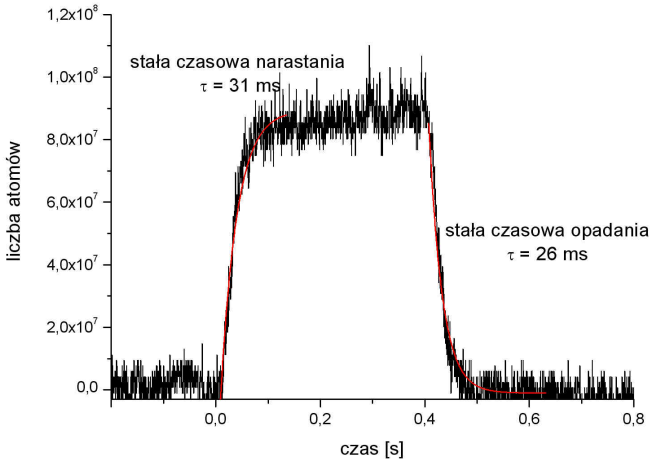
## 4.1 Spowalniacz zeemanowski i niebieska pułapka MOT

W całym rozdziale opisane są wyniki spowalniania i pułapkowania $^{88}Sr$.

Zbudowany układ spowalniacza zeemanowskiego oraz pułapki magneto-optycznej testowany był razem. Na podstawie fluorescencji chmury zimnych atomów, przy pomocy metody opisanej w podrozdziale 2.4, obliczana była liczba schwytanych atomów. Włączając wiązkę spowalniającą można badać szybkość ładowania pułapki MOT, natomiast wyłączając ją — stałą czasową rozładowania pułapki, czas życia atomów w pułapce. Wiązki MOT posiadają łączną moc w przedziale 20–60 mW (uwzględniono moc wiązek odbitych), prezentowane wyniki zostały zarejestrowane dla mocy ok. 30 mW. Wraz z mocą wiązek zwiększa się liczba schwytanych atomów, lecz jednoczenie wzrasta również ich temperatura. Temperatura atomów w pułapce MOT została oszacowana na ok. 2 mK.

W prosty sposób, nie uwzględniając strat atomów w wyniku zderzeń trójciałowych występujących przy dużych gęstościach, można przedstawić zmiany liczby atomów $N$ w czasie $t$

$$\frac{dN}{dt} = -N\Gamma_L + \zeta. \tag{4.1}$$

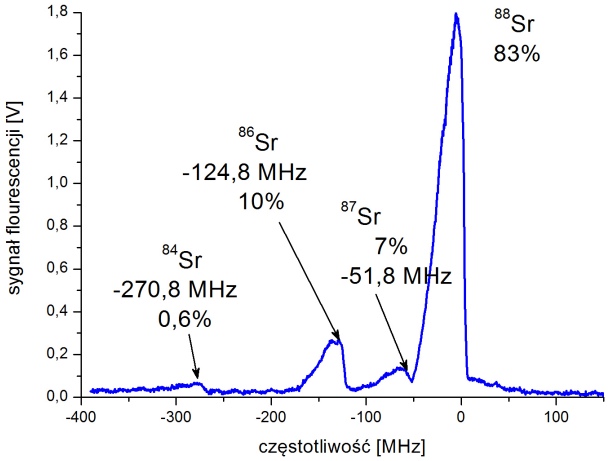



Rysunek 4.1: Ładowanie niebieskiej pułapki MOT (od czasu 0 s), sytuacja stacjonarna i przepompowanie atomów do stanu $^3P_2$ w przypadku wyłączenia dopływu atomów ze spowalniacza zeemanowskiego (po 0,4 s). Dopasowano eksponencjalne krzywe narastania i zaniku, stałe czasowe podane na wykresie. Zastosowany gradient pola magnetycznego wynosił 55 G/cm.

W powyższym równaniu $\Gamma_L$ jest szybkością strat atomów, a $\zeta$ jest szybkością ładowania, czyli strumieniem spowolnionych atomów wychwytywanych przez pułapkę. Rozwiązanie powyższego równania w przypadku stacjonarnym daje liczbę atomów równą

$$N = \zeta/\Gamma_L. \tag{4.2}$$

Oznacza to, że znając liczbę atomów oraz stałą strat, będącą odwrotnością stałej czasowej eksponencjalnego zaniku, można obliczyć strumień wolnych atomów $\zeta$ ładujących pułapkę MOT. Oznacza to również, że stacjonarna liczba atomów pułapce MOT zależy od $\zeta$, czyli od szybkości ładowania. Szybkość ta zależy od całkowitej liczby atomów opuszczających piec w jednostce czasu, a więc od temperatury pieca. Podawane poniżej wyniki ładowania odnoszą się do temperatury 460℃. Na Rys. 4.1 przedstawiono ładowanie niebieskiej pułapki MOT, liczbę schwytanych atomów oraz zanik atomów w przypadku wyłączenia wiązki spowalniającej atomy. Do zebranych danych zostały dopasowane krzywe eksponencjalnego wzrostu i spadku liczby atomów. Szybkość ucieczki atomów jest zgodna z przewidywanymi kilkudziesięcioma ms (ok.




Rysunek 4.2: Sygnał fluorescencji chmury MOT w funkcji odstrojenia wiązek MOT od przejścia w $^{88}Sr$. Charakterystyczny, asymetryczny kształt profili fluorescencji (spadek sygnału po przekroczeniu częstotliwości rezonansowej) wynika z podgrzewania i ucieczki atomów przy odstrojeniu lasera ku błękitowi.

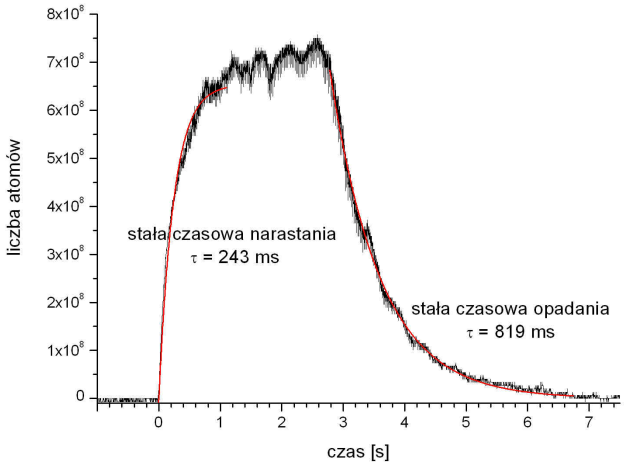
30 ms w pracy [111]). W sytuacji stacjonarnej w pułapce znajduje się ok. $9\times10^7$ atomów. Na podstawie wyznaczonej na Rys. 4.1 stałej strat wyliczono strumień spowolnionych atomów, wynoszący $3,5 \times 10^9$ atomów/s przy temperaturze pieca 460℃. Dla porównania, w pracy [124] osiągnięto strumień $1,4 \times 10^{10}$ atomów/s, lecz przy znacznie wyższej temperaturze pieca wynoszącej 600℃[1]. Na podstawie teoretycznych obliczeń całkowitego strumienia atomów z pieca (Rys. 3.6), oszacowano, że przy braku dodatkowej, laserowej kolimacji strumienia, spowolnione atomy docierające do regionu pułapki MOT stanowią ok. 0,1% całkowitego strumienia, lecz już do 10% atomów wlatujących do spowalniacza. Podniesienie temperatury o 50℃ spowoduje kilkukrotny wzrost strumienia spowolnionych atomów.

Na Rys. 4.2 przedstawiona została względna liczba atomów złapanych w niebieskiej pułapce MOT podczas przestrajania częstotliwości lasera 461 nm. Liczby spułapkowanych atomów odpowiadają z grubsza występowaniu danego izotopu. W celu złapania większej liczby atomów do dodatkowego chłodzenia na przejściu 689 nm, można zastosować akumulację atomów w pułapce

[1]Zwiększenie temperatury pieca powoduje zwiększenie całkowitego strumienia.

magnetycznej.

### 4.1.1 Wpływ laserów repompujących 679 i 707 nm

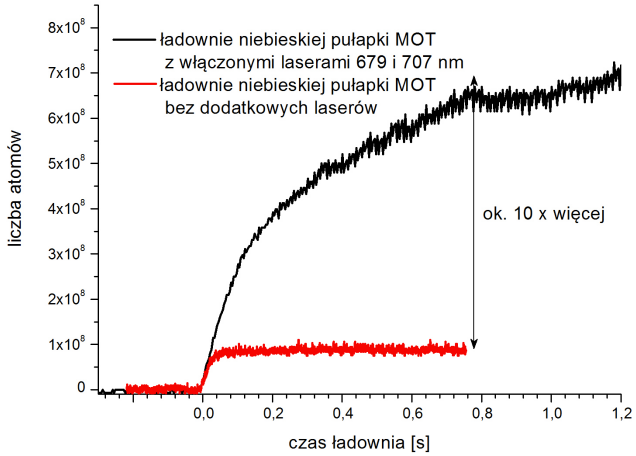



Rysunek 4.3: Ładowanie niebieskiej pułapki MOT i ucieczka atomów po wyłączeniu dopływu atomów ze spowalniacza zeemanowskiego po 3 s łasowania. Zastosowano dwa lasery repompujące: 679 i 707 nm o mocy kilku mW. Dopasowano eksponencjalne krzywe narastania i zaniku ze stałymi czasowymi podanymi na wykresie. Zastosowany gradient pola magnetycznego wynosił 55 G/cm.

Opisywane w poprzedniej części wyniki otrzymane były bez użycia laserów repompujących. Oznacza to szybką ucieczkę atomów do stanu trypletowego $^3P_2$. Atomy w tym długożyjącym stanie nie biorą udziału w dalszym chłodzeniu i pracy pułapki MOT. Aby zniwelować tą ucieczkę i zwiększyć liczbę atomów zastosowano dwa lasery repompujące. W wyniku ich użycia zwiększyła się całkowita liczba atomów w pułapce oraz wydłużyła się stała czasowa ucieczki. Na Rys. 4.3 przedstawiona została dynamika ładowania i rozładowania w sytuacji identycznej jak w przypadku Rys. 4.1, lecz z użyciem laserów repompujących.

Użycie laserów repompujacych zwiększa ok. 10 razy liczbę atomów — do wartości ok. $6-9\times10^8$. Wpływ laserów repompujących na liczbę atomów w pułapce przedstawiony został na Rys. 4.4. Lasery te nie są stabilizowane do przejścia atomowego, lecz jak sprawdzono, raz dostrojone poprzez zmaksy-

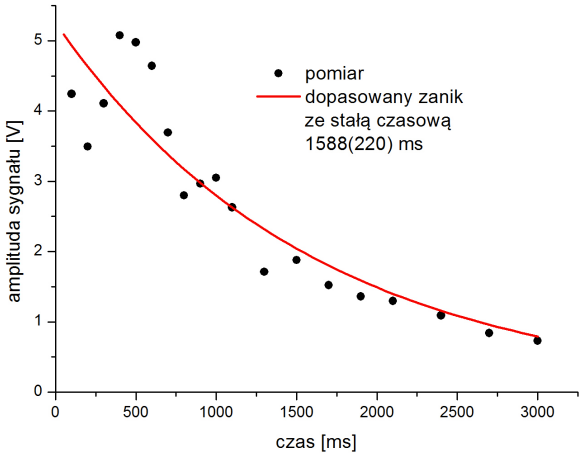
malizowanie fluorescencji niebieskiej pułapki działają stabilnie. Zamiast pracy jednomodowej mogą być poszerzane spektralnie poprzez szybką modulację częstotliwości, co nie wpływa negatywnie na pracę w układzie chłodzenia strontu 88 a jest niezbędne przy chłodzeniu izotopu 87. Z Rys. 4.4 widać, że ewentualne problemy z jednym z laserów repompujacych można szybko zauważyć poprzez silny, kilkukrotny spadek fluorescencji chmury MOT.




Rysunek 4.4: Ładowanie niebieskiej pułapki MOT w przypadku użycia laserów 679 i 707 nm — czarna krzywa oraz w przypadku ich braku — czerwona krzywa. Użycie laserów repompujących zwiększa liczbę atomów ok. 10 krotnie.

