

UNIwersYTET JAGIELLONSKI
WYDZIAŁ FIZYKI, ASTRONOMII I INFORMATYKI
STOSOWANEJ

ZAKŁAD OPTYKI ATOMOWEJ

Przygotowanie dipolowej pułapki optycznej

Tomasz Kopacki

Promotor: dr Tomasz Kawalec

Kraków 2013

Za pomoc w napisaniu pracy dyplomowej oraz całą dotychczasową współpracę dziękuje opiekunowi, panu doktorowi Tomaszowi Kawalcowi.

Wyrazy wdzięczności składam również współpracownikom z Zakładu Optyki Atomowej UJ. Szczególne podziękowania kieruje do Dobrosławy Bartoszek-Bober, Romka Panasia, pana Stanisława Pajki oraz Tomka Nowaka.

Spis treści

1	Wstęp teoretyczno - przeglądowy	9
1.1	Ogólna problematyka	9
1.2	Melasa optyczna i jej udoskonalenia	9
1.2.1	Podstawowe mechanizmy chłodzenia	9
1.2.2	Chłodzenie w pułapkach magnetyczno - optycznych	11
1.2.3	Chłodzenie w układzie z gradientem polaryzacji	11
1.2.4	Chłodzenie przez odparowanie	14
1.3	Pułapki dipolowe	14
2	Konkretna realizacja układu eksperymentalnego dipolowej pułapki optycznej	17
2.1	Układ próżniowy RuBECi	17
2.1.1	Źródło atomów pułapkowanych - rubidu	17
2.1.2	Komórki próżniowe	18
2.1.3	Czip atomowy	19
2.1.4	Zestaw cewek pola magnetycznego	19
2.2	Układ laserowy	20
3	Elektroniczne układy wspomagające pułapki atomowe	25
3.1	Separacja galwaniczna	25
3.1.1	Motywacja i zarys problemu	25
3.1.2	Przykłady realizacji	29
3.2	Stabilizacja mocy wiązek laserowych	31
3.3	Stabilizacja prądu w przewodnikach wytwarzających pole magnetyczne	35
3.3.1	Stabilizacja prądu w ścieżkach czipa atomowego	36

3.4	Stabilizacja prądu w dużej cewce typu Z - coil	38
3.5	Zabezpieczenia termiczne cewek i czipa atomowego	38
3.5.1	Zabezpieczenie termiczne cewki Z - coil	39
3.5.2	Zabezpieczenie termiczne ścieżek czipa atomowego	42
4	Przykładowy pomiar w układzie eksperymentalnym: wyznaczenie częstości rezonansowych pułapki atomowej	47
4.1	Zarys problemu	47
4.2	Realizacja konkretnego eksperymentu	50
4.3	Przebieg typowych pomiarów	50
4.3.1	Ładowanie dolnego i górnego MOT-a	51
4.3.2	Kompresja pułapki magneto - optycznej	52
4.3.3	Chłodzenie z gradientem polaryzacji	52
4.3.4	Transport atomów w okolice czipa atomowego	53
4.3.5	Obrazowanie chmury atomów	53
4.3.6	Etap końcowy sekwencji	54
4.4	Wyniki pomiarów	54
5	Podsumowanie	57
6	Dodatek A: Kod źródłowy i opis programu do masowej obróbki danych ze zdjęć laboratoryjnych	59
6.1	Motywacja i główne problemy	59
6.2	Wybór pakietu obliczeniowego i realizacja	61
6.2.1	Główny program rozruchowy	61
6.2.2	Generacja kolejnych nazw plików	64
6.2.3	Kadrowanie i usuwanie pikseli tła	66
6.2.4	Fitowanie funkcji gęstości	67
6.2.5	Generacja plików kontrolnych	68
6.2.6	Zapis wyników i obliczeń do zbiorczego pliku	69
6.3	Efekty, dalsza obróbka danych, zysk i dalsze perspektywy	69
7	Dodatek B: Kod źródłowy programu mikrokontrolera	71
8	Dodatek C: Opis wyjść analogowych i cyfrowych programu sterującego z dodatkowymi objaśnieniami	79

Wprowadzenie

Niniejsza publikacja prezentuje efekty pracy doświadczalnej i rozważań teoretycznych będących efektem przygotowań pracy dyplomowej kończącej II etap studiów wyższych na kierunku Fizyka Doświadczalna o specjalności Fizyka Atomowa. Prezentujemy tu postępy prac zmierzających do uruchomienia Dipolowej Pułapki Optycznej dla neutralnych atomów rubidu. Pułapka ta posłuży do skondensowania materii w temperaturze poniżej temperatury przejścia fazowego i wytworzenia Kondensatu Bosego - Einsteina. Po tym przełomowym momencie będą wykonywane kolejne nowoczesne eksperymenty z zakresu optyki kwantowej, których to efekty i poziom skomplikowania dorównywać będą światowym laboratoriom w cenionych ośrodkach badawczych.

W trakcie przygotowania publikacji w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni Zakładu Optyki Atomowej UJ wykonano (wspólnie z pozostałymi członkami grupy) szereg zadań, których efektem było uruchomienie magnetycznej pułapki dla atomów rubidu. Pole magnetyczne było wytwarzane przez przewodniki wytrawione na powierzchni czipa atomowego tuż przy górnej powierzchni komórki próżniowej. Zakończone prace są wstępem do dalszych działań, mających na celu uruchomienie optycznej pułapki dipolowej. Źródłem spułapkowanych atomów dla pułapki dipolowej będzie właśnie pułapka magnetyczna.

W rozdziale pierwszym zawarto krótki i zwięzły wstęp teoretyczny ukazujący etapy rozwoju (a także poszczególne etapy działania) pułapek atomowych. Z uwagi na fakt, iż bardzo dokładne opisy pojawiały już we wcześniej-

szych pracach, w tej pracy ograniczono się do zakomunikowania niezbędnych wiadomości.

W rozdziale drugim opisano najważniejsze składowe układy eksperymentalnego uruchamianego i udoskonalanego w Laboratorium. W układzie tym pracuje kompaktowy zestaw optyczno - próżniowy RuBECi firmy ColdQuanta będący alternatywą dla typowych komór próżniowych dotychczas sprawdzających się w eksperymentach.

Rozdział trzeci stanowi w zasadzie właściwą część pracy. Niezbędnym etapem do uruchomienia układu doświadczalnego było zbudowanie i zaimplementowanie podstawowych układów elektronicznych, które sterują, zabezpieczają i stabilizują warunki eksperymentu. W rozdziale znajdują się schematy, opisy działania oraz sposób podłączenia poszczególnych urządzeń elektronicznych.

W rozdziale czwartym przedstawiono opis przebiegu oraz wyniki przykładowego eksperymentu wykonanego w działającym układzie, w którym uruchomiono Magnetyczną Pułapkę Atomową. Wykonano obserwację zajęcia liniowego i parametrycznego rezonansu pułapki harmoniczej. W rozdziale przedstawiono też ogólną problematykę wpływu fluktuacji pola magnetycznego na energię wewnętrzną chmury atomowej.

W rozdziale szóstym jako dodatek załączono kod źródłowy aplikacji do automatycznej obróbki zdjęć laboratoryjnych wraz z opisem działania i komentarzami. Aplikacja uruchamiania jest w darmowym interpreterze wysokopoziomowego języka kompatybilnego ze składnią programu Matlab - GNU Octave.

W rozdziale siódmym zamieszczono kod źródłowy programu mikrokontrolera obsługującego cyfrowy bezpiecznik nadprądowo - termiczny zabezpieczający ścieżki czipa atomowego generującego w układzie pola magnetyczne.

W celu zobrazowania możliwości systemu czasu rzeczywistego sterującego eksperymentem w Dodatku C umieszczono opisy wyjść analogowych i cyfrowych karty pomiarowo - kontrolnej wraz z komentarzami.

Rozdział 1

Wstęp teoretyczno - przeeglądowy

1.1 Ogólna problematyka

Z tematem dipolowej pułapki optycznej związana jest niewątpliwie tematyka chłodzenia gazów atomowych. Osiąganie coraz to niższych temperatur w przyrodzie i badanie sposobu zachowania materii w okolicach temperatury zera bezwzględnego od zawsze było celem dążenia nauki. O ile w przypadku próbek makroskopowych osiągnięcie temperatur bliskich 0 K jest trudne, czasochłonne i kosztowne, staje się to całkiem realne w inżynierii chłodzenia neutralnych atomów. Dodatkowym aspektem motywującym do zdobywania doświadczenia w tej dziedzinie fizyki jest możliwość przeprowadzania eksperymentów sprawdzających słuszność rozważań teoretycznych optyki i mechaniki kwantowej.

1.2 Melasa optyczna i jej udoskonolenia

1.2.1 Podstawowe mechanizmy chłodzenia

Punktem wyjścia jest wykorzystanie pola elektromagnetycznego do indukowania wzbudzenia neutralnego atomu oraz do przekazu pędu. Neutralne ato-

my ¹, umieszczamy w specjalnie przygotowanej komorze próżniowej. Układ oświetlamy trzema parami wiązek atomowych o częstościach zbliżonych do rezonansów konkretnych przejść pomiędzy poziomami struktury subtelnej. Atomy takie mogą oczywiście pochłaniać promieniowanie z wiązek, po czym dochodzi do relaksacji. Deekscytacja może mieć podłoże spontaniczne lub mieć związek z procesem wymuszonym, który także zachodzi w obecności pola będącego w rezonansie przewidzianym strukturą poziomów energetycznych. W przypadku emisji spontanicznej, pęd wykreowanego fotonu może mieć dowolny kierunek (inny niż kierunek propagacji wiązki, z której wcześniej foton został zaabsorbowany). Zmiana kierunku pędu fotonu, wiąże się ze zmianą pędu atomu i utratą jego energii kinetycznej. W pojedynczym procesie absorpcja \rightarrow emisja straty energetyczne mogą być niewielkie w porównaniu z energią wewnętrzną par atomowych o temperaturze pokojowej, ale po serii kilkudziesięciu tysięcy cykli atom może wytracić prawie całkowicie swoją prędkość.

Powyżej przytoczono właśnie schemat działania najprostszego układu chłodzenia. Do jego działania konieczne jest osiągnięcie odpowiednio wysokiej próżni oraz przygotowanie wiązek atomowych odstrojonych lekko od rezonansu ku czerwieni, tak aby poruszające się fotony posiadały w układzie atomów częstość korespondującą z przejściem atomowym oraz aby proces emisji spontanicznej był procesem większościowym. W takim układzie w zakresie niskich prędkości (okolice zera) siła działająca na atom (powodująca zmniejszenie prędkości) jest liniowo zależna od prędkości i przeciwnie do niej skierowana. Siłę tę można utożsamiać z siłami oporu działającymi na poruszające się ciało w cieczy.

Pierwotna metoda chłodzenia optycznego niesie jednak ograniczenia na minimalną temperaturę jaką można osiągnąć w układzie eksperymentalnym ($200\mu K$ dla atomu rubidu). Niestety dodatkowa składowa pędu fotonu generuje przeciwną siłę działającą na atom, który doznaje odrzutu. W granicach

¹używamy atomów alkalicznych np. Rb^{85} , Rb^{87}

małych prędkości odrzut ten staje się źródłem energii napędzającej wcześniej już spowolniony atom.