## 4.2 Pułapka magnetyczna

Wysoki gradient pola magnetycznego potrzebny do pracy niebieskiej pułapki MOT jest wystarczający, aby trzymać atomy w pułapce magnetycznej. Atomy, pułapkowane w stanie $^3P_2$, ładowne są przez przejścia kaskadowe z pułapki MOT przy braku laserów repompujących. Stosunkowo ciepłe atomy z niebieskiej pułapki MOT (temperatura 2–4 mK) powodują, że wpływ strat Majorany w środku pułapki MOT nie jest duży. Czas życia atomów w pułapce magnetycznej jest długi. Na Rys. 4.5 przedstawiony jest wykres obrazujący zanik liczby atomów w pułapce magnetycznej. Gradient pola magnetycznego wynosił 68 G/cm. Przy jednoczesnej pracy pułapki MOT część atomów ładо-




Rysunek 4.5: Pomiar czasu życia atomów w pułapce magnetycznej. Do punktów pomiarowych dopasowana została eksponencjalna krzywa zaniku. Opis pomiaru w tekście. Stosunkowa duża niepewność wyznaczenia czasu życia wynika z widocznej na wykresie fluktuacji liczby atomów.

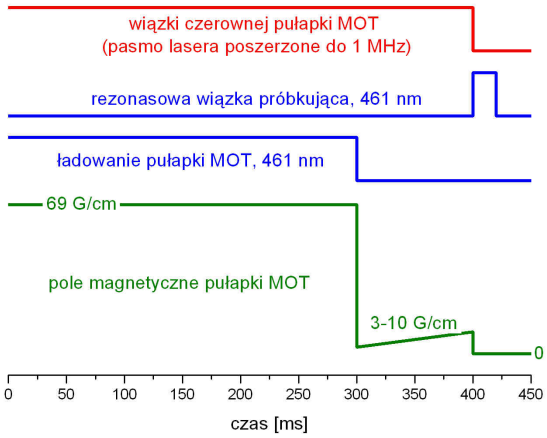
wana była do pułapki magnetycznej przez czas 0,5 s. Lasery repompujące były wówczas wyłączone. Następnie wyłączane były wiązki MOT oraz laserowa wiązka spowalniająca atomy. Po zadanym czasie, wiązki pułapki MOT były włączane ponownie wraz z laserami repompującymi, przepompowującymi atomy z pułpaki magnetycznej z powrotem do pułapki MOT. Względna liczba atomów pozostałych w pułapce magnetycznej po zadanym czasie wyznaczana była na podstawie fluorescencji niebieskiego MOTa (Rys. 4.5). Układ dostrojony był do pułapkowania izotopu 88 w pułapce magneto-optycznej. W pułapce magnetycznej z długim czasem życia następowała akumulacja atomów, tak że liczba spułapkowanych tam atomów była kilkukrotnie większa niż w pułapce MOT. O ile w przypadku $^{88}Sr$ akumulacja nie jest potrzeba, ze względu na jego duże występowanie, to technika ta wykorzystywana może być do akumulacji rzadko występujących izotopów, w szczególności $^{84}Sr$.

## 4.3 Czerwona pułapka MOT

Atomy wstępnie schłodzone w niebieskiej pułapce magneto-optycznej mogą zostać następnie trzymane i dalej chłodzone w pułapce pracującej na

linii 689 nm. W celu optymalizacji przeładowania zbudowany został układ do szybkiego, kilkukrotnego obniżenia mocy niebieskich wiązek pułapkujących w ostatniej fazie chłodzenia (na ostatnie kilka ms). Układ ten nie był jeszcze używany do osiągnięcia poniższych rezultatów.
W celu przeładowania atomów z niebieskiej pułapki MOT do czerwonej bardzo istotne jest dobre skompensowanie zewnętrznych pól magnetycznych, tak aby zero pola magnetycznego znajdowało się w dokładnie tym samym punkcie w przestrzeni, zarówno przy dużym, jak i przy małym gradiencie pola pułapki MOT. Jest to istotne, ponieważ tylko wówczas obie pułapki zlokalizowane są w tym samym miejscu i transfer atomów jest efektywny. W celu ustalenia właściwych wartości prądu w cewkach kompensujących zewnętrzne pola, przeprowadzono najpierw wstępną kompensację w niebieskiej pułapce MOT poprzez przesunięcie polem magnetycznym chmury atomów w geometryczny środek wiązek laserowych. Precyzyjniejsza kompensacja pola następowała poprzez maksymalizowanie liczby atomów w czerwonej pułapce MOT.

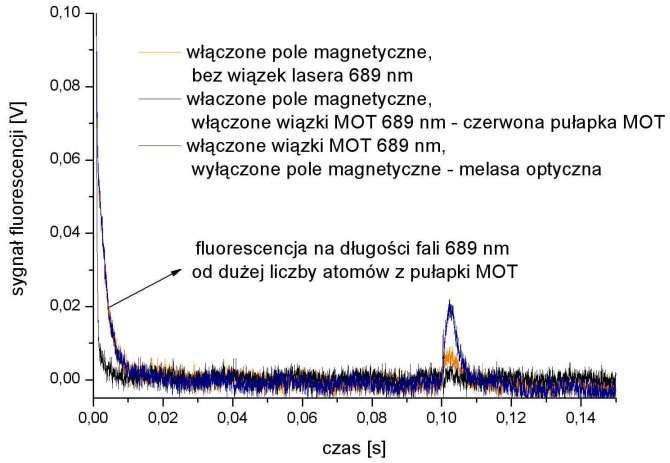
W celu złapania jak największej liczby atomów z niebieskiej pułapki MOT do czerwonej, zastosowano spektralne poszerzenie czerwonej wiązki laserowej. Zastosowano wobulację częstotliwości modulatora AOM, wstawionego w wiązkę lasera: częstotliwość wobulacji wynosiła 15 kHz, a więc szybciej niż czas oscylacji atomów w pułapce, a szerokość wobulacji (efektywna szerokość lasera) wynosiła 1 MHz. Poszerzony spektralnie laser odstrojony był od przejścia o częstotliwość rzędu 515–550 kHz. Wiązki chłodzące miały średnicę 8 mm ($1/e^2$) i łączną moc 10 mW (włącznie z odbitymi wiązkami). Sekwencja chłodzenia, przeładowania i detekcji atomów została przedstawiona na Rys. 4.6. Detekcja atomów schłodzonych w czerwonej pułapce następowała przy użyciu wiązki próbkującej o mocy 2 mW, rezonansowej z przejściem $^1S_0 - {}^1P_1$ (461 nm). Na Rys. 4.7 przedstawiony został rejestrowany sygnał świadczący o obecności atomów w czerwonej pułapce MOT. Detekcja następowała po czasie 100 ms po wyłączeniu niebieskiego MOTa. Bez wiązek czerwonego MOTa atomy uciekają z obszaru detekcji wiązki próbkującej już po kilku ms. Na Rys. 4.7 widać, że również bez pola magnetycznego zostaje mała frakcja atomów. Oznacza to, że atomy zostały silnie schłodzone w melasie



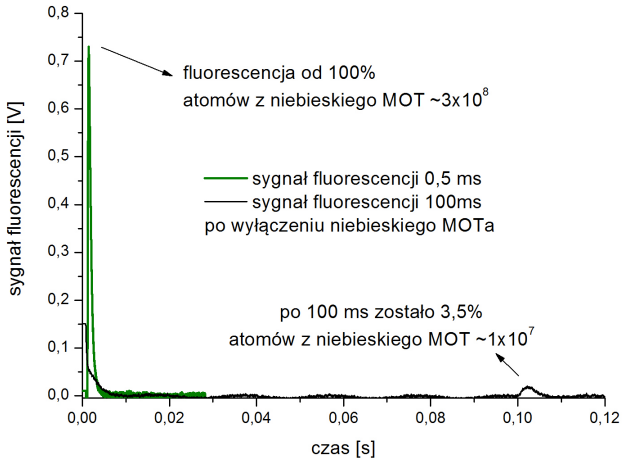

Rysunek 4.6: Sekwencja chłodzenia atomów w niebieskiej pułapce MOT, przeładowania ich i dalszego chłodzenia w czerwonej pułapce, a następnie detekcji. Stan wysoki oznacza włączone wiązki.

optycznej i powoli uciekają z pola wiązki próbkującej. Temperatura atomów, szacowana na podstawie wolnej dyfuzji atomów w melasie optycznej oraz wyników uzyskiwanych w podobnych układach wynosi $<15$ $\mu$K. Na podstawie stosunku sygnału fluorescencji atomów wypuszczonych z niebieskiej pułapki MOT i fluorescencji zarejestrowanej w ten sam sposób po etapie chłodzenia w czerwonej pułapce MOT obliczono liczbę złapanych atomów $^{88}Sr$, będącą rzędu $10^7$. Rys. 4.8 przedstawia zarejestrowane sygnały. Bezwzględna liczba atomów, nawet jeżeli jest przeszacowana o rząd wielkości, stanowi wynik bardzo zadowalający. Przeszacowanie liczby atomów może wynikać z niepoprawnego przypisania liczby atomów z niebieskiego MOTa, wyznaczonej na podstawie fluorescencji z chmury, do sygnału rejestrowanego wiązką próbkującą. Na uzyskany wynik wpływ ma duża liczba atomów zgromadzona w niebieskiej pułapce. Niski transfer atomów pokazuje, że przeładowanie można jeszcze zoptymalizować. W podobnych układach uzyskiwane rezultaty są rzędu 20–50%, a bezwzględne wartości są rzędu $10^6$, $10^7$ atomów i zależą w głównej mierze od liczby atomów w niebieskiej pułapce.

Optymalizacja układu możliwa jest przede wszystkim poprzez lepszą kompensację ziemskiego pola magnetycznego. Chłodzenie w czerwonej pułapce




Rysunek 4.7: Pomiar liczby atomów w czerwonej pułapce magneto-optycznej. W przypadku braku wiązek laserowych (czarna krzywa) podczas detekcji po czasie 100 ms nie ma sygnału od atomów. W przypadku włączonych wiązek MOT, ale bez pola magnetycznego (pomarańczowa krzywa), część zimnych atomów schłodzonych w melasie po czasie 100 ms ciągle jest widoczna. Po włączeniu dodatkowo pola magnetycznego pojawia się wyraźny sygnał od zimnych atomów.




Rysunek 4.8: Rejestracja liczby atomów pozostałych po 100 ms w czerwonej pułapce MOT w stosunku do liczby atomów w niebieskiej pułapce (pomiar dokonany 0,5 ms po wyłączeniu niebieskich wiązek MOT).

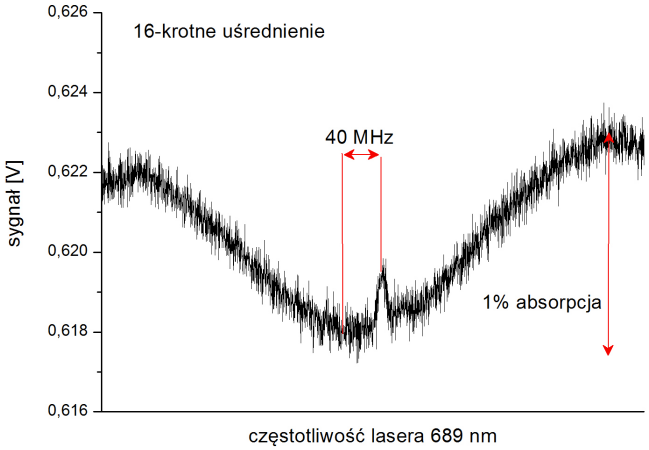
z poszerzonym laserem pozwala silnie schłodzić atomy, jednak w celu uzyskania najniższych temperatur niezbędna jest zmiana trybu chłodzenia, po czasie rzędu kilkudziesięciu ms, na używanie wąskopasmowego lasera odstrojonego o 30–100 kHz od przejścia atomowego. Ten tryb pracy nie był jeszcze dostępny podczas zbierania prezentowanych tu wyników. Obecnie instalowany jest kontroler DDS modulatora akustooptycznego używanego do kontroli wiązek MOT, który pozwoli na szybkie przełączanie trybów pracy chłodzących wiązek laserowych. W przyszłości, w celu precyzyjnego wyznaczenia liczby atomów oraz ich temperatury planowane jest użycie obrazowania absorpcyjnego.

## 4.4 Spektroskopia linii 689 nm w stroncie

Aby chłodzić atomy przy użyciu lasera 689 nm należy dostroić go do bezwzględnej częstotliwości przejścia w atomie strontu $^{88}Sr$. Zostały przeprowadzone pomiary spektroskopowe tego wąskiego rezonansu atomowego oraz stabilizowano laser do tego przejścia. Był to test układu zegara atomowego składającego się z ultra-wąskiego lasera, wzorca atomowego oraz grzebienia częstotliwości.