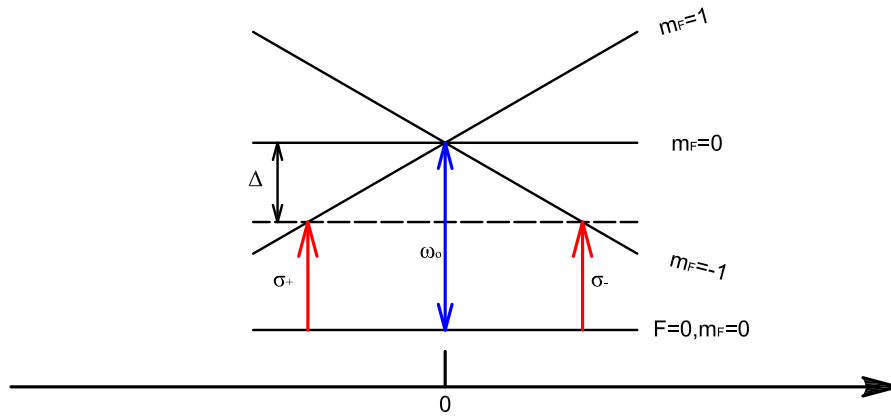
1.2.2 Chłodzenie w pułapkach magnetyczno - optycznych

Obecność pola magnetycznego wytwarzanego (najczęściej) przez cewki powoduje zróżnicowanie energii zdegenerowanych poziomów struktury nadsubtelnej atomu. Dla atomu dwupoziomowego posiadającego trzy podpoziomy wzbudzone o różnych momentach całkowitych mamy liniowe zmiany energii odpowiednich podpoziomów przy liniowym gradiencie pola magnetycznego (Rysunek. 1.1). W takim układzie wykorzystujemy wiązki laserowe o polaryzacjach kołowych (konfiguracja σ^+ , σ^-). Użycie wiązki o odpowiedniej polaryzacji kołowej umożliwia wyindukowanie wzbudzenia atomu wraz ze zmianą jego momentu magnetycznego. Jednocześnie okazuje się, że siła działająca na atomy zależy nie tylko od prędkości lecz także od położenia a zmianę prędkości atomu możemy opisać równaniem oscylatora harmonicznego tłumionego:

$$F_z = -\kappa z - \beta v.$$

1.2.3 Chłodzenie w układzie z gradientem polaryzacji

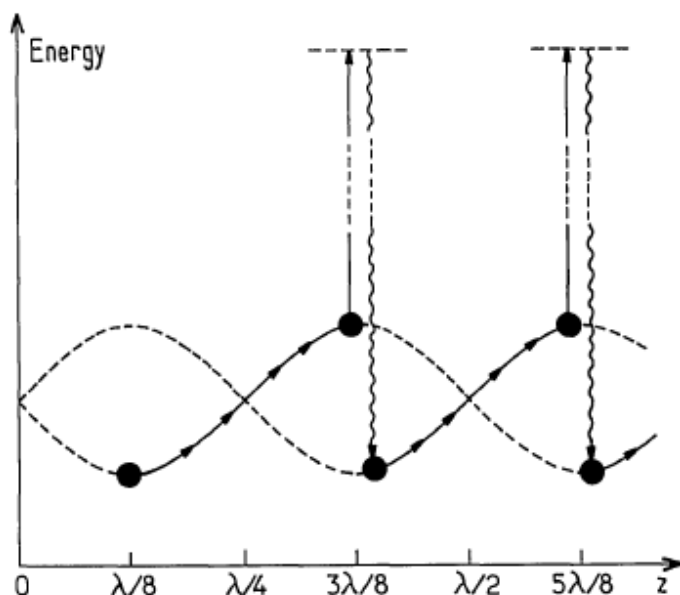
Zejszcie poniżej granicy Dopplerowskiej możliwe jest dzięki specjalnej konfiguracji polaryzacji przeciwbieżnych wiązek. Jeśli wiązki laserowe mają polaryzacje liniowe, których to płaszczyzny są do siebie prostopadłe, wypadkowa polaryzacja zmienia się okresowo co $1/8$ długości fali tworząc obszary, w których polaryzacja jest liniowa lub kołowa (w tym rozróżniamy polaryzacje kołową prawo i lewoskrętną). Można wykazać, że w takim układzie dochodzi do przestrzennej modulacji energii dwóch zdegenerowanych poziomów podstawowych atomu o różnym momencie magnetycznym elektronu. Energie poziomów zmieniają się wraz ze zmianą współrzędnej przestrzennej jak



Rysunek 1.1: Energia poziomów energetycznych w obecności pola magnetycznego o liniowym gradiencie

funkcje kołowe i są względem siebie przesunięte o pół długości fali. Atom będąc w stanie podstawowym o ustalonym m_z , zmienia swoją energię poruszając się w kierunku obszaru, gdzie energia poziomu podstawowego jest większa. Wzbudzenie za pomocą fotonu powoduje chwilowe przejście do wyższego poziomu energetycznego po czym skutkuje deekscytacją do poziomu o najniższej energii (Rysunek 1.2). Energia pobierana w chwili wzbudzenia jest mniejsza od energii oddawanej w chwili powrotu do poziomu podstawowego. Spadek energii atomu przejawia się spadkiem jego prędkości a tym samym osiągany jest zamierzony cel. W tym przypadku możemy osiągać temperatury kilkakrotnie mniejsze niż wyznaczona granica temperaturowa występująca przy chłodzeniu w pułapce magnetoptycznej.

Jeszcze innym rodzajem chłodzenia w układzie z gradientem polaryzacji jest układ z konfiguracją dwóch przeciwbieżnych wiązek o polaryzacjach kołowych i przeciwnych skrętnościach. Na wskutek efektu Dopplera atom poruszający się w kierunku przeciwnym do jednej wiązki i zgodnym do drugiej wiązki absorbuje głównie promieniowanie tylko jednej z nich. Przy obecności niewielkiego pola magnetycznego następuje zmiana ustawienia momentu magnetycznego atomu (zgodnie z tym co napisano wcześniej, polaryzacja



Rysunek 1.2: Zmiana energii atomu w układzie z przestrzennym gradientem polaryzacji. Rysunek pochodzi z [2]

σ^+ zwiększa rzut momentu magnetycznego ² a σ^- zmniejsza). Okazuje się (analiza współczynników Clebsha-Gordana), że atomy, których momenty magnetyczne zostały zmienione promieniowaniem σ_{\pm} chętniej absorbują fotony z wiązek o przeciwnych skrętnościach (σ_{\mp}). Wskutek dysproporcji iniekcji energii z wiązek powstaje ciśnienie nierównowagi, którego siła działa zawsze przeciwnie do prędkości. Następuje stopniowe wytracanie prędkości atomów, które może nas sprowadzić poniżej dopplerowskiej granicy konwencjonalnego chłodzenia.

Granica subdoplerowska związana jest z krytyczną sytuacją, w której atom doznaje odrzutu podczas zmiany pędu fotonu. Przy wprowadzeniu granicy doplerowskiej także o takim odrzucie wspominaliśmy. Tak naprawdę podczas analizy chłodzenia doplerowskiego posługujemy się średnimi wartościami prędkości i kwadratu prędkości. Możemy uznać atom jako nieruchomą tarczę rozpraszającą fotony, wyliczyć jaką energię należy dostarczyć w celu

²mówimy wtedy o pompowaniu energetycznym

rozproszenia fotonów i przyrównać do energii jaką uzyskuje atom. Przy chłodzeniu subdoplerowskim przy wyznaczaniu temperatury granicznej schodzimy niżej z modelu statystycznego do mechanicznego i rozpatrujemy zmiany pędu pojedynczego atomu w cyklu absorpcji i emisji fotonu.

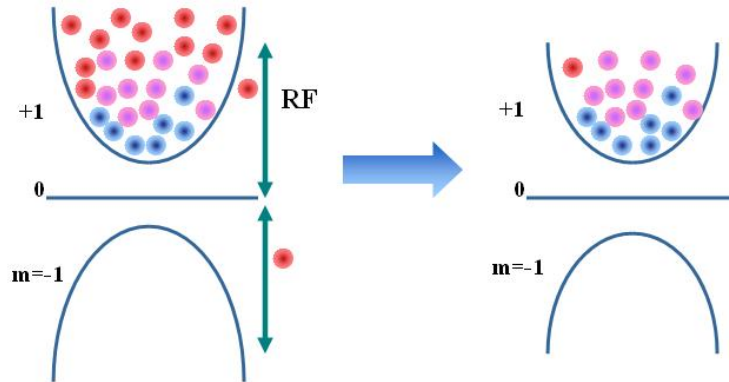
Zarówno same wyliczenia i proces chłodzenia z użyciem gradientu polaryzacji ma sens dla bardzo niewielkich prędkości. Atom musi się poruszać na tyle wolno, aby w trakcie przejścia dystansu swojej długości fali jego moment magnetyczny mógł zostać zmieniony do skrajnej wartości.

1.2.4 Chłodzenie przez odparowanie

Temperaturę gazów atomowych można sukcesywnie obniżać poprzez usuwanie części atomów o najwyższych energiach w układzie. W pułapce magnetycznej poziomy energetyczne struktury subtelnej zmieniają się na Rysunku 1.3. W zależności od rzutu spinu elektronu i od czynnika Landégo posiadają minimum lokalne lub maksimum lokalne. Poziomy posiadające minimum lokalne są poziomami pułapkującymi. Atomy o najniższych energiach znajdują się na dnie studni potencjału. Stosując odpowiednie pole magnetyczne niedużych częstości (kilkaset MHz i mniej) możemy wyindukować przejście wysokoenergetycznych atomów do podpoziomu nie posiadającego minimum. Po ich usunięciu następuje proces termalizacji, podczas którego uśredniona energia gazu jest mniejsza od tej sprzed momentu potraktowania polem RF. Procedurę możemy powtarzać zmieniając częstość pola magnetycznego tak, aby możliwe było usuwanie kolejnych partycji atomów (o energiach niższych od wcześniej usuniętych poprzedników).

1.3 Pułapki dipolowe

Samo przekroczenie granicy dopplerowskiej nie zaspakaja potrzeb układów eksperymentalnych w których przeprowadza się zaawansowane sprawdziany optyki kwantowej. Dodatkowo, w niektórych eksperymentach przeszk-



Rysunek 1.3: Schemat przedstawiający ideę chłodzenia przez odparowanie. Rysunek pochodzi z galileo.phys.virginia.edu

dza obecność pola magnetycznego. Rozwiązaniem są tu optyczne pułapki dipolowe. Analizując średnią wartość siły działającej na atom o momencie dipolowym \hat{d} znajdującym się w polu elektrycznym \hat{E} wykonujemy iloczyn składowych momentu magnetycznego i gradientu pola elektrycznego:

$$\langle F_{rad}^{\vec{r}} \rangle = \sum_{j=x,y,z} \langle \hat{d}_j \rangle \nabla E_j(\vec{R}, t),$$

co po kolejnych obliczeniach i przybliżeniach daje:

$$\langle F_{rad}^{\vec{r}} \rangle = \underbrace{-(\vec{d}_{12} \cdot \hat{e}) E_o \text{Re}(\sigma_{12}) \vec{k}}_{F_{spo}} + \underbrace{(\vec{d}_{12} \cdot \hat{e}) E_o \text{Im}(\sigma_{12}) \nabla E_o}_{F_{dip}}.$$

W powyższym wyrażeniu (σ_{12}) to elementy macierzy gęstości, a \hat{e} to polaryzacja fali EM. Widać, że drugi człon zależy od gradientu natężenia pola elektrycznego. Nazywamy go siłą dipolową. Jest to druga, obok siły spontanicznej, siła oddziaływująca na atom, szczególnie ważna w obszarach, gdzie pole elektryczne silnie zmienia swoje natężenie.

Jeśli atomy nie mają pierwotnie momentu dipolowego, to pole elektryczne może taki moment wyindukować i potem z nim oddziaływać. W zależności od częstości wiązki laserowej, atomy mogą być wpychane do obszarów o maksymalnym lub minimalnym natężeniu pola elektrycznego. Jeśli wiązka odstrojona jest ku czerwieni (w stosunku do rezonansu przejścia atomowego),

zmiany polaryzacji (wypadkowego momentu magnetycznego całej chmury atomów) nadążają za zmianami pola elektrycznego. Wtedy atomy wciągane są w maksimum pola. W przypadku wiązki o częstotliwości większej od częstotliwości rezonansowej sytuacja jest odwrotna.

Dla tej pułapki stosuje się zmodyfikowaną wersję chłodzenia przez odparowanie. Można tego dokonać zmniejszając natężenie wiązek pułapkujących. Wtedy studnia potencjału powstała w wyniku gradientów pola elektrycznego wypłascza się i umożliwia opuszczenie obszaru par atomowych atomom o dużych prędkościach. Podobnie jak w przypadku pułapek magnetycznych, następuje termalizacja i zmniejszenie temperatury chmury atomów. Zmniejszanie wysokości studni potencjału skutkuje zmniejszeniem częstości zderzeń atomów. To wydłuża czas termalizacji co w konsekwencji obniża efektywność samej termalizacji i stwarza okazje do wystąpienia dodatkowych niepożądanych zjawisk (np. przeskoków spinów, zewnętrzne wzbudzenia ochłodzonych atomów).

Znamienną właściwością jest brak potrzeby stosowania dodatkowych pól magnetycznych, co jest bardzo ważne przy eksperymentach gdzie mieszamy atomy o różnym spinie czy też badamy efekty związane z wewnętrznym polem magnetycznym atomów (efekt Faradaya, rezonanse Feshbacha) [20, 3].