### 4.4.1 Spektroskopia w komórce strontowej

Zbudowana komórka referencyjna z dyspenserem strontowym (opisana w podrozdziale 3.1.3) użyta została do zarejestrowania widma spektroskopii w stroncie na długości fali 689 nm. Przy użyciu dwóch wiązek: wiązki pompującej o mocy ok. 1 mW i wiązki próbkującej o mocy rzędu pojedynczych mikrowatów, przygotowany został układ do spektroskopii nasyceniowej. Przy użyciu modulatorów akustooptycznych częstotliwości wiązek laserowych zostały odstrojone od siebie o 80 MHz. Obie wiązki miały średnicę 4 mm ($1/e^2$), maksymalną jaka mogła być użyta ze względu na aperturę wejściową układu. Wiązki zostały maksymalnie rozciągnięte (do 4 mm) przestrzennie oraz stosowany był maksymalny możliwy prąd (wynoszący 16 A) do podgrzewania dyspensera, gdyż spektroskopia na słabej linii $^1S_0 - {}^3P_1$ wymaga dużej gęstości atomów. Do pomiarów spektroskopowych laser 689 nm zawężony był do zbudowanej wnęki opisanej w podrozdziale 3.3.3. Precyzyjna kontrola jego



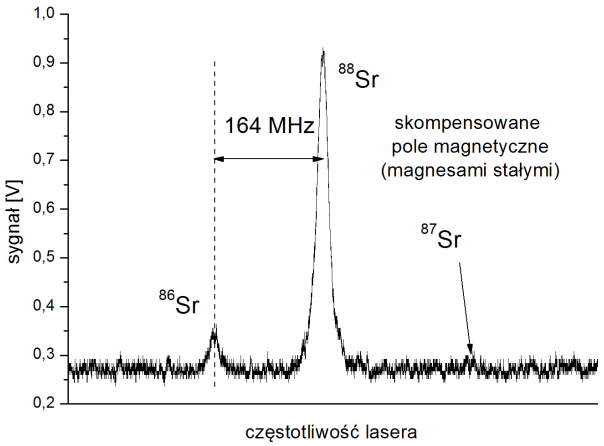

Rysunek 4.9: Spektroskopia nasyceniowa na linii 689 nm w układzie z dyspenserem. Wiązki pompująca i próbkująca przesunięte były w częstotliwości o 80 MHz, dlatego subdopplerowska struktura przesunięta jest o 40 MHz względem centrum dopplerowskiej absorpcji.

częstotliwości możliwa była poprzez zmianę długości wnęki przy pomocy piezoceramiki. Wnęka nie była aktywnie stabilizowana termicznie i w związku z niestabilną temperaturą w pomieszczeniu częstotliwość modu wnęki dryfowała dość szybko, rzędu MHz/s. Do rejestracji sygnału używany był czuły detektor *Thorlbas PDA36A* o dużym wzmocnieniu. Zaobserwowane zostało słabe widmo spektroskopii nasyceniowej, przedstawione na Rys. 4.9. Zarejestrowany sygnał, uśredniony 16 razy, jest bardzo słabo widoczny. Absorpcja wiązki próbkującej jest rzędu 1%. Subdopplerowski sygnał jest poszerzony ze względu na dryf wnęki i uśrednienie sygnału. Metoda detekcji fazoczułej, z modulacją częstotliwości wprowadzoną przez jeden z używanych modulatorów AOM, nie przyniosła poprawy sygnału. Stwierdzono, że zbudowany układ z dyspenserem nie wytwarza wystarczającego strumienia atomów, mimo że ten sam układ testowany na silnym, niebieskim przejściu ${}^1S_0 - {}^1P_1$ wykazywał silną absorpcję.

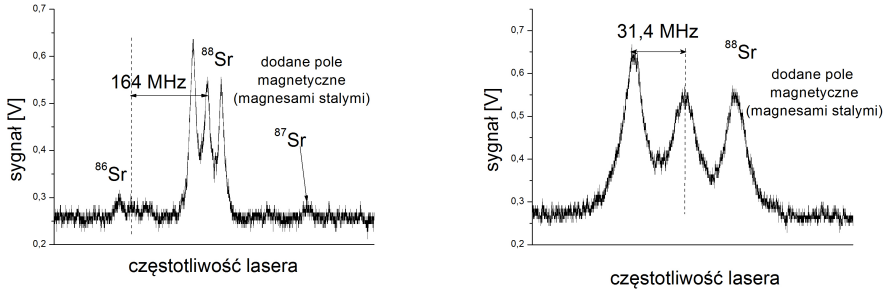
### 4.4.2 Spektroskopia w wiązce atomów z pieca

Źródłem dającym znacznie większą gęstość atomów jest piec. Spektroskopia fluorescencyjna na linii 689 nm, dzięki niskiemu natężeniu nasycenia wynoszącemu $I_S = 3\ \mu\mathrm{W/cm^2}$, pozwala na uzyskanie wąskiego rezonansu subdopplerowskiego. Poszerzenie obserwowanej krzywej wynika z poszerzenia mocą oraz z poszerzenia związanego ze skończonym czasem oddziaływania szybkich atomów. Opis układu do spektroskopii znajduje się w podrozdziale 3.3.3. Na Rys. 4.10 przedstawione jest widmo zarejestrowane dla szerokiego skanu lasera w słabym ziemskim polu magnetycznym. Moc wiązki laserowej wynosiła 0,5 mW, średnica 5 mm. Skalę częstotliwości wyznacza przesunięcie izotopowe między $^{88}Sr$ a $^{86}Sr$, wynoszące 164 MHz. Na Rys. 4.11 przedstawione jest widmo zarejestrowane w silnym polu magnetycznym pochodzącym od stałych magnesów. Wyraźnie widoczne jest silne rozszczepienie poziomów zeemanowskich stanu wzbudzonego $^3P_1$.

W dalszych pomiarach, do spektroskopii i stabilizacji lasera do przejścia w stroncie, używana była wiązka o polaryzacji $\pi$ względem pola magnetycznego. Oznacza to, że obserwowany był sygnał fluorescencji pochodzący jedynie



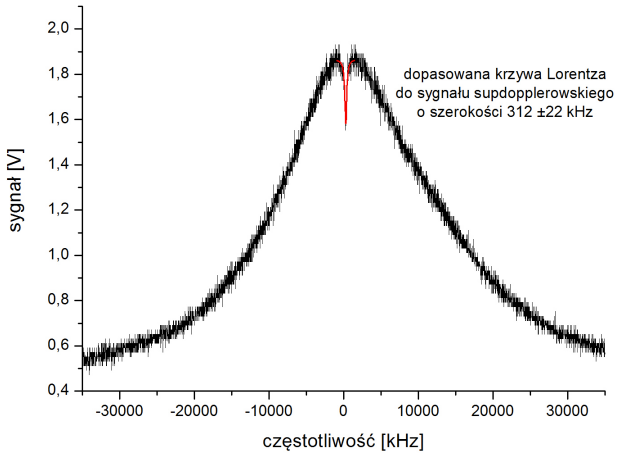

Rysunek 4.10: Spektroskopia fluorescencyjna przejścia 689 nm w strumieniu atomów z pieca. Rejestracja w słabym, ziemskim polu magnetycznym.



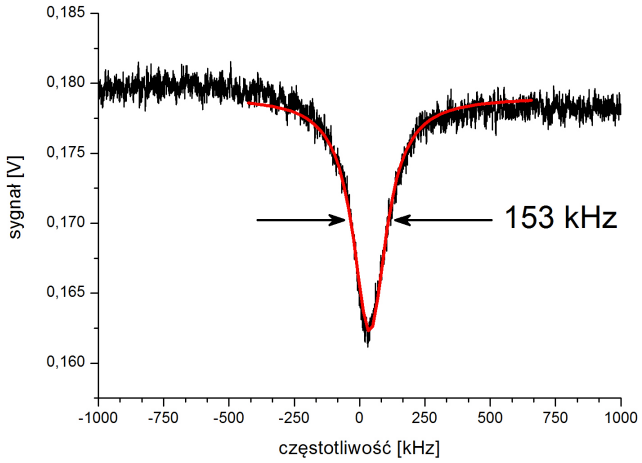

Rysunek 4.11: Spektroskopia fluorescencyjna przejścia 689 nm w strumieniu atomów z pieca z polem magnetycznym rzędu 15 gausów, pochodzącym od magnesów stałych. Na prawym wykresie przedstawione jest powiększenie struktury izotopu 88.

od przejścia $^1S_0(m = 0) \; - \; ^3P_1(m = 0)$. Średnica wiązki wynosiła 5 mm i ograniczona była przesłoną, przewężenie wiązki przed przesłoną wynosi ok. 7 mm ($1/e^2$). Skupiono się jedynie na stroncie 88, ponieważ sygnał od tego izotopu jest najsilniejszy. W części prezentowanych tu wyników pole magnetyczne wytwarzane było przez magnesy stałe, w pozostałych przypadkach przez cewki (jednorodne pole wynoszące 5–10 G). Natężenie pola ani jego jednorodność nie wpływa jednak w sposób znaczący na wyniki, gdyż obserwowane przejście nie jest czułe na pole magnetyczne. Nie występuje liniowy efekt Zeemana, a poprawka diamagnetyczna jest rzędu pojedynczych Hz. Na Rys. 4.12 przedstawione jest widmo spektroskopii $^{88}Sr$. Widoczna jest subdopplerowska struktura o szerokości ok. 300 kHz.

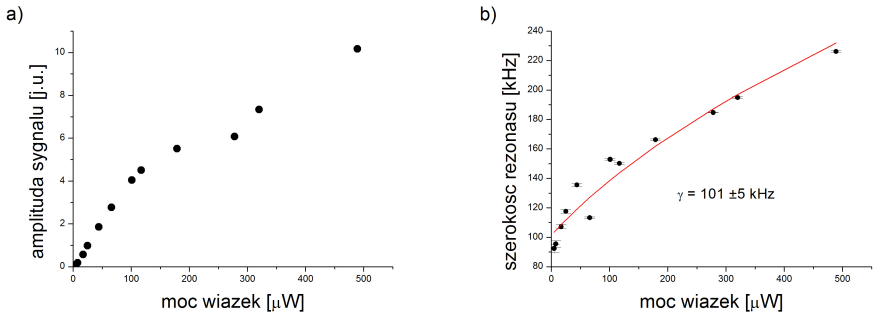
Amplituda i szerokość sygnału zależą od całkowitej mocy wiązek. Na Rys. 4.13 zaprezentowano przykładowy sygnał zarejestrowany dla mocy wiązki 117 $\mu$W. Na Rys. 4.14 przedstawiona została: a) zależność amplitudy sygnału oraz b) szerokości subdopplerowskiej struktury w zależności od mocy wiązek. Zależność szerokości od mocy nie da się opisać w łatwy sposób, gdyż pojawia się tu zarówno jednorodne jak i niejednorodne poszerzenie mocą. Problemem jest ponadto niejednorodny rozkład natężenia lasera. Należy również pamiętać, że badana wąska struktura znajduje się na tle gaussowskiej fluorescencji, co może wpłynąć na dokładny pomiar szerokości połówkowej. Szerokość naturalna badanego przejścia wynosi 7,6 kHz, jednak otrzymana z pomiarów szerokość, ekstrapolowana do zerowej mocy, wynosi ok. 100 kHz w związku z




Rysunek 4.12: Subdopplerowska spektroskopia fluorescencyjna. Prezentowane widmo zostało uzyskane przy użyciu całkowitej mocy 600 $\mu$W.




Rysunek 4.13: Subdopplerowska spektroskopia fluorescencyjna. Prezentowane widmo zostało uzyskane przy użyciu całkowitej mocy 117 $\mu$W. Szerokość struktury wyznaczona na podstawie dopasowania krzywej Lorentza wynosi 153 kHz. Widmo uśrednione 16 razy.




Rysunek 4.14: Zależność a) amplitudy sygnału i b) szerokości sygnału spektroskopii od mocy wiązki laserowej. Do wykresu b) została dopasowana krzywa typu $\gamma \times \sqrt{\alpha P + 1}$, gdzie P jest mocą wiązek, a $\alpha$ związana jest z przekrojem wiązki. Niepewności pomiarowe, wynikające z dopasowania krzywych Lorentza do zarejestrowanych widm są porównywalne z wielkością punktu na wykresach. W wyniku dopasowania została wyznaczona ekstrapolowana do zera mocy szerokość rezonansu $\gamma$.