Trzeba także pamiętać, że w rzeczywistych układach eksperymentalnych do uruchomienia pułapki dipolowej (lub pułapki magnetycznej) potrzebujemy wstępnie schłodzić atomy za pomocą innych metod (np. w pułapce magneto - optycznej). Konkretną realizację układu doświadczalnego używanego w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni prezentuje następne rozdziały.

Rozdział 2

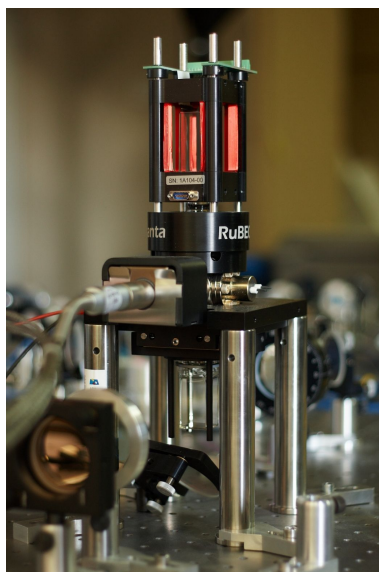
Konkretna realizacja układu eksperymentalnego dipolowej pułapki optycznej

Ogólnym celem prac doświadczalnych jest uruchomienie pułapki atomowej umożliwiającej zgromadzenie jak największej liczby atomów o jak najniższej temperaturze, na tyle niskiej aby możliwe było otrzymanie kondensatu Bosego - Einsteina. Do tego celu niezbędny jest specjalistyczny układ próżniowy, w którym będziemy pułapkować atomy alkaliczne. W eksperymencie wykorzystywany jest gotowy układ RuBECi firmy ColdQuanta (Rysunek 2.1).

2.1 Układ próżniowy RuBECi

2.1.1 Źródło atomów pułapkowanych - rubidu

W gotowym układzie źródłem gazu atomowego - atomów rubidu jest dyspenser. Uwalnia on mieszanekę atomów, w której wkład większościowy ma izotop $^{85}_{37}\text{Rb}$ (72%) o spinie $I = \frac{3}{2}$ oraz $^{87}_{37}\text{Rb}$ (28%). Rb - 87 ma dwukrotnie większe odległości pomiędzy odległościami struktury nadsubtelnej (w stosunku do Rb - 85) dzięki temu mniej atomów deksytuje do ciemnych poziomów nie biorących udziału w zamkniętych przejściach pułapkujących (Rysunek 2.2).



Rysunek 2.1: Układ próżniowy RuBECi. Źródło grafiki: www.coldatoms.com

2.1.2 Komórki próżniowe

Sama komora próżniowa składa się z dwóch części oddzielonych od siebie krzemowym dyskiem. Każda z części może tworzyć oddzielną pułapkę magneto - optyczną.

W dolnej części znajdują się stałe magnesy tworzące układ kwadrupolowy i wytwarzające odpowiednie pole magnetyczne o minimum lokalnym w centrum komórki. Część ta tworzy wstępną pułapkę atomową mającą za zadanie zgromadzić jak największą liczbę atomów i obniżyć ich temperaturę. Tu atomy pułapkowe są w dwóch wymiarach. Trzeci wymiar jest swobodny, co zapewnia możliwość przetransportowania atomów do górnej części układu.

Dzięki pompie jonowej zamontowanej nad krzemowym dyskiem rozdzielającym dwie części próżni, w górnej części układu osiągalne jest 100 razy mniejsze ciśnienie niż w części dolnej ($p_{3D MOT} \approx 10^{-10} \text{ mbar}$ lub jeszcze mniejsze). Tu źródłem pola magnetycznego są (m. in.) cewki umieszczone dookoła górnej komórki. W tej części układu atomy pułapkowane są we wszystkich trzech wymiarach.

2.1.3 Czip atomowy

Na samej górze zasadniczej komory próżniowej znajduje się czip atomowy: płytka ze specjalnie przygotowanym podłożem, na którym wytrawione zostały ścieżki. Układ ścieżek prezentuje Rysunek 2.3. Miedziane ścieżki mają szerokość od 50 do 750 μm i długości do 12 mm. Dzięki przyłączom wykonanym ze złota możemy przepuszczać przez nie prąd elektryczny o różnej geometrii przebiegu. Dla każdej geometrii przebiegu będziemy mieli różne rozkłady pola magnetycznego tuż przy powierzchni czipa. Na uwagę zasługują układy, w których prąd przepływa wzdłuż przewodnika w kształcie litery Z lub ten sam układ z dodatkowym prostym przewodnikiem biegnącym wzdłuż środka czipu (tzw. „dimple”). Układ przewodników, rozkłady prądów oraz rozkłady pól magnetycznych w odpowiednich płaszczyznach prezentuje Rysunek 2.4.

Sama obecność dodatkowego prostego przewodnika (wzdłuż środka) powoduje pojawienie się charakterystycznego ostrego minimum potencjału w płaszczyźnie x-owej (patrz Rysunek 2.4) czyli wzdłuż poziomej części przewodnika typu Z. Stąd wzięła się nazwa „dimple” („dołek”). Zarówno w układzie typu Z jak i dimple pole magnetyczne ma swoje minimum powyżej umownego zera potencjału. Zapobiega to niepożądanym efektom związanym z przeskokami spinów atomowych, które zachodzą w pobliżu zera pola magnetycznego.

2.1.4 Zestaw cewek pola magnetycznego

W układzie potrzebujemy pól jednorodnych oraz pól gradientowych z lokalnym minimum potencjału. Wytwarzamy je za pomocą zestawu cewek znajdujących blisko górnej komórki próżniowej. Doprowadzenie prądu do każdej z cewek odbywa się za pomocą złącza z boku obudowy układu do którego podłączamy płytkę z zaciskami śrubowymi.

Dzięki specjalnemu sterownikowi prądu możemy w trakcie trwania eksperymentu zmieniać natężenia i kierunki przepływu prądu w poszczególnych

cewkach, tym samym zmieniając konfigurację w której pracują (np. układ Helmholtza w anty - Helmholtza).

Dodatkowo nad układem znajduje się jeszcze duża zewnętrzna cewka w kształcie przewodnika typu Z. Prąd doprowadzany jest za pomocą oddzielnych gniazd bananowych a przepływ prądu sterowany za pomocą układu opisanego w rozdziale 3.4. Z racji dużych natężeń prądu przepływającego przez układ zastosowano zabezpieczenie termiczne opisane w rozdziale 3.5.

Duża cewka, w połączeniu z parami cewek znajdujących się blisko komory wytwarza silne pole z lokalnym minimum, które może być wykorzystane do transportu chmury atomowej w pobliże czipu atomowego.

2.2 Układ laserowy

W układzie potrzebujemy pięciu typów wiązek:

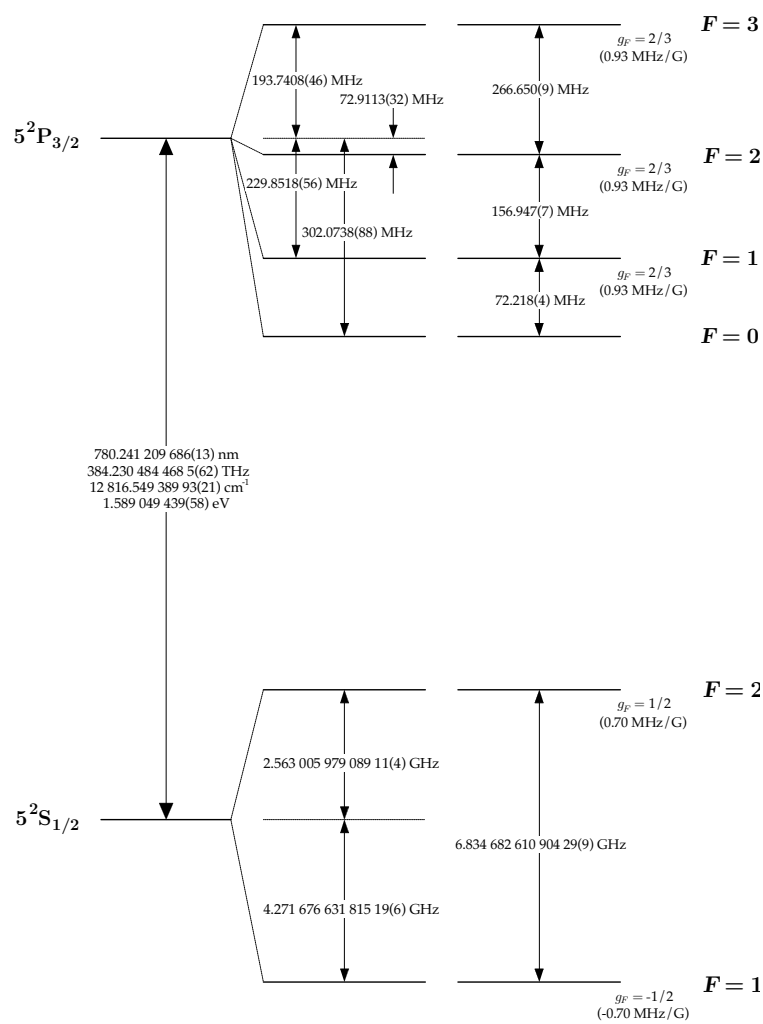
- chłodzących w układzie dolnej pułapki magneto - optycznej
- chłodzących w układzie górnej pułapki magneto - optycznej
- wiązki repompującej redukującej liczbę atomów przebywających w stanach poza zamkniętym cyklem chłodzących przejść atomowych
- wiązki pompującej przygotowującej atomy do pułapkowania magnetycznego
- wiązki obrazującej wykorzystywanej przy obrazowaniu absorpcyjnym chmury atomowej

Tor optyczny doprowadzający wiązki do układu jest w nieustannej rozbudowie i podlega ciągłym modyfikacjom. Przykład (jednej ze wcześniejszych wersji) toru optycznego znajduje się w pracy [10].

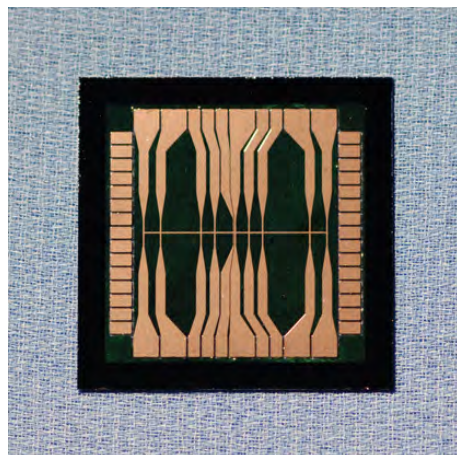
Ogólnie w układzie wykorzystujemy trzy lasery. Każdy z nich może być stabilizowany bezwzględnie przy użyciu pętli fazoczułej śledzącej sygnał z

fotodiody będącej częścią układu spektroskopii nasyceniowej. Lasery początkowo stabilizowane są na przejściach rezonansów krzyżowych (wirtualne poziomy energetyczne) po czym możemy je płynnie odstrajać za pomocą modulatorów akustyczno - optycznych w pobliżu odpowiednich poziomów energetycznych.

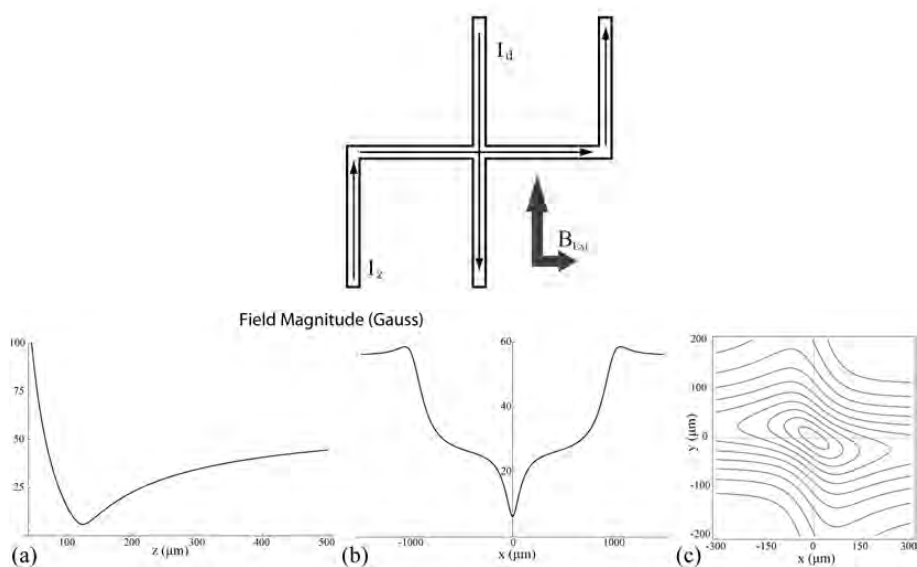
W układzie jeden z laserów wykorzystywany jest wyłącznie do generacji wiązki repompującej. Drugi wykorzystujemy jako źródło wiązki pompującej i obrazującej. Dodatkowo laser ten używany jest jako referencja do stabilizacji trzeciego lasera (dodatkowa względna stabilizacja elektroniczna). Trzeci laser wykorzystywany jest jako źródło wiązek pułapkujących. Każda wiązka zasilająca oddzielnie górny i dolny MOT ma swój modulator akustyczno - optyczny wobec czego możemy niezależnie regulować odstrojenie od rezonansu każdej z nich.