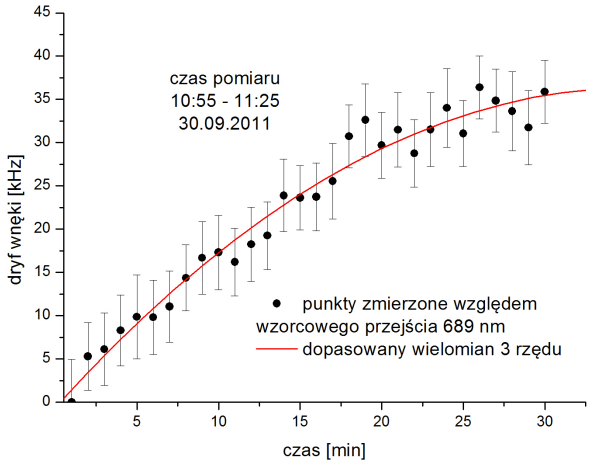
istotnym poszerzeniem związanym z czasem oddziaływania atomów. Wynik ten jest zgodny z oszacowaną wartością obliczoną przy użyciu średniego czasu przebywania atomu w wiązce laserowej, będącego rzędu 10 $\mu$s. Zależność profilu od czasu oddziaływania oznacza, że szerokość rezonansu w funkcji mocy zależy od temperatury pieca.

### 4.4.3 Badanie dryfu wnęki ultra-wąskiego lasera

Wykorzystując precyzyjną spektroskopię, można zbadać dryf wnęki ultra-wąskiego lasera. Wyznaczona została względna (względem przejścia rezonansowego w stroncie) skala częstotliwości. Następnie laserem (opis stabilizacji lasera używanego do spektroskopii do ultra-wąskiego lasera znajduje się podrozdziale 3.3.3), który podąża za częstotliwością modu wnęki, wykonywana była spektroskopia. Co kilka minut rejestrowane było widmo i wyznaczana była częstotliwość rezonansowa względem ustalonej wcześniej skali częstotliwości. Wynik został zaprezentowany na Rys. 4.15.

### 4.4.4 Wyznaczenie bezwzględnej częstotliwości przejścia

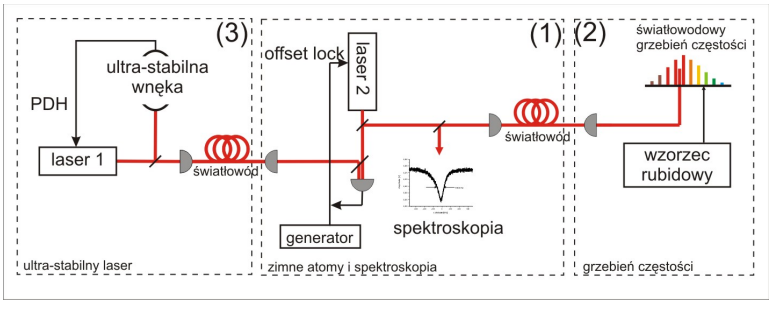
Dysponując precyzyjną spektroskopią oraz odniesieniem, poprzez grzebień częstotliwości do 10 MHz wzorca rubidowego (*SRS FS725*), dokonano bezwzględnego pomiaru częstotliwości przejścia $^1S_0(m = 0) \; - \; ^3P_1(m = 0)$




Rysunek 4.15: Dryf ultra-wąskiego lasera stabilizowanego do wnęki zmierzony względem przejścia w stroncie na długości fali 689 nm. Dopasowana krzywa obrazuje nieliniowy dryf częstotliwości modu wnęki.

w $^{88}Sr$. Krótkoczasowa stabilność używanego wzorca rubidowego wynosi $<2\times10^{-11}$ (po 1 s), natomiast dokładność $\pm5\times10^{-11}$. Używany model nie był kalibrowany od około roku, co wpływało na dokładność na poziomie $<5\times10^{-10}$. Do pomiaru wykorzystano trzy układy składające się na optyczny zegar atomowy: wzorzec atomowy, ultra-wąski laser oraz grzebień częstości. Schemat pomiary został przedstawiony na Rys. 4.16.

W celu uzyskania odpowiedniej próbki statystycznej co 10 min mierzona była częstotliwość dudnień lasera dostrojonego do rezonansu w atomach stron-




Rysunek 4.16: Układ zegara optycznego składa się z (1) wzorca atomowego, (2) grzebienia częstotliwości i (3) ultra-wąskiego lasera. Układ testowany był przy użyciu przejścia 689 nm w $^{88}Sr$.

tu z najbliższym zębem grzebienia. Każdy pomiar wykonywany był niezależnie, dostrajano za każdym razem laser 689 nm do przejścia w atomach strontu. Grzebień, taktowany z wzorca rubidowego, miał ustawioną częstotliwość przesunięcia względem zera $f_0 = 40$ MHz i częstotliwość repetycji $f_{rep} = 250\ 106\ 152,5$ Hz. Laser zdudniany był z $n = 1\ 738\ 578$ zębem grzebienia. Każdorazowo częstotliwość dudnień $\Delta f$ była zapisywana, a następnie z wzoru

$$\nu_{lasera} = f_0 + n \times f_{rep} + \Delta f, \tag{4.3}$$

obliczana była częstotliwość lasera. Dokonano dziesięciu pomiarów, następnie wynik uśredniono. Ostatecznie wyznaczono bezwzględną częstotliwość przejścia $^1S_0(m = 0)\ -\ ^3P_1(m = 0)$ w $^{88}Sr$

$$\nu = 434\ 829\ 121\ 289\ \pm 9(\text{stat})\ \pm 200(\text{syst})\ \text{kHz}. \tag{4.4}$$

Najdokładniejszy otrzymany wynik, wynoszący 434 829 121 312 334 $\pm$ 20(stat) $\pm$33(syst) Hz [125], otrzymany został w pomiarze względem fontanny cezowej. Wcześniejsze wyniki spektroskopii w strumieniu atomów można znaleźć w pracach [126, 127]. Zaprezentowany w tej pracy wynik limitowany jest przede wszystkim przez wzorzec rubidowy. Bardzo duża systematyczna niepewność jest związana z brakiem kalibracji wzorca rubidowego. Wszelkie inne systematyczne niepewności, będące na poziomie $<$1 kHz zostały pominięte. Wynik został otrzymany jeszcze przed zakończeniem budowy układu stabilizacji lasera 689 nm do linii atomowej. Po ukończeniu układu stabilizacji ponowny pomiar, z zapewne mniejszą niepewnością statystyczną, nie był możliwy ze względu na awarię wzorca rubidowego. Uzyskany wynik miał na celu sprawdzenie wszystkich podukładów optycznego wzorca częstotliwości. Bez odniesienia się do ultra-dokładnego wzorca częstotliwości, jakim jest zegar cezowy, niemożliwa jest dokładniejsza spektroskopia.

## 4.5 Spektroskopia linii 698 nm w stroncie 88

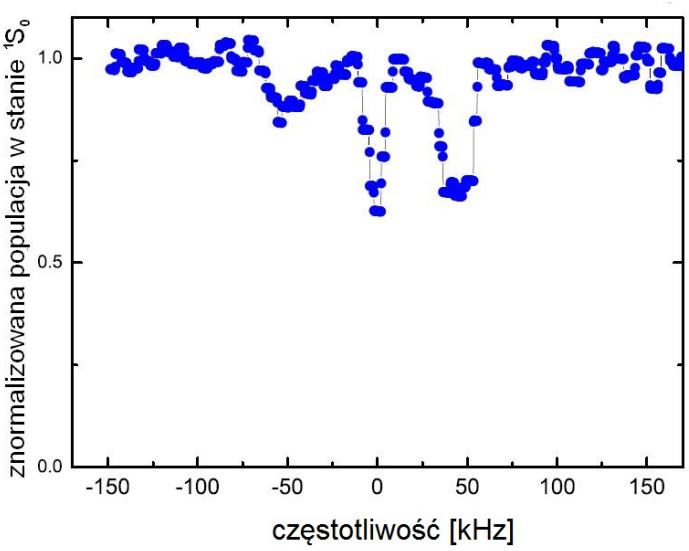
Pierwszy etap budowy Polskiego Optycznego Zegara Atomowego zakończony został pomiarami spektroskopowymi na wąskim przejściu 689 nm. W kolejnym etapie prowadzone będą prace nad układem do spektroskopii i sta-

bilizacji częstotliwości ultra-wąskiego lasera do przejścia zegarowego na długości fali 698 nm. Użycie jako wzorca częstotliwości $^{88}Sr$ wymaga dokładnego poznania wpływu pola magnetycznego i natężenia lasera 698 nm na przejście zegarowe. Było to motywacją do przeprowadzenia dokładnych pomiarów spektroskopowych na przejściu zegarowym w stroncie 88.

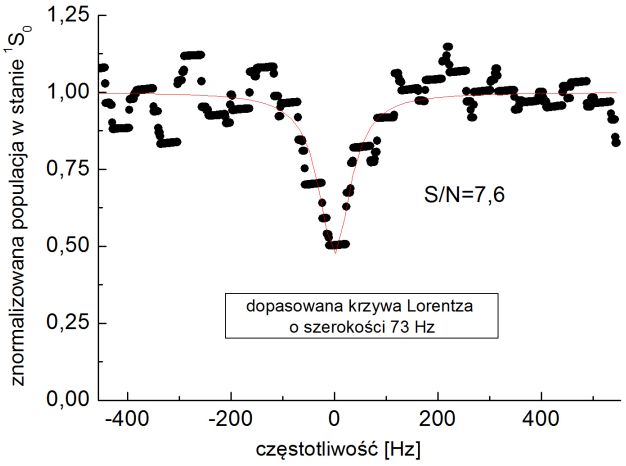
Badania opisane tym podrozdziale zostały przeprowadzone podczas mojej czteromiesięcznej wizyty w laboratorium LENS (*European Laboratory for Non-Linear Spectroscopy*) we Florencji między listopadem 2008 r. a marcem 2009 r. W tym czasie uczestniczyłem w pracach grupy pracującej nad spektroskopią przejścia zegarowego w stroncie 88. Opis układu pozwalającego na złapanie 10 000 atomów $^{88}Sr$ w sieci optycznej na „magicznej" długości fali oraz układu ultra-wąskiego i stabilnego lasera można znaleźć w pracach [109,128–132]. Wszystkie używane lasery były laserami diodowymi [133]. Atomy strontu chłodzone były najpierw w niebieskiej, a potem w czerwonej pułapce magneto-optycznej. Po zakończeniu chłodzenia wiązki MOT były wyłączane i w jednowymiarowej, poziomej sieci optycznej zostawało ok. 10 000 atomów. Częstotliwość podłużna drgań atomów w sieci wynosiła ok. 50 kHz, a jej głębokość ok. 100 $E_R$, gdzie $E_R = \hbar^2 k^2/2M = 160$ nK jest energią odrzutu pojedynczego fotonu. Szerokość przejścia zegarowego kontrolowana była poprzez zewnętrzne pole magnetyczne i natężenie wiązki lasera 698 nm, jak zostało to opisane w podrozdziale 2.5. Codzienne szybkie odnajdywanie wąskiego rezonansu atomowego możliwe było dzięki opracowanej technice opisanej w pracy [130], polegającej na wykorzystaniu wnęki stabilizowanej do częstości przejścia w stroncie na długości fali 689 nm. Podczas spektroskopii przejścia zegarowego atomy poddawane były oddziaływaniu z wiązką lasera 698 nm [128] przez czas 200 ms. Następnie rejestrowana była populacja pozostała w stanie podstawowym, przy użyciu rezonansowej wiązki lasera 461 nm, która wzbudzała fluorescencję rejestrowaną przy pomocy fotopowielacza. W celu kontroli szerokości przejścia zegarowego, kontrolowane było jednorodne pole magnetyczne oraz natężenie wiązki lasera 698 nm.

Wstępne ustalenie położenie przejścia zegarowego (Rys. 4.17) następowało przy użyciu silnej wiązki laserowej i dużego pola magnetycznego (silne

poszerzenie rezonansu). W celu rejestracji wąskiego rezonansu wartość pola została obniżona do 1,3 mT, a moc wiązki lasera 698 nm do 150 $\mu$W. Zarejestrowany rezonans o szerokości 73 Hz został przedstawiony na Rys. 4.18. Badana była również zależność szerokości oraz położenia rezonansu w zależności od użytej mocy lasera oraz natężenia pola magnetycznego. Dokładna analiza została wykonana w pracy [128].