Rysunek 2.2: Schemat poziomów energetycznych atomu $^{87}_{37}\text{Rb}$ Lini D2. Rysunek pochodzi z [19]



Rysunek 2.3: Poglądowy widok na ścieżki czipu atomowego. Rysunek pochodzi z [7].



Rysunek 2.4: Rozpływ prądów w konfiguracji „dimple” oraz zmiany natężeń pól magnetycznych: a) wzdłuż wysokości z dala od czipu, b) wzdłuż poziomego odcinka, c) przestrzenna mapa pola w płaszczyźnie równoległej do czipa w punkcie wysokości o najmniejszym polu. Rysunek pochodzi z [7].

Rozdział 3

Elektroniczne układy wspomagające pułapki atomowe

Do przeprowadzenia i obsługi jakichkolwiek eksperymentów niezbędne są podstawowe układy elektroniczne wykonujące określone zadania. Tutaj przedstawiamy niewielką część z „parku maszynowego” Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni. Układy te zostały zaprojektowane, wykonane, uruchomione, przetestowane i zaimplementowane do układu doświadczalnego jako część pracy dyplomowej.

3.1 Separacja galwaniczna

3.1.1 Motywacja i zarys problemu

Opis tej części pracy zaczynamy dość nietypowo od układów, które wydawałyby się mało istotne. Jednakże problem separacji mas układów będzie przejawiał we wszystkich dalszych projektach stąd podrozdział ten stał się punktem wyjścia.

Do uruchomienia eksperymentu potrzebujemy dużej ilości urządzeń zasilanych zarówno z sieci średniego napięcia przemiennego, jak i zasilaczy laboratoryjnych niskiego napięcia. Są to zarówno urządzenia o naturze ściśle

analogowej (wzmacniacze liniowe, fotodiody) jak i urządzenia cyfrowe kontrolowane przez procesory (mikroprocesory). Same mikroprocesory pracują na wysokich częstotliwościach ¹ i generują deterministyczny szum. W urządzeniach analogowych, w których pojawiają się przebiegi zmienne (generatory, prostowniki napięcia, wzmacniacze mocy, lasery) także stają przyczyną zakłóceń, które interferują z innymi układami, zakłócają ich pracę a w efekcie mogą uniemożliwić przeprowadzenie rzetelnych pomiarów i obliczeń. Stąd istnieje potrzeba uzyskania pewnej autonomii obwodów elektrycznych wykonujących różne zadania w układzie eksperymentalnym.

Zakłócenia o których mowa przenoszą się różnymi drogami, między innymi:

- poprzez indukcję pola elektromagnetycznego (niskich i średnich częstotliwości) powstałą przy pracy urządzeń oraz przy przetwarzaniu napięcia sieciowego
- podczas łączenia różnych bloków urządzeń (np. komputera z analogowym układem sterującym)
- poprzez prądy pojawiające się na obudowach urządzeń, które to z kolei dotyczą do konstrukcji stołu optycznego i w ten sposób, „kontaktują się” z innymi urządzeniami
- poprzez bliżej nieokreślone sposoby będące czasami efektem nieprze-myślenia problemów zasilania oraz projektowania toru kontrolno - pomiarowego ²

Efekt zbierania zakłóceń elektromagnetycznych redukuje się stosując szczelne obudowy aluminiowe (lub miedziane), które to z kolei izoluje się od przewodzących elementów konstrukcji i stołu optycznego. Oprócz tego bardzo

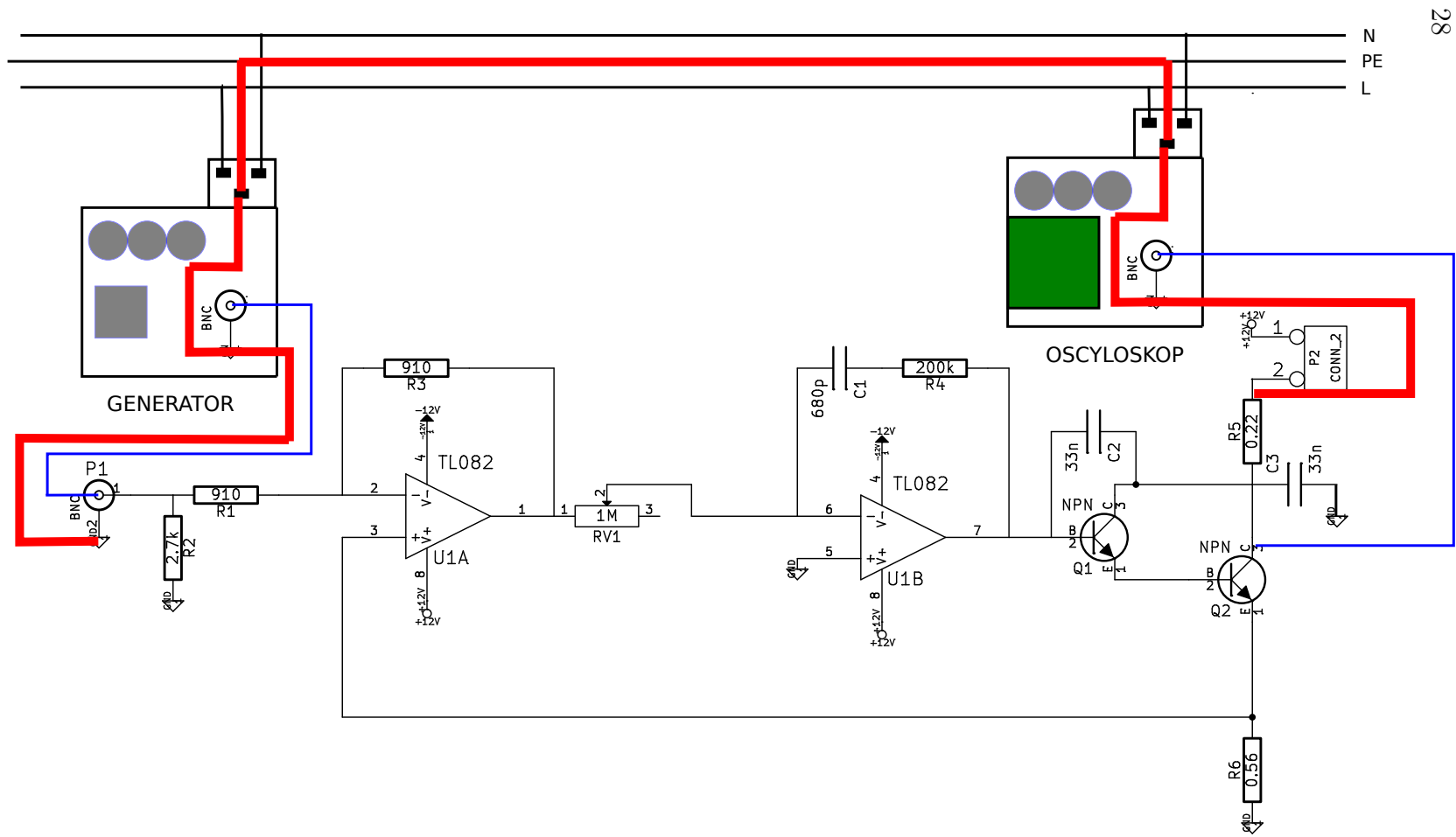
¹mowa o częstotliwościach znamionowych

²problemy te identyfikuje się najczęściej przypadkowo lub w akcie desperacji gorączkowo poszukując źródła zakłóceń

skrupulatnie dokonuje się analizy i inspekcji całej instalacji i okablowania w celu wyeliminowania przypadkowych zwarcí i niepożądanych połączeń w układzie.

Problemem staje właśnie się moment połączeń bloków urządzeń. Czasem trzeba podłączyć komputer do urządzenia sterującego albo aparaturę pomiarową w celu sterowania / sprawdzenia poprawności działania układu. Łączenie to może powodować niechciany przepływ prądu i w ogólności zmienić całkowicie charakterystyki poszczególnych bloków. Skrajnie niekorzystny przypadek tzw. „zwarcia przez masę” prezentuje Rysunek 3.1. Po podłączeniu generatora do obwodu elektronicznego następuje podłączenie masy układu do przewodu uziemiającego sieci energetycznej. Po bezpośrednim podłączeniu do tej samej sieci oscyloskopu cyfrowego następuje uwspólnienie potencjału masy obwodu oraz masy gniazd pomiarowych BNC aparatury pomiarowej. Niewłaściwie podłączenie sondy pomiarowej oscyloskopu do układu powoduje zwarcie masy z przewodem zasilającym (co widzimy na załączonym schemacie).

Ideą izolacji mas jest odseparowanie elektryczne dwóch obwodów elektrycznych w taki sposób, aby był możliwy przepływ „informacji” pomiędzy nimi (np. przekaz poziomu napięcia sterującego, przekaz impulsu sterującego) bez dodatkowych niechcianych wymian energii i sygnałów.

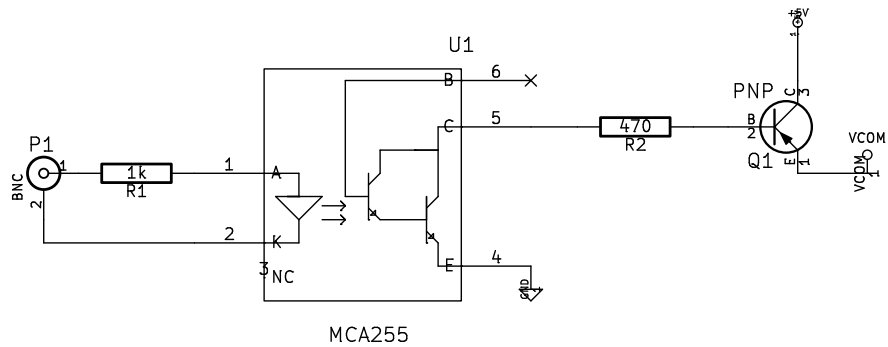


Rysunek 3.1: Przykład zwarcia spowodowany niewłaściwym podłączeniem generatora i oscyloskopu

3.1.2 Przykłady realizacji

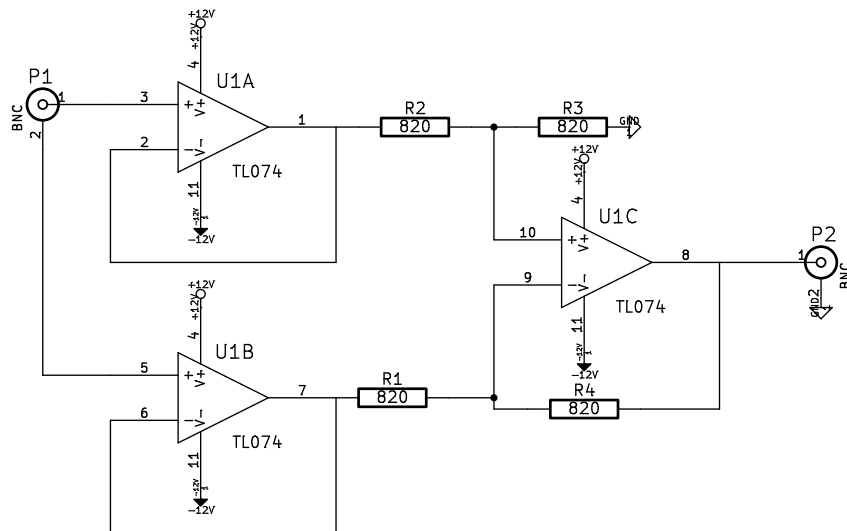
Wspomniane wcześniej idee realizujemy na dwa sposoby. Pierwszym jest zastosowanie obwodu opartego na układzie optoizolatora (Rys. 3.2). Sam optoizolator jest układem scalonym (np. MAC 255) posiadającym w swojej strukturze dwa tranzystory pracujące w układzie Darlington-a. Przepływ prądu w tranzystorach może być sterowany bezprądowo za pomocą diody elektroluminescencyjnej. Pierwszy autonomiczny obwód stanowi dioda wraz z rezystorem zabezpieczającym. Drugi obwód to obwód tranzystorów npn i pomocniczego układu z tranzystorem pnp. W momencie gdy dioda „nie świeci” (tj. nie ma impulsu po stronie pierwszego układu), tranzystor Q1 ma nieokreślony potencjał bazy i nie przewodzi prądu ze źródła zasilania (tu +5V). Gdy taki impuls się pojawia następuje optosprężenie powodujące przejście wewnętrznego układu tranzystorów w stan nasycenia. Dochodzi do przyłączenia potencjału masy (ze strony drugiego układu) do bazy tranzystora Q1. Tranzystor zaczyna przewodzić niewielki prąd, co przy wysokiej impedancji wejściowej odbiornika skutkuje pojawieniem się napięcia zasilania na wyjściu VCOM. Dostajemy dodatnia logikę (binarną) pracy naszego układu (klucza elektronicznego). Układ ten był stosowany (m. in.) podczas łączenia klucza analogowego (sterującego przepływem prądu w ścieżkach czipu atomowego) z wyjściami cyfrowymi karty pomiarowej komputera sterującego eksperymentem.