Rysunek 4.17: Spektroskopia laserem 698 nm w jednowymiarowej sieci optycznej. Po obu stronach przejścia zegarowego widoczne pasma boczne wynikające ze wzbudzenia atomów do innych stanów wibracyjnych w sieci. Wykres pochodzi z pracy [128].




Rysunek 4.18: Spektroskopia laserem 698 nm [128, 130]. Użyto jednorodnego pola magnetycznego 1,3 mT, użyta wiązka laserowa miała moc 150 $\mu$W (natężenie 6 W/cm$^2$). Wynik zarejestrowany w laboratorium LENS.

# Rozdział 5

# Podsumowanie

Opisany w tej pracy układ został zbudowany do pułapkowania i chłodzenia atomów strontu do zastosowań metrologicznych. Powstał z myślą o stworzeniu optycznego wzorca częstotliwości z atomami $^{88}Sr$ lub $^{87}Sr$. Zakończony obecnie etap budowy zegara atomowego umożliwia chłodzenie strontu 88 do temperatur rzędu $\mu$K.

Stworzone zostały:

- skolimowany strumień atomów strontu, jako źródło ładowana pułapki magneto-optycznej i atomów do spektroskopii (podrozdział 3.1.2),
- układ spowalniania strumienia atomów z wykorzystaniem sił optycznych (podrozdział 3.2),
- układ do chłodzenia i pułapkowania $10^9$ atomów strontu w temperaturze mK w niebieskiej pułapce magneto-optycznej (podrozdział 4.1),
- pułapka dipolowa magnetyczna do akumulacji rzadziej występujących izotopów strontu (podrozdział 4.2),
- układ do chłodzenia i pułapkowania $10^7$ atomów strontu w temperaturze $\mu$K w czerwonej pułapce magneto-optycznej (podrozdział 4.3),
- układ do spektroskopii i stabilizacji lasera na przejściu 689 nm w stroncie (podrozdziały 3.3.3 i 4.4.2).

Stworzony układ stanowi bazę do prowadzenia dalszych eksperymentów fizyki atomowej, spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej i badań fundamentalnych z wykorzystaniem zimnych atomów strontu. Konstrukcja układu, budowanego głownie pod kątem wzorca częstotliwości, pozwala na wykorzystanie go również do innych pomiarów metrologicznych i badań zimnej materii z wykorzystaniem wszystkich izotopów strontu (przykładowe zastosowania podane w podrozdziale 1.6.2). Układ niebieskiego lasera pozwala na szybkie przestrajanie odpowiednich częstotliwości do chłodzenia izotopów 88 i 87 (podrozdział 3.3.1). Niewielka modyfikacja pozwala również na chłodzenie izotopów 84 i 86. Możliwa jest akumulacja rzadziej występujących izotopów w pułapce magnetycznej, co zostało pokazane na razie z izotopem 88 w podrozdziale 4.2. Zastosowanie metody offset lock do lasera 689 nm pozwala na przestrajanie tego lasera w szerokim zakresie, ograniczonym jedynie przez pasmo przenoszenia detektora (opis w podrozdziale 3.3.3). Pozwala to zarówno na łatwe dostrajanie jego częstotliwości do chłodzenia różnych izotopów oraz np. na badanie fotoasocjacji w stroncie. Zbudowany układ jest zatem uniwersalny i pozwala na dalszy rozwój w różnych kierunkach badań.

W ramach testu trzech elementów wchodzących w skład optycznego zegara atomowego został przeprowadzony bezwzględny pomiar częstotliwości przejścia $^1S_0 - {}^3P_1$ w stroncie 88 (podrozdział 4.4.4). Pomimo tego, że przeprowadzony pomiar był silnie ograniczony przez dokładność używanego źródła odniesienia, to zademonstrował on możliwość wykorzystania stworzonego układu do prowadzenia ultra-precyzyjnych pomiarów spektroskopowych z wykorzystaniem technik grzebienia częstotliwości. Przedstawiona w niniejszej pracy stabilizacja ultra-wąskiego lasera do wąskiego przejścia atomowego na linii 689 nm (podrozdział 3.3.3) stanowi krok do wykorzystania analogicznej metody do stabilizacji lasera do częstotliwości przejścia zegarowego 698 nm.

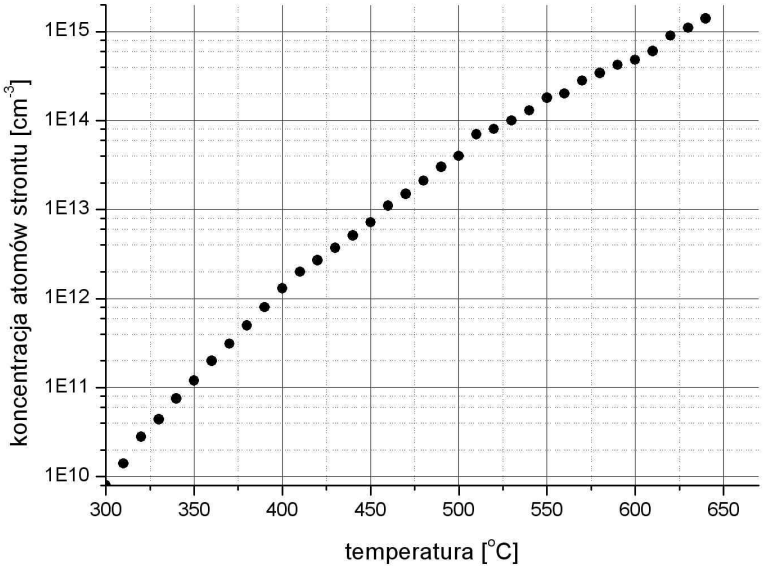
Cele postawione w tej części projektu budowy optycznego zegara atomowego zostały zrealizowane. W drugim etapie konstrukcji należało będzie dodać sieć optyczną dla atomów strontu. Wraz z ultra-stabilnym laserem zegarowym (698 nm) pozwoli to na spektroskopię i stabilizację do przejścia zegarowego

w $^{88}Sr$. Przykładowe zarejestrowane widmo takiej spektroskopii przedstawione zostało w podrozdziale 4.5. W celu pracy z ultra-zimnym $^{87}Sr$ do układu należy dodać jeszcze jeden laser chłodzący na linii 689 nm (podrozdział 2.3.2). Wówczas cały układ pozwoli na pracę z obydwoma izotopami w układzie zegara atomowego.

# Dodatek A

# Właściwości strontu

## A.1 Koncentracja atomów strontu




Rysunek A.1: Koncentracja atomów strontu w $cm^3$ w zależności od temperatury.

## A.2 Izotopy strontu

| Izotop | Występowanie | Masa [kg] | Spin jądrowy $I$ |
|---|---|---|---|
| $^{84}Sr$ | 0,56% | $1,393 \times 10^{-25}$ | 0 |
| $^{86}Sr$ | 9,86% | $1,427 \times 10^{-25}$ | 0 |
| $^{87}Sr$ | 7,02% | $1,443 \times 10^{-25}$ | 9/2 |
| $^{88}Sr$ | 82,56% | $1,460 \times 10^{-25}$ | 0 |

Tabela A.1: Skład naturalny strontu i masa izotopów.

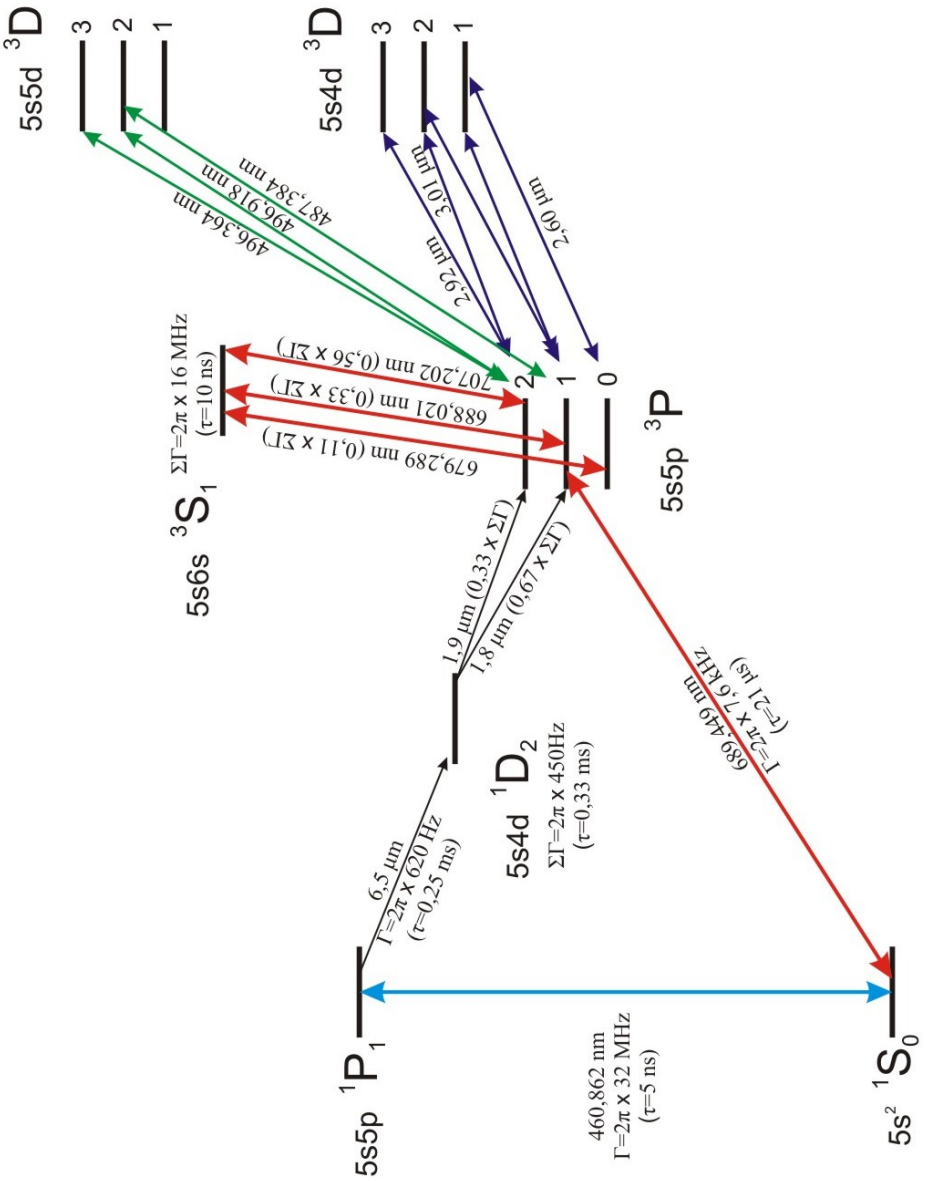
| Izotop | Odstrojenie częstotliwości przejścia 461 nm [MHz] | Odstrojenie częstotliwości przejścia 689 nm [MHz] |
|---|---|---|
| $^{88}Sr$ | 0 | 0 |
| $^{86}Sr$ | -124,8 | -163,82 |
| $^{84}Sr$ | -270,8 | -351 |
| $^{87}Sr$ | -51,8 ($F = 9/2 - F' = 11/2$)<br>-69 ($F = 9/2 - F' = 9/2$)<br>-9,7 ($F = 9/2 - F' = 7/2$) | -1 241,44 ($F = 9/2 - F' = 11/2$)<br>221,71 ($F = 9/2 - F' = 9/2$)<br>1 351,97 ($F = 9/2 - F' = 7/2$) |

Tabela A.2: Dane dotyczące izotopów strontu. W drugiej i trzeciej kolumnie podane przesunięcie izotopowe częstotliwości rezonansowych na przejściu 461 i 689 nm względem izotopu 88. Wartości pochodzą z prac [126, 127, 134]

## A.3 Dane dotyczące przejść w stroncie

| | $^1S_0$ – $^1P_1$ | $^1S_0$ – $^3P_1$ | $^3P_0$ – $^3S_1$ | $^3P_2$ – $^3S_1$ |
|---|---|---|---|---|
| $\lambda$ | 460,862 nm | 689,449 nm | 679,289 nm | 707,202 nm |
| $\nu$ | 650 503,75 GHz | 434 829,1 GHz | 441 332,75 GHz | 423 913,5 GHz |
| $\Gamma/2\pi$ | 32 MHz | 7,6 kHz | 1,75 MHz | 8,9 MHz |
| $\tau$ | 5 ns | 21 $\mu$s | 10 ns | 10 ns |
| $I_S$ | 42,7 mW/cm$^2$ | 3 $\mu$W/cm$^2$ | 0,7 mW/cm$^2$ | 3,2 mW/cm$^2$ |