Alternatywnym układem jest bufor napięciowy przedstawiony na Rysunku 3.3. Układ ten powstał na podstawie schematu zamieszonego w publikacji [22]. Sygnał wejściowy podany jest na wejście P1 układu. Potencjał masy i potencjał kanału wprowadzone są na wysokoimpedancyjne wejścia nieodwracające wzmacniaczy operacyjnych pracujących w układzie wtórników. Sygnały wynikowe są analogowo odejmowane na układzie z trzecim wzmacniaczem operacyjnym (rezystory R_2 i R_3 to dzielnik 1/2 sygnału dla wejścia nieodwracającego, rezystory R_1 , R_4 ustalają wzmocnienie jednostko-



Rysunek 3.2: Układ do odseparowania mas na bazie optoizolatora

we układzie). Ostateczny sygnał wyjściowy jest równy sygnałowi wejściowemu. Masa gniazda BNC wyjścia P2 jest praktycznie niezależna od wejścia P1.



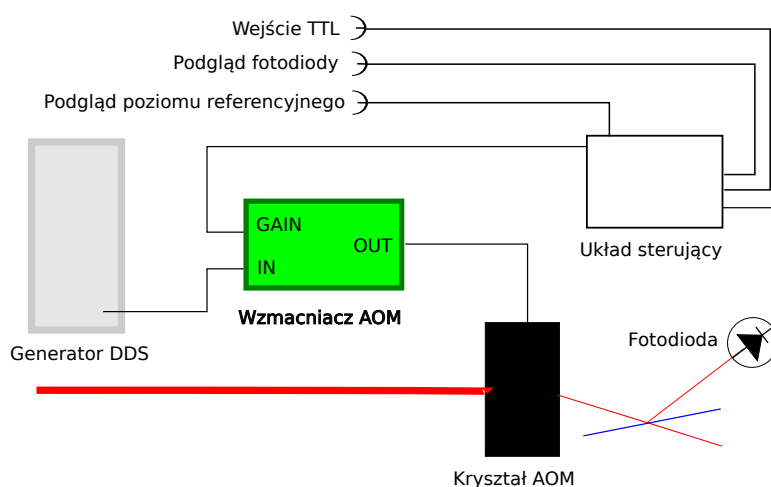
Rysunek 3.3: Układ do odseparowania mas na bazie zestawu wzmacniaczy operacyjnych

Układ ten ma szeroki zakres zastosowań i może służyć do przekazu sygnałów cyfrowych jak i analogowych średniej częstotliwości (do 150 kHz). Tu stosowany był do przekazu napięcia sterującego z komputera do sterownika prądu czipa atomowego. Problemem układu są zakłócenia niskoczęstotliwościowe (do

150 Hz). Pojawiają się one w sposób wręcz naturalny i są efektem wysokiej impedancji wejściowej układu. Ich eliminacja jest trudnym zadaniem. Częściowo sytuację poprawia zastosowanie dobrych kabli połączeniowych oraz eliminacja źródeł zakłóceń.

3.2 Stabilizacja mocy wiązek laserowych

Potrzeba stabilności podstawowych parametrów światła laserowego biorącego udział w pułapkowaniu i obrazowaniu par atomowych jest wręcz naturalna. Stabilizacja częstości emitowanego promieniowania jest dość szerokim tematem, który znalazł krocie rozwiązań i publikacji. W ramach czynności doświadczalnych wykonano i uruchomiono układ do stabilizacji mocy wiązki laserowej. Schemat ideowy układu znajduje się na Rysunku 3.4.



Rysunek 3.4: Stabilizator mocy wiązki: schemat blokowy prezentujący idee działania stabilizacji

W układzie rolę „przesłony” pełni modulator akustyczno - optyczny (kryształ AOM). Sam kryształ może pełnić w układzie optycznym wieloraką rolę: po pierwsze korzystając z ± 1 rzędu wiązki możemy odstrażać częstość promieniowania laserowego po kilkaset megaherców w stosunku do wiązki wejściowej. Takie odstrojenia są bardzo ważne podczas dostrajania się do rezo-

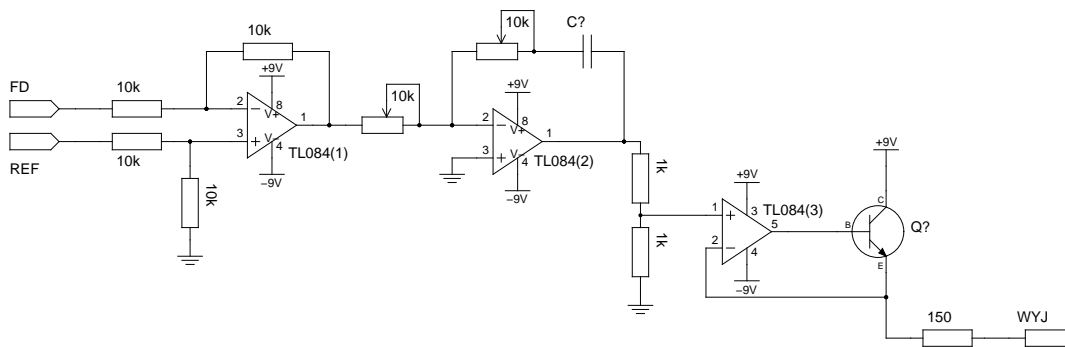
nansów struktury subtelnej i nadsubtelnej atomu. Czas reakcji podczas załączania i rozłączania napięcia wymuszającego oscylacje jest szybki (≈ 750 ns). W związku z tym możemy korzystać z AOM-ów jak z wyłączników wiązki. Jeszcze innym obliczem kryształów akustycznych jest możliwość regulacji mocy wiązki wyjściowej. Zwiększając amplitudę drgań kryształu zwiększamy dysproporcje pomiędzy mocą wiązki ugiętej a wiązki w zerowym rzędzie. Przy pewnej amplitudzie stosunek mocy wyjściowej do mocy wiązki ugiętej osiąga maksimum (0.7 - 0.8) i zaczyna spadać ³. Wszystkie te własności wykorzystujemy w układzie stabilizacji mocy.

Sygnał wymuszający pochodzi z jednego z modułów baterii generatorów DDS. Jest on wzmacniany przez wzmacniacz liniowy. Wzmacniacz ten posiada dodatkowe wejście do sterowania wzmocnieniem (a właściwie osłabieniem) urządzenia. Jeśli na wejście nie podane jest nic, wzmocnienie jest maksymalne. Przy napięciu około 3 V następuje praktycznie całkowite wygaszenie sygnału wyjściowego, co skutkuje wyłączeniem wiązki w +1 rzędzie interferencyjnym ⁴. Za pomocą zewnętrznego układu sterującego możemy stworzyć pętlę sprzężenia zwrotnego sterującą poziomem napięcia podawanego na wejście gain wzmacniacza tak, aby otrzymać żadaną i stałą moc wiązki wyjściowej. Układ taki prezentują Rysunki 3.5 i 3.7.

Na schemacie widzimy zestaw trzech wzmacniaczy operacyjnych. Do układu dochodzą dwa napięcia: jedno pochodzące z fotodiody (FD), która stale kontroluje moc stabilizowanej wiązki oraz drugie: żądane, regulowane napięcie referencyjne (REF), które ma pojawić na wyjściu z fotodiody. Jeśli poziom tych dwóch napięć jest różny powstaje napięcie wyjściowe pierwszego wzmacniacza, które przekazywane jest na układ całkujący (drugi wzmacniacz). Szybkość reakcji na zmiany napięcia pierwszego wzmacniacza można

³w sytuacji krytycznej podczas zwiększania amplitudy funkcja transmisji zależna od amplitudy wymuszenia może się gwałtownie urwać z powodu rozsypania kryształu

⁴istnieją także inne możliwości regulacji mocy lub/i włączania/wyłączenia wzmacniaczy za pośrednictwem programów sterujących. Takie rozwiązania również są stosowane jednak ich opis nie jest tu teraz kluczowy



Rysunek 3.5: Stabilizator mocy wiązki: schemat układu (opis w tekście)

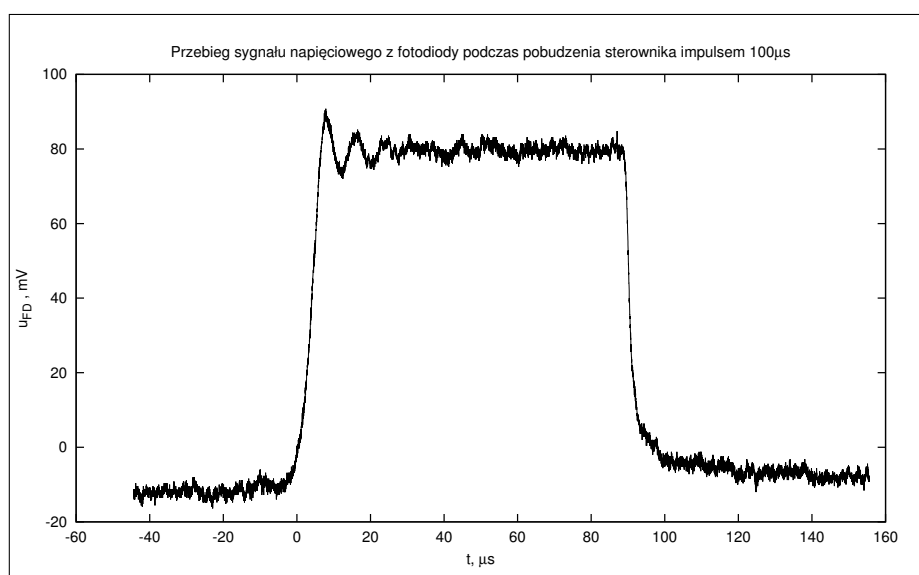
regulować za pomocą dwóch potencjometrów. Napięcie wyjściowe z układu całkujące podawane jest na dzielnik $1/2$ a potem na średniomocowy wtórnik napięciowy (trzeci wzmacniacz i tranzystor NPN). Stamtąd sygnał przekazywany jest już do niskoimpedancyjnego wejścia „gain” wzmacniacza AOM.

Układ jest w stanie równowagi wtedy, gdy dwa napięcia wejściowe (tj. fotodiody i referencyjne ⁵) są sobie równe. Przy zmianach mocy wejściowej wiązki zmienia się poziom napięcia regulującego wzmocnienie wzmacniacza AOM tak, aby moc wiązki wyjściowej była stała. Sam poziom napięcia ustala się eksperymentalnie. Należy mieć na uwadze fakt, że wiązka padająca na fotodiode jest niewielkim procentem stabilizowanej wiązki wykorzystywanej w właściwym torze optycznym.

Układ ten nadaje się także do generowania krótkich impulsów świetlnych. Odpowiednio kluczując napięcie referencyjne można uzyskać impulsy świetlne o długościach $\approx 100\mu s$. Oczywiście dla tak krótkich czasów daje o sobie znać bezwładność wszystkich składowych układu widoczna szczególnie przy dużych wzmocnieniach. Efekty stabilizacji wiązki dla sygnału referencyjnego $\approx 80mV$ przedstawia Rysunek 3.2.

Ponieważ liczba wyjść analogowych komputerowego zestawu do kontroli

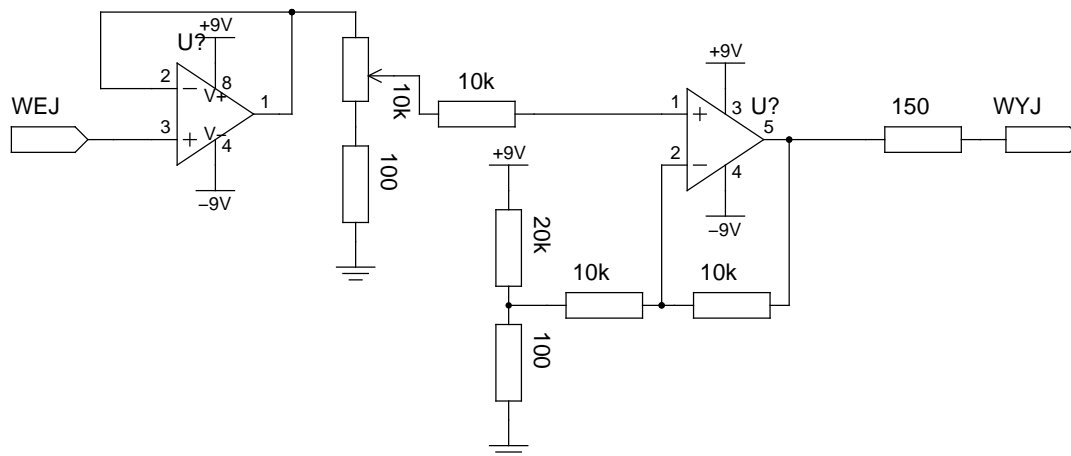
⁵mniej więcej przedział od 100 mV do 3 V jeśli chodzi o aktywną pracę układu (przepuszczanie wiązki)



Rysunek 3.6: Zmiany napięcia sygnału fotodiody podczas sekwencji z impulsem prostokątnym o szerokości $100\mu s$

eksperymentu jest ograniczona, a permanentna regulacja ostatecznego poziomu mocy nie jest konieczna do, układu dołączono jeszcze jeden moduł pozwalający „przekonwertować” sygnał TTL na wyjściowy dowolny poziom napięcia referencyjnego ustawianego ręcznie. Konwerter prezentuje schemat na Rysunku 3.7.

Sygnał TTL z komputera (+5V) podawany jest na nieodwracające wejście wzmacniacza operacyjnego (WEJ) działającego jako wtórnik. Następnie jego część (regulowana potencjometrem) podawana jest na sumator. Sumator sumuje ten sygnał z drugim stałym napięciem o wartości $\approx -15mV$. Jeśli napięcie z wtórnika wynosi zero (nie ma sygnału TTL - wiązka ma być wyłączona) na wyjściu sumatora mamy poziom napięcia wyjściowego $\approx -15mV$. Mniej więcej takie napięcie potrzebne jest do znielowania napięcia offsetowego fotodiody, która nawet w przypadku braku wiązki posiada niezerowe napięcie na wyjściu. Przy braku tego zabiegu po wyłączeniu sygnału TTL układ regulacyjny był oszukiwany przez fotodiode i przepuszczał przez AOM wiązkę o niewielkim natężeniu, która mogła zakłócić eksperyment.



Rysunek 3.7: Układ pomocniczy stabilizatora: przesuwnik poziomów TTL (opis w tekście)

Poziom aktualnego napięcia referencyjnego można podejrzeć podłączając przyrząd pomiarowy do wyjścia testowego. Na obudowie urządzenia dostępny jest także rozgałęźnik do wyprowadzenia sygnału z fotodiody będącej w układzie regulacyjnym. Zalecane jest także stosowanie drugiej fotodiody pomocniczej (nie mającej żadnego kontaktu z układem sterowania) do dodatkowej kontroli pracy układu pomiarowego.

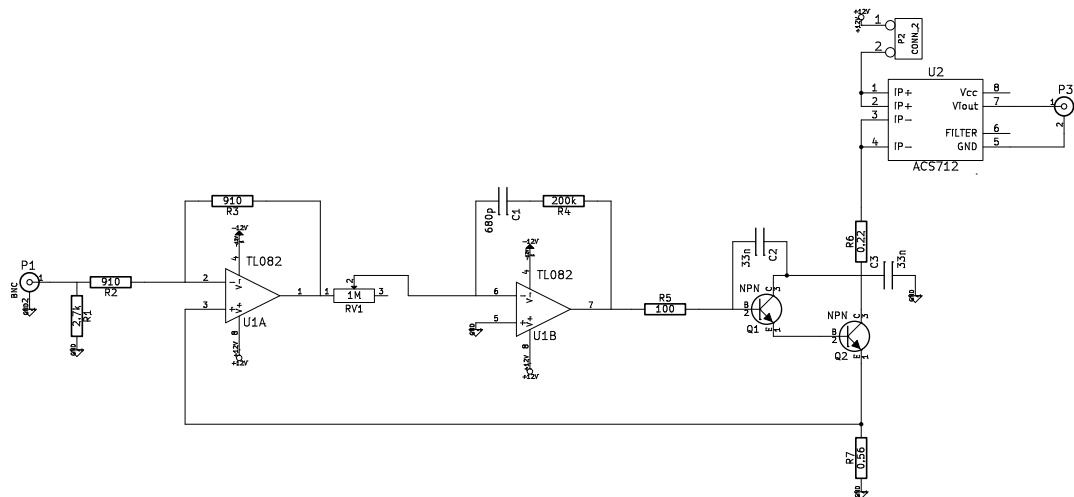
W doświadczeniu sterowniki mocy były wykorzystywane do stabilizacji natężenia wiązki obrazującej oraz natężenia wiązki pompującej (por. 2.2 i 4.3).

3.3 Stabilizacja prądu w przewodnikach wytwarzających pole magnetyczne

W układzie eksperymentalnym niezbędne jest wytworzenie i utrzymanie stabilnych pól magnetycznych. Stąd potrzeba stabilizacji przepływu prądu w cewkach gradientowych, cewce Z - coil oraz ścieżkach czipu atomowego. Poniżej zaprezentowano dwa układy służące do sterowania prądem w przewodnikach wytwarzających pole.

3.3.1 Stabilizacja prądu w ścieżkach czypa atomowego

Układ sterujący natężeniem prądu w ścieżkach czypa atomowego znajduje się na Rysunku 3.8. W skład obwodu wchodzi dwa wzmacniacze operacyjne.



Rysunek 3.8: Układ stabilizacji prądu w ścieżkach czypa atomowego

Pierwszy działa jako komparator wejściowego napięcia referencyjnego oraz spadku potencjału na oporniku mierzącym R_7 . Drugi działa jako układ całkujący, którego stałą czasową możemy regulować za pomocą potencjometru RV_1 . Sygnał z układu całkującego podawany jest na układ tranzystorów, które sterują przepływem prądu w całej prawej gałęzi od plusa zasilania do masy. Tranzystor Q1 to pospolity BC546B o wydajności prądowej do 700 mA. Prąd emitera przekazywany jest do bazy tranzystora mocy 2N3055 (wydajność prądu emitera do 15 A).

W stanie o ustalony napięciu referencyjnym powinien panować stan ustalony w całym układzie. Wtedy wzmocnienie układu całkującego dąży do nieskończoności. Napięcie na bazie tranzystora musi być skończone i niewielkie. Z uwagi na to, napięcie wyjściowe sumatora powinno być bliskie zeru. Wynika stąd, że napięcie referencyjne (U_{ref}) podzielone przez dzielnik R_2 i R_3 ($1/2$) musi być równe spadkowi potencjału na rezystorze mierzącym R_7 .

Wobec tego

$$\frac{1}{2}U_{ref} = R_7 I ,$$

$$I = \frac{1}{2R_7}U_{ref} .$$

Przy zastosowaniu opornika o wartości 0.56Ω współczynnik proporcjonalności przy napięciu referencyjnym powinien wynosić 0.89 V/A . Doświadczalnie okazało się że był mniejszy (0.81 w jednym układzie i 0.85 w drugim). Przyczyną rozbieżności mogą być subtelne różnice w wartościach znamionowych rezystorów oraz faktyczne ich wartości.

Prąd emitera tranzystora Q2 jest w przybliżeniu równy dla całej prawej gałęzi układu. Możliwa jest także niezależna kontrola przepływającego prądu poprzez pomiar napięcia na rezystorze R_6 . Należy pamiętać tu o problemie zwarcia mas (por. w rozdz. 3.1 i Rysunek 3.1). Złącze pomiarowe BNC do wyprowadzenia sygnału kontrolnego jest złączem izolowanym. W celu podłączenia sieciowej aparatury pomiarowej należy zasilić ją z transformatora separującego⁶.

Przewody zasilające ścieżkę czipu atomowego wpina się w złącze P2. W układzie dodano jeszcze jeden scalony obwód pomocniczy: czujnik Halla ASC712 firmy Allegro MicroSystems. Dodatek ten pozwala na bezinwazyjny pomiar prądu przepływającego przez główną gałąź obwodu. Zapewnienie izolowanego pomiaru prądu było zrobione z myślą o późniejszym dołączeniu do sterownika układu zabezpieczającego przed przegrzaniem, wykonanym na bazie mikrokontrolera (opis w rozdziale 3.5.2). Układ ASC712 zasilany jest z oddzielnego źródła zasilania ($+5 \text{ V}$) i posiada odrębne izolowane gniazdo pomiarowe (V_{Iout}). Na wyjściu tym podawane jest napięcie równe połowie napięcia zasilania (w przypadku braku przepływu prądu), które zmienia się liniowo wraz ze wzrostem natężenia prądu przepływającego przez układ.

⁶układ przystosowany do pracy ze średnim napięciem AC zawierający transformator o przekładni jednostkowej. Gwarantuje elektryczne odseparowanie urządzenia od sieci energetycznej

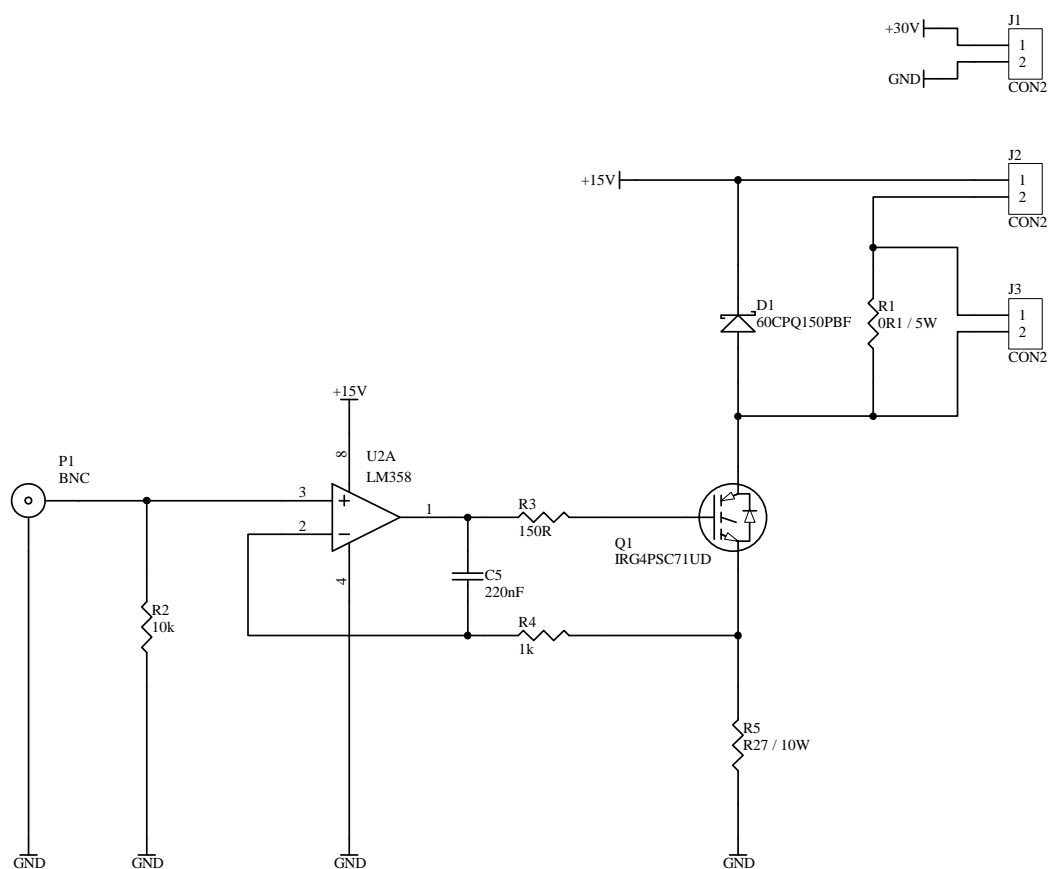
Sterownik musi zaspokoić zapotrzebowanie na moc wymaganą w eksperymencie. Docelowo przez ścieżki ma przepływać prąd o maksymalnym natężeniu 3 A. Aby nie doszło do przegrzania samego układu zastosowano specjalny radiator odprowadzający ciepło z tranzystora i oporników mierzących.