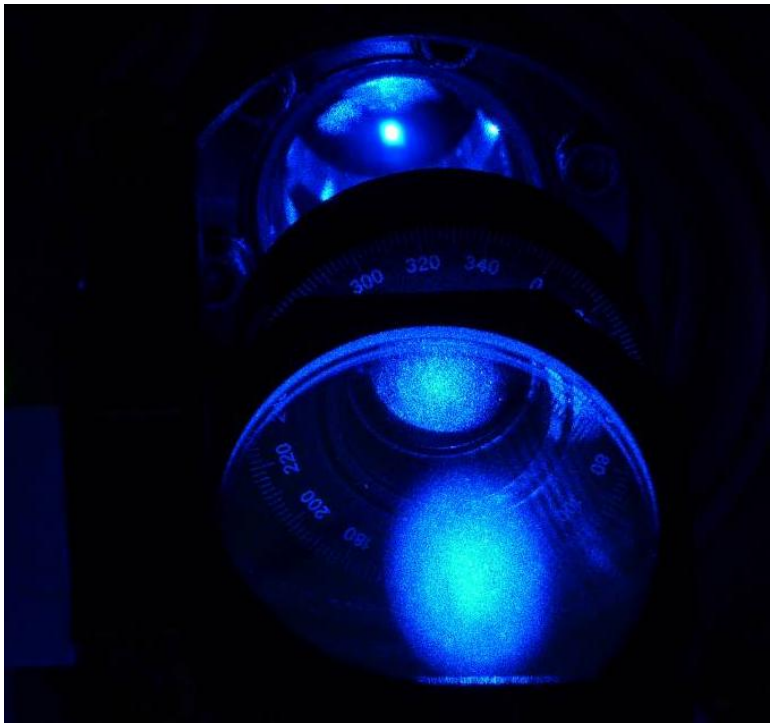
Tabela A.3: Dane dotyczące przejść w stroncie. $\lambda$ jest długością fali przejścia, $\nu$ jest częstotliwością przejścia, $\Gamma$ jest szerokością przejścia, $\tau$ jest czasem życia w stanie wzbudzonym, $I_S$ jest natężeniem saturacyjnym.


5s5d 3D
3
2
1
5s4d 3D
3
2
1
496,364 nm
487,384 nm
496,918 nm
2,92 µm
3,01 µm
2,60 µm
5s6s 3S1
ΣΓ=2π x 16 MHz
(τ=10 ns)
707,202 nm (0,56 x ΣΓ)
688,021 nm (0,33 x ΣΓ)
679,289 nm (0,11 x ΣΓ)
2
1
0
5s5p 3P
1,9 µm (0,33 x ΣΓ)
1,8 µm (0,67 x ΣΓ)
689,449 nm
Γ=2π x 7,6 kHz
(τ=21 µs)
6,5 µm
Γ=2π x 620 Hz
(τ=0,25 ms)
5s4d 1D2
ΣΓ=2π x 450Hz
(τ=0,33 ms)
5s5p 1P1
460,862 nm
Γ=2π x 32 MHz
(τ=5 ns)
5s2 1S0

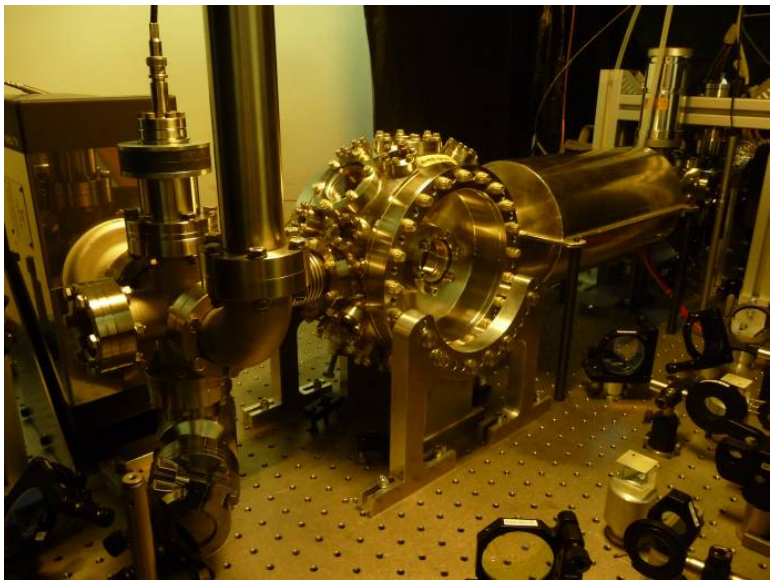
# Dodatek B

# Zdjęcia

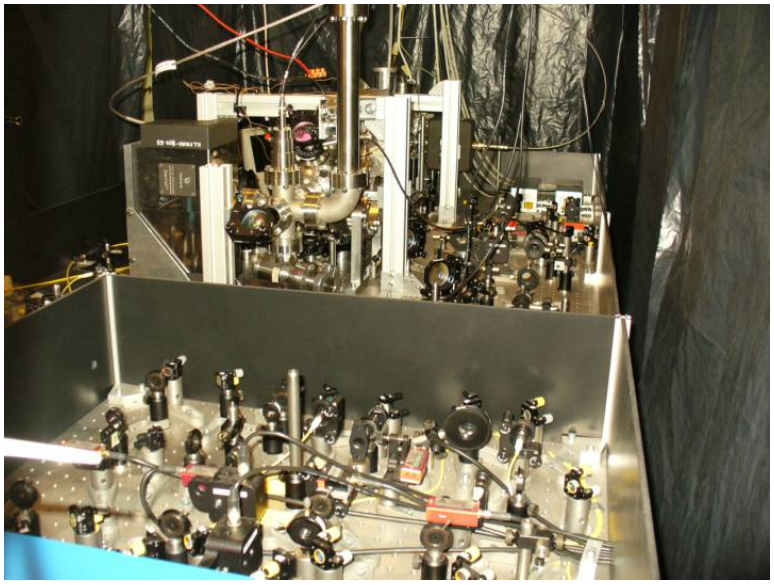
## B.1 Zdjęcia układu




Rysunek B.1: Niebieska pułapka magneto-optyczna.



Rysunek B.2: Układ próżniowy przed wygrzewaniem.



Rysunek B.3: Widok na stół optyczny z laserami i układem próżniowym.

Rysunek B.4: Zdjęcie spakowanego w skrzynie stołu optycznego. Na stole zostały elementy optyczne nie przekraczające 15 cm wysokości. Układ próżniowy został przewieziony w oddzielnej skrzyni.

# Bibliografia


[1] W. W. Allan. *Statistic of atomic frequency standards.* Proc. IEEE, **54**, 221 (1966)

[2] L. Hollberg, C. W. Oates, E. Anne Curtis, E. N. Ivanov, S. A. Diddams, T. Udem, H. G. Robinson, J. C. Bergquist, J. Rafac, W. M. Itano, R. E. Drullinger, D. J. Wineland. *Optical frequency standards and measurements.* Proc. Journ. Quant. Electro., **37**, 1502 (2001)

[3] *Bureau International des Poids et Mesures.* http://bipm.org

[4] J. Guena, M. Abgrall, D. Rovera, P. Laurent, B. Chupin, M. Lours, G. Santarelli, P. Rosenbusch, M. E. Tobar, R. Li, K. Gibble, A. Clairon, S. Bize. *Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE* (2012). ArXiv:1204.3621

[5] R. Li, K. Gibble, K. Szymaniec. *Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard: evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts.* Metrologia, **48**, 283–289 (2011)

[6] T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch. *Optical frequency metrology.* Nature, **416**, 233 (2002)

[7] W. Paul. *Electromagnetic traps for charged and neutral particles.* Rev. Mod. Phys., **62**, 531–540 (1990)

[8] C. A. Schrama, E. Peik, W. W. Smith, H. Walther. *Novel miniature ion traps.* Opt. Commun., **101**, 32–36 (1993)

[9] A. G. Sinclair, M. A. Wilson, P. Gill. *Improved three-dimensional control of a single strontium ion in an endcap trap.* Opt. Commun., **190**, 193–203 (2001)

[10] N. Yu, W. Nagourney. *Analysis of Paul-Straubel trap and its variations.* J. Appl. Phys., **77**, 3623–3630 (1995)

[11] T. Rosenband, P. O. Schmidt, D. B. Hume, W. M. Itano, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, K. Kim, S. A. Diddams, J. C. J. Koelemeij, J. C. Bergquist, D. J. Wineland. *Observation of the* $^1S_0$ - $^3P_0$ *clock transition in* $^{27}Al^+$. Phys. Rev. Lett., **98**, 220801 (2007)

[12] R. H. Dicke. *The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines.* Phys. Rev., **89**, 472–473 (1953)

[13] P. Taylor, M. Roberts, S. V. Gateva-Kostova, R. B. M. Clarke, G. P. Barwood, W. R. C. Rowley, P. Gill. *Investigation of the* $^2S_{1/2} - {}^2D_{5/2}$ *clock transition in a single ytterbium ion.* Phys. Rev. A, **56**, 2699 (1997)

[14] N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, C. Tamm, E. Peik. *High-accuracy optical clock based on the octupole transition in* $^{171}Yb^+$. Phys. Rev. Lett., **108**, 090801 (2012)

[15] N. Herschbach, K. Pyka, J. Keller, T. Mehlstäubler. *Linear Paul trap design for an optical clock with Coulomb crystals.* Appl. Phys. B, DOI: 10.1007/s00340-011-4790-y, (2011)

[16] C. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, T. Rosenband. *Frequency comparison of two high-accuracy* $Al^+$ *optical clocks.* Phys. Rev. Lett., **104**, 070802 (2010)

[17] S. A. Diddams, T. Udem, J. C. Bergquist, E. A. Curtis, R. E. Drullinger, L. Hollberg, W. M. Itano, W. D. Lee, C. W. Oates, K. R. Vogel, D. J. Wineland. *An optical clock based on a single trapped* $^{199}Hg$ *ion.* Science, **293**, 825 (2001)

[18] H. S. Margolis, G. P. Barwood, G. Huang, H. A. Klein, S. N. Lea, K. Szymaniec, P. Gill. *Hertz-level measurement of the optical clock frequency in a single* $^{88}Sr^+$ *ion.* Science, **306**, 1355 (2004)

[19] Y. Y. J. nad A. D. Ludlow, N. D. Lemke, R. W. Fox, J. A. Sherman, L. Ma, C. W. Oates. *Making optical atomic clocks more stable with* $10^{-16}$*-level laser stabilization.* Nature Photonics, **5**, 158 (2011)

[20] M. Chwalla, J. Benhelm, K. Kim, G. Kirchmair, T. Monz, M. Riebe, P. Schindler, A. S. Villar, W. Hänsel, C. F. Roos, R. Blatt, M. Abgrall, G. Santarelli, G. D. Rovera, P. Laurent. *Absolute frequency measurement of the* $^{40}Ca^{+}$ $4s^2S_{1/2}$ $-$ $3d^2D_{5/2}$ *clock transition.* Phys. Rev. Lett., **102**, 023002 (2009)

[21] J. von Zanthier, M. Eichenseer, A. Y. Nevsky, M. Okhapkin, C. Schwedes, H. Walther. *A single indium ion optical frequency standard.* Laser Physics, **15**, 1021–1027 (2005)

[22] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, J. C. Bergquist. *Frequency ratio of* $Al^{+}$ *and* $Hg^{+}$ *single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place.* Science, **319**, 1808 (2008)

[23] C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, A. Derevianko. *Single-ion nuclear clock for metrology at the 19th decimal place.* Phys. Rev. Lett., **108**, 120802 (2012)

[24] E. Peik, K. Zimmermann, M. Okhapkin, C. Tamm. *Prospects for a nuclear optical frequency standard based on thorium-229.* Proceedings of the 7th Symposium on Frequency Standards and Metrology (2009), arXiv:0812.3458

[25] H. Katori, T. Ido, M. Kuwata-Gonokami. *Optimal design of dipole potentials for efficient loading of Sr atoms.* J. Phys. Soc. Jpn., **68**, 2479-2482 (1999)

[26] H. Katori, M. Takamoto, V. Pal'chikov, V. D. Ovsiannikov. *Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap.* Phys. Rev. Lett., **91**, 173005 (2003)

[27] N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. Barber, T. M. Fortier, S. Diddams, Y. Jiang, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, C. Oates. *Spin-1/2 optical lattice clock.* Phys. Rev. Lett., **103**, 063001 (2009)