3.4 Stabilizacja prądu w dużej cewce typu Z - coil

Do sterowania prądem w dużej, zewnętrznej cewce typu Z - coil używamy układu przedstawionego na Rysunku 3.9. Jego prototyp powstał w naszym laboratorium na podstawie [7]. Ostateczną wersję układu wykonał pan mgr Tomasz Nowak (pracownik Zakładu Optyki Atomowej). Wzmacniacz pełni rodzaj komparatora napięcia sterującego podawanego na wejście P1 oraz napięcia na oporniku mierzącym R_5 . Elementem sterującym jest tranzystor IGBT IRG4PSC71UDPBF. Rezystory R_3 , R_4 oraz kondensator C_5 zabezpieczą przed wzbudzeniem oscylacji. Przewody zasilające cewkę doprowadzamy do złącza J2. Za pomocą złącza J3 możemy mierzyć zewnętrznie aktualny przepływ prądu przez cewkę. Dioda D1 zabezpiecza układ przed uszkodzeniem w momencie włączania i wyłączania prądu o wysokim natężeniu (niweluje wyindukowane napięcie na cewce).

3.5 Zabezpieczenia termiczne cewek i czipa atomowego

Z uwagi na spore prądy przepływające przez przewodniki wytwarzające pole potrzebna jest automatyczna kontrola, która zabezpieczy je przed przegrzaniem i zniszczeniem. Choć producent zapewnia, że owe elementy potrafią przyjąć duże moce, zniszczenie mogłoby narazić laboratorium na spore koszty oraz znaczne przestoje w pracach doświadczalnych. Innym aspektem jest możliwość awarii sterowników prądu. Może dojść do przegrzania elementów



Rysunek 3.9: Układ stabilizacji prądu w cewce Z - coil. Rysunek pochodzi z dokumentacji technicznej dostarczonej przez wykonawcę (pana Tomasza Nowaka)

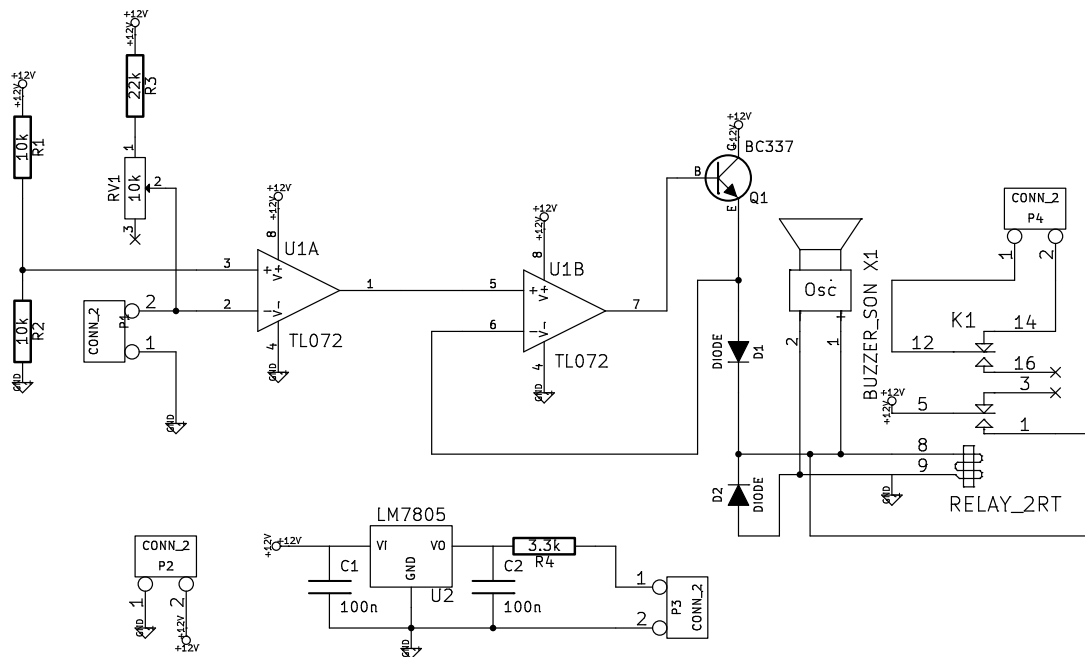
półprzewodnikowych i zwarcia, które spowoduje niekontrolowany przepływ prądu mogący wyrządzić szkody.

3.5.1 Zabezpieczenie termiczne cewki Z - coil

Łatwiejsza ideowo i technicznie w zabezpieczeniu okazała się górna cewka w kształcie litery Z. Jest ona nawinięta na aluminiową konstrukcję przymocowaną do aluminiowego stelaża. Druty nawojowe wytrzymują temperaturę $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ ⁷. Nieuszkodzony zwój ma rezystancję równą około $0.7\ \Omega$. Z racji

⁷tak zapewnia producent.

otwartej konstrukcji i dostępu do przewodników możliwy jest bezpośredni pomiar i kontrola temperatury. Schemat układu kontrolującego temperaturę prezentuje Rysunek 3.10.



Rysunek 3.10: Zabezpieczenie termiczne cewki Z-coil

Na schemacie widzimy dwa wzmacniacze operacyjne. Pierwszy działa jako komparator. Do komparatora doprowadzone są dwa dzielniki napięć. Jeden (stały) podający cały czas połowę napięcia zasilającego na nieodwracające wejście wzmacniacza. Drugi dzielnik składa się z rezystora, potencjometru oraz konektora P1 do którego dołącza się termistor szybki NTC. Termistor ten gwałtownie zmienia swoją rezystancję przy wzroście temperatury (wraz ze wzrostem temperatury rezystancja maleje). Przy dużym wzroście temperatury napięcie na wejściu odwracającym maleje. Dochodzi do momentu, w którym wzmacniacz zostaje przerzucony w plus zasilania. Napięcie wyjściowe zostaje podane na wtórnik zbudowany z drugiego wzmacniacza i tranzystora. Zasilająco buzzer alarmowy oraz przekaźnik. Zasilony przekaźnik rozwiera styki konektora P4 oraz sam do siebie doprowadza zasilanie. Wyłączenie alar-

mu może nastąpić wyłącznie przy interwencji operatora (odcięcie zasilania z zasilacza niskonapięciowego).

Cewka zasilana jest z dwóch zasilaczy specjalistycznych firmy Delta Elektronik. Są to zasilacze o wydajności prądowej do 100 A i napięciowej do 15 V. Posiadają one szereg wejść kontrolno pomiarowych. Zasilacze połączone są szeregowo dla zwiększenia wydajności napięciowej. Jednym z wejść sterujących jest wejście dwuprzewodowe INTERLOCK, które przy rozwarciu odcina napięcie i przerywa dopływ prądu do wyjść niskonapięciowych⁸. Właśnie rozwarcie styków konektora P4, do którego podłączone jest wejście INTERLOCK jednego z zasilaczy powoduje wyłączenie zasilacza i dopływu prądu do cewki Z - coil. W układzie zabezpieczającym wystarczy odcięcie tylko jednego wejścia INTERLOCK. Zasilacze pracują w układzie szeregowym i są tego „świadome”. Producent zadbał o dodatkowe sterowanie i kompatybilność zasilaczy łączonych szeregowo (równolegle) dodając dodatkowe porty komunikacyjne (kable proste typu skrętka zarobione złączami RJ45). Jeden zasilacz jest zasilaczem MASTER a drugi zasilaczem SLAVE. Zasilacz SLAVE jest ubezwłasnowolniony jeśli chodzi o dobór poziomu napięcia i prądu. Wszystkie parametry ustawiamy na zasilaczu MASTER. Podczas ustawiania napięcia na pierwszym zasilaczu, poziom napięcia na drugim wtóruje poziomowi napięcia na pierwszym (napięcie wyjściowe jest sumą obu napięć, która to jest w przybliżeniu równa dwukrotności napięcia na zasilaczu MASTER). Prąd zasilaczy pracujących w układzie szeregowym jest oczywiście identyczny w obydwu zasilaczach. Wyłączenie zasilacza MASTER powoduje unieruchomienie zasilacza SLAVE.

Układ dba także o uniemożliwienie włączania sterownika prądu cewki bez uruchomienia urządzenia zabezpieczającego. Na schemacie widzimy stabilizator napięciowy, obniżający napięcie do 5 V. Napięcie to podawane jest na konektor P3. Stamtąd dochodzi do złącza sterującego zasilaczem MASTER. Zasilacz ten pracuje w trybie zewnętrznego sterowania napięciowego.

⁸fabrycznie do złącza dołączana jest zworka tak, aby dopływ prądu nie był blokowany

Do złącza sterującego doprowadzamy napięcie od 0 do +5 V. Maksymalne napięcie sterujące oznacza maksymalne napięcie wyjściowe zasilacza. Jego brak oznacza brak napięcia wyjściowego. W zakresie napięć [0,5] V mamy sterowanie liniowe. Jeśli urządzenie zabezpieczające przed przegrzaniem nie zostanie uruchomione, napięcie sterujące będzie bliskie zeru i na wyjściu zasilaczy zasilających cewkę nie pojawi się napięcie wyjściowe.

Kolejnym zabezpieczeniem jest przełącznik skomasowany ze złączem DC doprowadzającym kable połączeniowe pomiędzy termistorem a konektorem P1 (przełącznik nie zawarty w schemacie). Jeśli kabel od termistora zostanie odłączony następuje zwarcie wejścia odwracającego wzmacniacza z masą i przeprowadzenie wyjścia wzmacniacza w stan wysoki (tym samym uruchomienia zabezpieczenia).

Za pomocą potencjometru RV1 można regulować próg załączenia zabezpieczenia. Urządzenie testowano nagrzewając termistor za pomocą opalarki z elektroniczną regulacją temperatury. Górny próg temperatury powietrza wynosił około 100 - 150 °C . Dolny (najbardziej restrykcyjne ustawienie zabezpieczenia) trudno było ustalić. Trudno o precyzyjną korelację ustawienia potencjometru i temperatury zwojów cewki. Termistor umieszczony jest w aluminiowej obudowie a czas przepływu energii z cewki do obudowy (i z obudowy do otoczenia) może być znacznie dłuższy niż szybkość zmian temperatury cewki. Zapobiegawczo potencjometr został ustawiony w tryb niskiej temperatury. Z upływem czasu ustawienia progu temperatury były łagodzone po ręcznym skonfrontowaniu temperatury cewki tuż po załączeniu alarmu.

3.5.2 Zabezpieczenie termiczne ścieżek czipa atomowego

Jeszcze bardziej wrażliwym na skutki przepływu dużych prądów są ścieżki czipa atomowego. Ścieżki mają szerokość kilkudziesięciu mikrometrów. Przepływa przez nie prąd maksymalny o wartości 3 A. Dodatkowo nie mamy bezpośredniej metody pomiaru aktualnej temperatury ścieżek, gdyż znajdu-

ją się one w próżni. Powstał więc pomysł, aby temperaturę oszacować na podstawie zgromadzonej energii zliczonej przez cyfrowy układ całkujący o długiej stałej czasowej. Układ powstał na bazie mikroprocesora ATTINY - 85. Schemat realizacji całego urządzenia przedstawia Rysunek 3.11.

Napięcie zasilające doprowadzane jest do mikrokontrolera za pośrednictwem stabilizatora scalonego +5 V. Poprawność pracy stabilizatora i doprowadzenie napięcia do czipa sygnalizuje zielona dioda na obudowie D1.