[28] N. Poli, Z. W. Barber, N. D. Lemke, C. W. Oates, L. S. Ma, J. E. Stalnaker, T. M. Fortier, S. A. Diddams, L. Hollberg, J. C. Bergquist, A. Brusch, S. Jefferts, T. Heavner, T. Parker. *Frequency evaluation of the doubly forbidden* $^1S_0 - {}^3P_0$ *transition in bosonic* $^{174}Yb$. Phys. Rev. Lett., **77**, 050501(R) (2008)

[29] G. Wilpers, C. W. Oates, S. A. Diddams, A. Bartels, T. M. Fortier, W. H. Oskay, J. C. Bergquist, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, L. Hollberg. *Absolute frequency measurement of the neutral* $^{40}Ca$ *optical frequency standard at 657 nm based on microkelvin atoms.* Metrologia, **44**, 146 (2007)

[30] L. Yi, S. Mejri, J. J. McFerran, Y. Le Coq, S. Bize. *Optical lattice trapping of* $^{199}Hg$ *and determination of the magicwavelength for the ultraviolet* $^1S_0 - {}^3P_0$ *clock transition.* Phys. Rev. Lett., **106**, 073005 (2011)

[31] S. Mejri, J. J. McFerran, L. Yi, Y. Le Coq, S. Bize. *Ultraviolet laser spectroscopy of neutral mercury in a one-dimensional optical lattice.* Phys. Rev. A, **84**, 032507 (2011)

[32] T. Wubbena, A. Papa, A. Kulosa, S. Ruhmann, D. Fim, K. Zipfel, H. Kelkar, W. Ertmer, E. Rasel. *Towards a magnesium lattice clock* (2012). Plakat na konferencji 2012 European Frequency and Time Forum

[33] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, J. Ye, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, Y. Le Coq, Z. W. Barber, N. Poli, N. D. Lemke, K. M. Beck, C. W. Oates. *Sr lattice clock at* $1 \times 10^{-16}$ *fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock.* Science, **319**, 1805 (2008)

[34] E. D. Black. *An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization.* Am J. Phys., **69**, 79 (2001)

[35] A. S. Webster, M. Oxborrow, P. Gill. *Vibration insensitive optical cavity.* Phys. Rev. A, **75**, 011801 (2007)

[36] L. Chen, J. L. Hall, J. Ye, T. Yang, E. Zang, T. Li. *Vibration-induced elastic deformation of Fabry-Perot cavities.* Phys. Rev. A, **74**, 053801 (2006)

[37] S. Dawkins, R. Chicireanu, M. Petersen, J. Millo, D. Magalhães, C. Mandache, Y. Le Coq, S. Bize. *An ultra-stable referenced interrogation system in the deep ultraviolet for a mercury optical lattice clock.* Appl. Phys. B, **99**, 41–46 (2010)

[38] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen, J. Ye. *A sub-40 mHz linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity* (2012). ArXiv:1112.3854

[39] D. Lisak, A. Cygan, K. Bielska, M. Piwiński, F. Ozimek, T. Ido, R. S. Trawiński, R. Ciuryło. *Ultra narrow laser for optical frequency reference.* Acta Phys. Pol. A, **121**, 614 (2012)

[40] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/hall−lecture.pdf, wykład noblowski, J. L. Hall

[41] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2005/hansch−lecture.pdf, wykład noblowski, T. W. Hänsch

[42] R. Le Targat, X. Baillard, M. Fouche, A. Brusch, O. Tcherbakoff, G. D. Rovera, P. Lemonde. *Accurate optical lattice clock with $^{87}Sr$ atoms.* Phys. Rev. Lett., **97**, 130801 (2006)

[43] J. Ye, S. T. Cundiff. *Femtosecond optical frequency comb technology.* Springer (2005)

[44] M. M. Boyd, T. Zelevinsky, A. D. Ludlow, S. Blatt, T. Zanon-Willette, S. M. Foreman, J. Ye. *Nuclear spin effects in optical lattice clocks.* Phys. Rev. A, **76**, 022510 (2007)

[45] M. Takamoto, F. Hong, R. Higashi, Y. Fujii, M. Imae, H. Katori. *Improved frequency measurement of a one-dimensional optical lattice clock with a spin-polarized fermionic $^{87}Sr$ isotope.* J. Phys. Soc. Jpn., **75**, 104302 (2006)

[46] X. Baillard, M. Fouché, R. Le Targat, P. G. Westergaard, A. Lecallier, F. Chapelet, M. Abgrall, G. D. Rovera, P. Laurent, P. Rosenbusch, S. Bize, G. Santarelli, A. Clairon, P. Lemonde, G. Grosche, B. Lipphardt, H. Schnatz. *An optical lattice clock with spin-polarized $^{87}Sr$ atoms.* Eur. Phys. J. D, **48**, 11-18 (2008)

[47] A. Taichenachev, V. I. Yudin. *Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks.* Phys. Rev. Lett., **96**, 083001 (2006)

[48] A. Yamaguchi1, M. Fujieda, M. Kumagai, H. Hachisu, S. Nagano, Y. Li, T. Ido, T. Takano, M. Takamoto, H. Katori. *Direct comparison of distant optical lattice clocks at the $10^{-16}$ uncertainty.* Appl. Phys. Exp., **4**, 082203 (2011)

[49] S. G. Porsev, A. Derevianko. *Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks.* Phys. Rev. A, **74**, 020502(R) (2006)

[50] H. Hachisu, K. Miyagishi, S. G. Porsev, A. Derevianko, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, M. Takamoto, H. Katori. *Trapping of neutral mercury atoms and prospects for optical lattice clocks.* Phys. Rev. Lett., **100**, 053001 (2008)

[51] P. G. Westergaard, J. L. L. Lorini, A. Lecallier, E. A. Burt, M. Zawada, J. Millo, P. Lemonde. *Lattice-induced frequency shifts in Sr optical lattice clocks at the $10^{-17}$ level.* Phys. Rev. Lett., **106**, 210801 (2011)

[52] A. Brusch, R. L. Targat, X. B. nad M. Fouché, P. Lemonde. *Hyperpolarizability effects in a Sr optical lattice clock.* Phys. Rev. Lett., **96**, 103003 (2006)

[53] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, T. Zelevinsky, S. M. Foreman, S. Blatt, M. Notcutt, T. Ido, J. Ye. *Systematic study of the $^{87}Sr$ clock transition in an optical lattice.* Phys. Rev. Lett., **96**, 033003 (2006)

[54] M. M. Boyd, A. D. Ludlow, S. Blatt, S. M. Foreman, T. Ido, T. Zelevinsky, J. Ye. *$^{87}Sr$ lattice clock with inaccuracy below $10^{-15}$.* Phys. Rev. Lett., **98**, 083002 (2007)

[55] T. Akatsuka, M. Takamoto, H. Katori. *Optical lattice clock with non-interacting bosons and fermions.* Nature Physics, **4**, 954 (2008)

[56] P. G. Mickelson, Y. N. Martinez, A. D. Saenz, S. B. Nagel, Y. C. Chen, T. C. Killian. *Spectroscopic determination of the s-wave scattering lengths of $^{86}Sr$ and $^{88}Sr$.* Phys. Rev. Lett., **95**, 223002 (2005)

[57] J. Vellore Winfred, C. Lisdat, T. Middelmann, F. Riehle, U. Sterr. *Determining the clock frequency shift due to collisions in a 1-D optical lattice clock with $^{88}Sr$.* W: *Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum, IEEE International* (20-24 kwietnia 2009), str. 146–149

[58] J. Lodewyck, M. Zawada, L. Lorini, M. Gurov, P. Lemonde. *Observation and cancellation of the dc Stark shift in strontium optical lattice clocks.* IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control., **59**, 411-5 (2012)

[59] M. Takamoto, T. Takano, H. Katori. *Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit.* Nature Photonics, **5**, 288 (2011)

[60] M. D. Swallows, G. K. Campbell, A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. W. Thomsen, M. J. Martin, S. Blatt, T. L. Nicholson, J. Ye. *Precision measurement of fermionic collisions using an $^{87}Sr$ optical lattice clock with $1 \times 10^{-16}$ inaccuracy.* IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control., **57**, 574 (2010)

[61] T. Rosenband, D. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland,

J. C. Bergquist. *Frequency ratio of $Al^+$ and $Hg^+$ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place.* Science, **319**, 1808-1812 (2008)

[62] S. A. King, R. M. Godun, S. A. Webster, H. S. Margolis, L. A. M. Johnson, K. Szymaniec, P. E. G. Baird, P. Gill. *Absolute frequency measurement of the $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ electric octupole transition in a single ion of $^{171}Yb^+$ with $10^{-15}$ fractional uncertainty.* New J. Phys., **14**, 013045 (2012)

[63] G. K. Campbell, A. D. Ludlow, S. Blatt, J. W. Thomsen, M. J. Martin, M. H. G. de Miranda, T. Zelevinsku, M. M. Boyd, J. Ye, S. A. Diddams, T. P. Heavner, T. E. Parker, S. R. Jefferts. *The absolute freqency of the $^{87}Sr$ optical clock transition.* Metrologia, **45**, 539-548 (2008)

[64] S. B. Nagel, P. G. Mickelson, A. D. Saenz, Y. N. Martinez, Y. C. Chen, T. C. Killian, P. Pellegrini, R. Côte. *Photoassociative spectroscopy at long range in ultracold strontium.* Phys. Rev. Lett., **94**, 083004 (2005)

[65] T. Zelevinsky, M. M. Boyd, A. D. Ludlow, T. Ido, J. Ye, R. Ciuryło, P. Naidon, P. S. Julienne. *Narrow line photoassociation in an optical lattice.* Phys. Rev. Lett., **96**, 203201 (2006)

[66] Y. N. M. P. G. Mickelson, P. Pellegrini, S. B. Nagel, A. Traverso, M. Yan, R. Côte, T. C. Killian. *Two-photon photoassociative spectroscopy of ultracold $^{88}Sr$.* Phys. Rev. A, **78**, 062708 (2008)

[67] R. Ciuryło, E. Tiesinga, P. S. Julienne. *Optical tuning of the scattering length of cold alkaline-earth-metal atoms.* Phys. Rev. A, **71**, 030701(R) (2005)

[68] S. Blatt, T. L. Nicholson, B. J. Bloom, J. R. Williams, J. W. Thomsen, P. S. Julienne, J. Ye. *Measurement of optical Feshbach resonances in an ideal gas.* Phys. Rev. Lett., **107**, 073202 (2011)

[69] S. Stellmer, M. K. Tey, B. Huang, R. Grimm, F. Schreck. *Bose-Einstein condensation of strontium.* Phys. Rev. Lett., **103**, 200401 (2009)

[70] Y. N. Martinez de Escobar, P. Mickelson, M. Yan, B. J. DeSalvo, S. B. Nagel, T. C. Killian. *Bose-Einstein condensation of* $^{84}Sr$. Phys. Rev. Lett., **103**, 200402 (2009)

[71] P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, M. Yan, B. J. DaSalvo, T. C. Killian. *Bose-Einstein condensation of* $^{88}Sr$ *through sympathetic cooling with* $^{87}Sr$. Phys. Rev. A, **81**, 051601(R) (2010)

[72] B. J. DaSalvo, M. Yan, P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, T. C. Killian. *Degenerate Fermi gas of* $^{87}Sr$ (2010). ArXiv:1204.3621

[73] G. Ferrari, N. Poli, F. Sorrentino, G. M. Tino. *Long-lived Bloch oscillations with bosonic Sr atoms and application to gravity measurement at the micrometer scale.* Phys. Rev. Lett., **97**, 060402 (2006)

[74] F. Sorrentino, A. Alberti, G. Ferrari, V. V. Ivanov, N. Poli, M. Schioppo, G. M. Tino. *Quantum sensor for atom-surface interactions below 10* $\mu m$. Phys. Rev. A, **79**, 013409 (2009)

[75] A. Alberti, V. V. Ivanov, G. M. Tino, G. Ferrari. *Engineering the quantum transport of atomic wavefunctions over macroscopic distances.* Nature, **5**, 547-550 (2009)

[76] V. V. Ivanov, A. Alberti, M. Schioppo, G. Ferrari, M. Artoni, M. L. Chiofalo, G. M. Tino. *Coherent delocalization of atomic wave packets in driven lattice potentials.* Phys. Rev. Lett., **100**, 043602 (2008)

[77] J. Millen, G. Lochead, G. R. Corbett, R. M. Potvliege, M. P. A. Jones. *Spectroscopy of cold strontium Rydberg gas.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **44**, 184001 (2011)

[78] A. V. Gorshkov, A. M. Rey, A. J. Daley, M. M. Boyd, J. Ye, P. Zoller, M. D. Lukin. *Alkaline-earth-metal atoms as few-qubit quantum registers.* Phys. Rev. Lett., **102**, 110503 (2009)

[79] S. Kotochigova, T. Zelevinsky, J. Ye. *Prospects for application of ultracold* $Sr_2$ *molecules in precision measurements.* Phys. Rev. A, **79**, 012504 (2009)

[80] T. Zelevinsky, S. Kotochigova, J. Ye. *Precision test of mass-ratio variations with lattice-confined ultracold molecules.* Phys. Rev. Lett., **100**, 0443201 (2008)

[81] S. Blatt, A. D. Ludlow, G. K. Campbell, J. W. Thomsen, T. Zelevinsky, M. M. Boyd, J. Ye, X. Baillard, M. Fouche, R. Le Targat, A. Brusch, P. Lemonde, M. Takamoto, F.-L. Hong, H. Katori. *New limits on coupling of fundamental constants to gravity using* $^{87}Sr$ *optical lattice clocks.* Phys. Rev. Lett., **100**, 140801 (2008)

[82] K. Predehl, G. Grosche, S. M. F. Raupach, S. Droste, O. Terra, J. Alnis, T. Legero, T. W. Hänsch, T. Udem, R. Holzwarth, H. Schnatz. *A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place.* Science, **336**, 441-444 (2012)

[83] H. J. Metcalf, P. van der Straten. *Laser cooling and traping of neutral atoms.* Springer-Verlag, Berlin (1999)

[84] W. D. Phillips. *Laser cooling and trappnig of neutral atoms.* Proceedings of the international school of physics, Rediconti S.I.S Course CXVIII, 289 (1992)

[85] E. R. nad M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard. *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure.* Phys. Rev. Lett., **59**, 2631–2634 (1987)

[86] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. B. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms.* Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics, **42**, 95–170 (1999). ArXiv:physics/9902072v1 [physics.atom-ph] 24 Feb 1999

[87] G. Grynberga, C. Robilliardb. *Cold atoms in dissipative optical lattices.* Physics Reports, **355**, 335 (2001)

[88] T. Akatsuka, M. Takamoto, H. Katori. *Three-dimensional optical lattice clock with bosonic* $^{88}Sr$ *atoms.* Phys. Rev. A, **81**, 023402 (2010)

[89] H. Katori, K. Hashiguchi, E. Il'inova, V. D. Ovsiannikov. *Magic wavelength to make optical lattice clocks insensitive to atomic motion.* Phys. Rev. Lett., **103**, 153004 (2009)

[90] V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, A. V. Taichenachev, V. I. Y. H. Katori, M. Takamoto. *Magic-wave-induced* $^1S_0 - {}^3P_0$ *transition in even isotopes of alkaline-earth-metal-like atoms.* Phys. Rev. Lett., **75**, 020501(R) (2007)

[91] M. D. Swallows, M. Bishof, Y. Lin, S. Blatt, M. J. Martin, A. M. Rey, J. Ye. *Suppression of collisional shifts in a strongly interacting lattice clock.* Science, **331**, 1043 (2011)

[92] A. Taichenachev, V. I. Yudin, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, C. Oates. *Frequency shifts in an optical lattice clock due to magnetic-dipole and electric-quadrupole transitions.* Phys. Rev. Lett., **101**, 193601 (2008)

[93] A. Taichenachev, V. I. Yudin, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov. *Optical lattice polarization effects on hyperpolarizability of atomic clock transitions.* Phys. Rev. Lett., **97**, 173601 (2006)

[94] M. Takamoto, H. Katori, S. I. Marmo, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov. *Prospects for optical clocks with a blue-detuned lattice.* Phys. Rev. Lett., **102**, 063002 (2009)

[95] A. Derevianko. *Theory of magic optical traps for Zeeman-insensitive clock transitions in alkali-metal atoms.* Phys. Rev. A, **81**, 051606(R) (2010)

[96] A. Derevianko, H. Katori. *Colloquium: Physics of optical lattice clocks.* Rev. Mod. Phys., **83**, 331–347 (2011)

[97] D. E. Pritchard. *Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy.* Phys. Rev. Lett., **51**, 1336-1339 (1983)

[98] T. Bergeman, G. Erez, H. J. Metcalf. *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms.* Phys. Rev. A, **35**, 1535 (1987)

[99] M. Inguscio. *Majorana "spin-flip" and ultra-low temperature atomic physics.* Proceedings of science, PoS(EMC2006)008, (2008)

[100] X. Xu, T. H. Loftus, J. L. Hall, A. Gallagher, J. Ye. *Cooling and trapping of atomic strontium.* J. Opt. Soc. Am. B, **20**, 968 (2003)

[101] S. Nagel, C. Simien, S. Laha, P. Gupta, V. Ashoka, T. C. Killian. *Magnetic trapping of metastable $^3P_2$ atomic strontium.* Phys. Rev. A, **67**, 011401(R) (2003)

[102] N. Poli, R. E. Drullinger, G. Ferrari, J. Leonard, F. Sorrentino, G. M. Tino. *Cooling and trapping of ultracold strontium izotopic mixtures.* Phys. Rev. A, **71**, 061403(R) (2005)

[103] P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, M. Yan, B. J. DeSalvo, T. C. Killian. *Bose-Einstein condensation of $^{88}Sr$ through sympathetic cooling with $^{87}Sr$.* Phys. Rev. A, **81**, 051601(R) (2010)

[104] W. D. Phillips, H. Metcalf. *Laser deceleration of an atomic beam.* Phys. Rev. Lett., **48**, 596 (1982)

[105] I. Courtillot, A. Quessada, R. P. Kovacich, J.-J. Zondy, A. Landragin, A. Clairon, P. Lemonde. *Efficient cooling and trapping of strontium atoms.* Optics Letters, **28**, 468 (2003)

[106] Y. B. Ovchinnikov. *A Zeeman slower based on magnetic dipoles.* Opt. Commun., **267**, 261-267 (2007)

[107] Y. B. Ovchinnikov. *Longitudinal Zeeman slowers based on permanent magnetic dipoles.* Opt. Commun., **285**, 1175 (2012)

[108] M. Bober. *Optyczne wzorce częstotliwości* (2008). Praca magisterska, Zakład Fotoniki, Instytut Fizyki UJ

[109] N. Poli, M. Prevedelli, F. Sorrentino, R. E. Drullinger, G. M. Tino. *Laser sources for precision spectroscopy on atomic strontium.* Spectrochimica Acta Part A, **63**, 981-986 (2006)

[110] P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, P. Anzel, B. J. DeSalvo, S. B. Nagel, A. J. Traverso, M. Yan, T. C. Killian. *Repumping and*

*spectroscopy of laser-cooled Sr atoms using the* $(5s5p)^3P_2 - (5s4d)^3D_2$ *transition.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **42**, 235001 (2009)

[111] I. Courtillot. *Premiere observation de la transition fortement interdite* $^1S_0 - {}^3P_0$ *du strontium, pour une horloge optique a atomes pieges.* Rozprawa doktorska, SYRTE (2003)

[112] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, M. Kuwata-Gonokami. *Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature.* Phys. Rev. Lett., **82**, 1116 (1999)

[113] T. Chaneliere, L. He, R. Kaiser, D. Wilkowski. *Three dimensional cooling and trapping with a narrow line.* Eur. Phys. J. D, **46**, 507–515 (2008)

[114] M. M. Boyd. *High precision spectroscopy of strontium in an optical lattice: towards a new standard for frequency and time.* Rozprawa doktorska, University of Colorado (2007)

[115] Y. N. Martinez de Escobar, P. G. Mickelson, P. Pellegrini, S. B. Nagel, A. Traverso, M. Yan, R. Cote, T. C. Killian. *Two-photon photoassociative spectroscopy of ultracold* $^{88}Sr$. Phys. Rev. A, **78**, 062708 (2008)

[116] G. Savarda, S. Beckera, G. Bollena, H. Klugea, R. Mooreb, T. Ottoa, L. Schweikharda, H. Stolzenberga, U. Wiess. *A new cooling technique for heavy ions in a Penning trap.* Phys. Lett. A, **158**, 247 (1991)

[117] P. G. Westergaard. *Horloge a reseau optique au strontium: en quete de la performance ultime.* Rozprawa doktorska, SYRTE (2010)

[118] J. Lodewyck, P. G. Westergaard, P. Lemonde. *Nondestructive measurement of the transition in a Sr optical lattice clock.* Phys. Rev. Lett., **79**, 061401(R) (2009)

[119] A. Stabrawa. *Budowa pułapki MOT z atomami strontu dla metrologii kwantowej* (2010). Praca magisterska, Zakład Fotoniki, Instytut Fizyki UJ

[120] C. R. Vidal, J. Cooper. *Heat-Pipe oven: a new, well-defined metal vapor device for spectroscopic measurments.* J. Appl. Phys., **40**, 3370-3374 (1969)

[121] E. M. Bridge, J. Millen, C. S. Adams, M. P. A. Jones. *A vapor cell based on dispensers for laser spectroscopy.* Review of scientific instruments, **80**, 013101 (2009)

[122] C. Javaux, L. G. Hughes, G. Lochead, J. Millen, M. P. A. Jones. *Modulation-free pump-probe spectroscopy of strontium atoms.* Eur. Phys. J. D, **57**, 151-154 (2010)

[123] M. Bober, J. Zachorowski, W. Gawlik. *Designing Zeeman slower for strontium atoms — towards optical atomic clock.* Optica Applicata, **40**, 547-555 (2010)

[124] I. Courtillot, A. Quessada, R. P. Kovacich, J.-J. Zondy, A. Landrafin, A. Clairon, P. Lemonde. *Efficient cooling and trapping of strontium atoms.* Optics Letters, **28**, 468-470 (2003)

[125] T. Ido, T. H. Lofus, M. M. Boyd, A. D. Ludlow, K. W. Holman, J. Ye. *Precision spectroscopy and density-dependent frequency shifts in ultra-cold Sr.* Phys. Rev. Lett., **94**, 153001 (2005)

[126] G. Ferrari, P. Cancio, R. Drullingero, G. Giusfredi, N. P. M. Prevedelli, C. Toninelli, G. M. Tino. *Precision frequency measurement of visible intercombination lines of strontium.* Phys. Rev. Lett., **91**, 243002 (2003)

[127] I. Courtillot, A. Quessada-Vail, A. Brusch, D. Kolker, G. D. Rovera, P. Lemonde. *Accurate spectroscopy of Sr atoms.* Eur. Phys. J. D, **33**, 161-171 (2005)

[128] M. G. Tarallo. *Development of a strontium optical lattice clock.* Rozprawa doktorska, Universita Degli Studi di Pisa, coldatoms.lens.unifi.it/ultra-cold-strontium/documents.html (2009)

[129] N. Poli. *Raffreddamento ed intrappolamento di atomi di stronzio: verso un nuovo standard di frequenza nella regione ottica.* Rozprawa doktorska, Universita Degli Studi di Firenze, coldatoms.lens.unifi.it/ultracold-strontium/documents.html (2005)

[130] N. Poli, M. G. Tarallo, M. Schioppo, C. W. Oates, G. M. Tino. *A simplified optical lattice clock.* Appl. Phys. B, **97**, 27-33 (2009)

[131] F. Sorrentino, G. Ferrari, N. Poli, R. Drullinger, G. M. Tino. *Laser cooling and trapping of atomic strontium for ultracold atoms physics, high-precision spectroscopy and quantum sensors.* Mod. Phys. Lett. B, **20**, 1287-1320 (2006)

[132] N. Poli, R. Drullingero, G. Ferrari, J. Leonard, F. Sorrentino, G. M. Tino. *Cooling and trapping of ultracold strontium isotopic mixtures.* Phys. Rev. A, **71**, 061403(R) (2005)

[133] N. Poli, R. E. Drullinger, M. G. Tarallo, G. M. Tino, M. Prevedelli. *Strontium optical lattice clock with all semiconductor sources.* Freq. Contr. Symposium, 2007 Joint with the 21st European Frequency and Time Forum. IEEE International, DOI: 10.1109/FREQ.2007.4319155 (2007)

[134] F. Buchinger, R. Corriveau, E. B.Ramsay, D. Berdichevsky, D. W. L. Sprung. *Influence of the* $n = 50$ *shell closure on mean square charge radii of strontium.* Phys. Rev. C, **32**, 2058 (1985)