Ponieważ istnieje potrzeba zabezpieczenia dwóch przewodników układ będzie zliczał energię dla dwóch niezależnych kanałów pomiarowych. Sygnał ⁹ doprowadzany jest do wejść PB2 i PB4, gdzie zostaną uruchomione przetworniki analogowo cyfrowe. Stabilizację napięcia wejściowego oraz jego zerowanie w przypadku braku podłączenia kabla zapewniają kondensatory C_2 i C_3 oraz rezystory R_1 i R_2 . Korzystamy z faktu, że nawet przy zerowym przepływie prądu napięcie wyjściowe z czujnika ASC712 (patrz Rysunek 3.8) jest równe + 2.5 V więc możemy na bazie programu startowego procesora zapewnić zabezpieczenie przed przypadkowym odłączeniem kabla pomiarowego lub / i niewłączeniem czujnika Halla ¹⁰.

Ponieważ nie wiemy czy będziemy wykorzystywać obydwie czujniki naraz, dodatkowo możliwe jest doprowadzenie do drugiego kanału „na sztywno” potencjału +0.6 V ze stabilizatora +5 V za pomocą przełącznika SW1 oraz dzielnika R_2 , R_4 . Przełączenie przełącznika zapewnia minimalny poziom napięcia wejściowego, przy którym nie zostaje włączony alarm uruchamiany w przypadku rozłączenia kabla pomiarowego lub nieuruchomienia czujnika przepływu prądu.

Stan wyjścia PB3 będzie zmieniany okresowo podczas przechodzenia kolejnych obiegów pętli głównej tak aby była możliwa obserwacja migania diody D2 i naoczna kontrola pracy systemu. Tranzystor Q1 zapewnia zwiększenie

⁹jest to poziom napięcia z czujników Halla zamontowanych w sterownikach prądu (Rysunek 3.8)

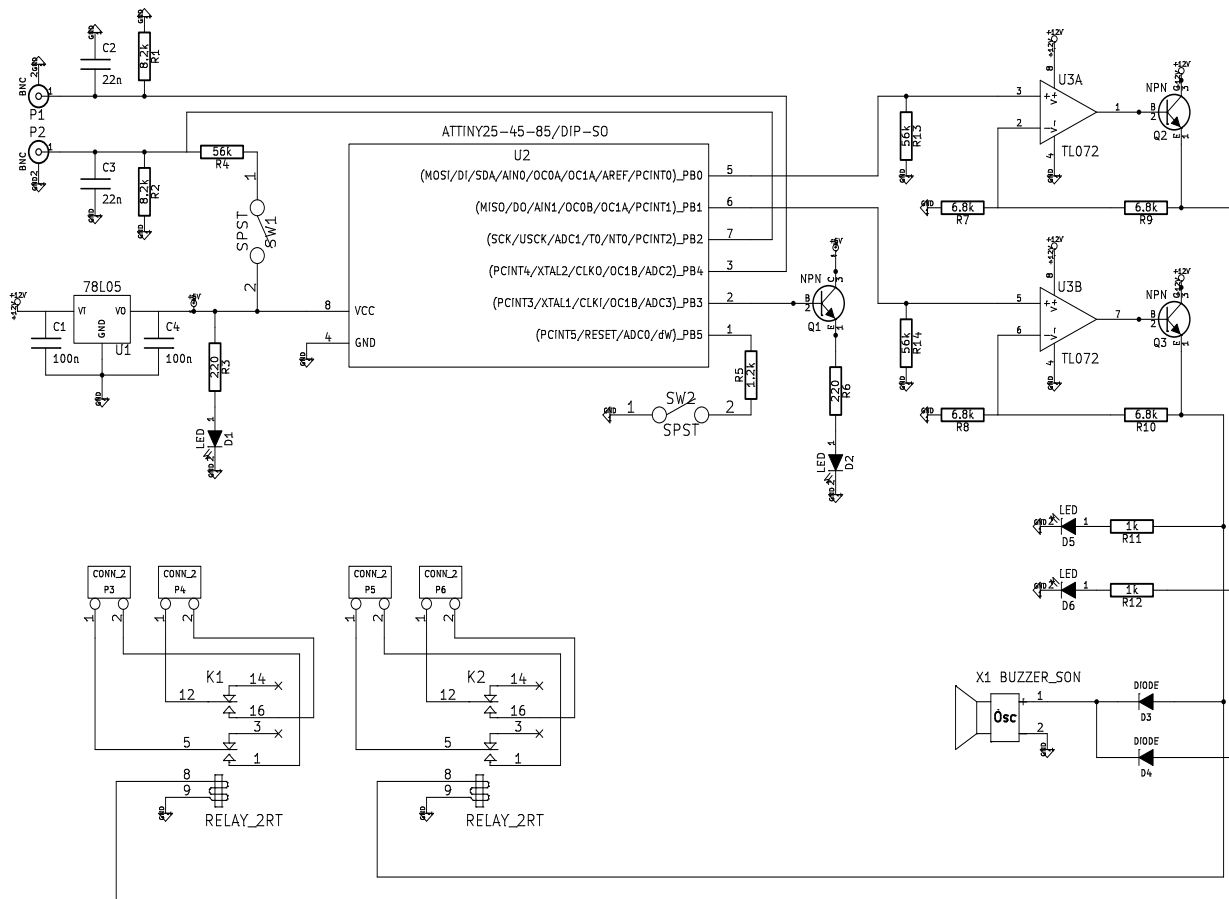
¹⁰wszystkie te kwestie zostaną wyjaśnione w Dodatku B gdzie znajduje się opis programu czipa. Tutaj zajmujemy się kwestiami elektrycznymi.

wydajności prądowej niezbędnej do zapalenia diody.

Po przejściu w stan alarmu któregoś z kanałów, załączane są wyjścia PB0 lub / i PB1. Sygnały podawane są na średniowydajne wtórniki napięciowe. Każdy z nich zasilą swój zestaw interwencyjny: czerwoną diodę (D5, D6) oraz przekaźnik. Dodatkowo uruchamiany jest buzzer (wspólny dla obydwu kanałów ale odseparowany diodami D3, D4). Rezystory $R_7 - R_{10}$ potrzebne są do podniesienia potencjału na wyjściu wtórника z +5 do +10 V tak, aby możliwa była właściwa praca przekaźników.

Zasilone przekaźniki zwierają styki $P_3 - P_6$. Za pomocą tych styków wyłączamy zasilacze zasilające ścieżki czipa atomowego. Są to zasilacze typu NDN DF1730SB3A oraz NDN DF1731SB5A. Nie mają one montowanego fabrycznie wejścia sterującego typu INTERLOCK. Idea awaryjnego wyłączenia jest prosta: każdy kanał zasilacza ma swój potencjometr do regulacji prądu i napięcia. Skręcenie potencjometrów wiąże się ze zrównaniem potencjałów dwóch styków potencjometru. Doprowadzając do tych styków kable sterujące podpięte do konektorów sterowanych przez mikrokontroler możemy z zewnątrz zewrzeć te styki, co będzie odebrane przez cały skompilowany układ sterujący zasilaczem jako informacja, że na wyjściach zasilacza ma być potencjał równy zero a także ma nie płynąć prąd. Prosta idea zdała egzamin eksperymentalny. Po zamontowaniu kabli i założeniu na obudowie listw zaciskowych można było zwierać styki potencjometrów i doprowadzać do skrajnych nastaw prądu i napięcia. Dodatkowo złącza mogą posłużyć do ustawiania górnego progu prądu zasilacza.

Całość programu startowego mikrokontrolera z opisem i komentarzami znajduje się w Dodatku B.



Rysunek 3.11: Układ do zabezpieczania ścieżek czipa atomowego przed nadmiernym przegrzaniem (opis w tekście)

Rozdział 4

Przykładowy pomiar w układzie eksperymentalnym: wyznaczenie częstości rezonansowych pułapki atomowej

Poszczególne etapy związane z budową kolejnych urządzeń elektronicznych obsługujących układ, były kończone licznymi testami zarówno przy stole montażowym jak i po umieszczeniu w konkretnym miejscu przeznaczenia. Urządzenia spełniały swoje zadania co umożliwiło rozpoczęcie konkretnych prac badawczych. Jednym z eksperymentów była obserwacja rezonansu parametrycznego i liniowego. Metoda ta pozwala na wyznaczenie rzeczywistej częstości charakterystycznej pułapki atomowej (tzw. **częstości pułapki**) - parametru zależnego od masy atomu oraz kształtu studni potencjału.

4.1 Zarys problemu

Podstawowe parametry pól elektromagnetycznych wiązek światła laserowego oraz wytworzonego zewnętrznego pola magnetycznego mają wpływ na kształt oraz przestrzenne położenie minimum studni potencjału pułapki atomowej. Podczas zaburzenia tych parametrów pułapka atomowa staje się niestabilna

następstwem czego są efekty związane z redystrybucją energii oraz zmianą liczby atomów. Przykładowymi efektami jest otrzymanie rezonansu liniowego i parametrycznego w pułapce harmoniczej.

Patrząc od strony mechaniki klasycznej, zaburzenia mogą powodować zmianę położenia bądź zmianę współczynnika sprężystości (przy stałej masie : zmianę częstości własnej) w modelowym układzie jednowymiarowego oscylatora harmonicznego [17]. W ogólności zmiany powyższych parametrów mogą zachodzić równocześnie i ujawniać się dla charakterystycznych sobie częstotliwości.

W przypadku modulacji częstości własnej układu Hamiltonian jest zależny od czasu z powodu pojawienia się czynnika zaburzającego $\epsilon(t)$:

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2}\omega_x^2[1 + \epsilon(t)]x^2 .$$

Można pokazać, że jeśli współrzędna x zmienia się harmonicznym jak $x_o \cos \omega_x t$, a zaburzenie $\epsilon(t)$ zmienia się w czasie jak $\epsilon_o \sin 2\omega_x t$, to energia układu rośnie eksponencjalnie ze stałą szybkością $\epsilon_o \omega_x$ (która jest jednocześnie dwukrotną szerokością linii rezonansu). W przypadku atomów znajdujących się w studni potencjałów taki wzrost energii będzie wiązał się z ich wyswobodzeniem a tym samym ze znacznym spadkiem populacji spułapkowanych atomów.

Dokładniejsze obliczenia szybkości ogrzewania układu można przeprowadzić na gruncie mechaniki kwantowej stosując pierwszy rząd rachunku zaburzeń. Dla atomu znajdującego się w chwili czasu $t = 0$ w stanie $|n\rangle$ średnia szybkość przechodzenia do stanu $|m \neq n\rangle$ w interwale czasu T jest zadana przez funkcjonal pozadiagonalnego elementu macierzy przejścia:

$$\begin{aligned} R_{m \leftarrow n} &= \frac{1}{T} \left| \frac{-i}{\hbar} \int_0^T dt' H'_{mn}(t') e^{i\omega_{mn}t'} \right|^2 = \\ &= \left(\frac{M\omega_x^2}{2\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i\omega_{mn}\tau} \langle \epsilon(t)\epsilon(t+\tau) \rangle | \langle m|x^2|n \rangle |^2 . \end{aligned}$$

Wyliczenie elementu macierzowego sprowadza się do wyliczenia elementu pozadiagonalnego operatora położenia \hat{X}^2 . Zakładamy, że czas T jest krótki w

porównaniu do czasów przejść pomiędzy poziomami w pułapce atomowej, lecz długi w stosunku do czasu autokorelacji zewnętrznych fluktuacji stałej sprężystości. Przedział całkowania rozciągamy więc od $-\infty$ do $+\infty$. Z racji parzystości operatora \hat{X}^2 musimy brać stany różniące się o dwie kolejne liczby kwantowe. Ostatecznie otrzymujemy, że szybkość przejść zależna jest od gęstości spektralnej (jednostronnej) definiowanej jako:

$$S_k(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\tau \cos \omega\tau \langle \epsilon(t)\epsilon(t+\tau) \rangle ,$$

$$R_{n+2 \leftarrow n} = \frac{\pi\omega_x^2}{16} S_k(2\omega)(n+1 \pm 1)(n \pm 1) .$$

Do obliczenia szybkości zmian całkowitej energii w układzie należało by wysumować przyczynki od wszystkich możliwych poziomów energetycznych (z których każdy możemy traktować jako poziom wyjściowy) z uwzględnieniem prawdopodobieństwa pojawienia się atomów o takich energiach. Ostatecznie okazuje się, że szybkość zmian energii zależna jest od średniej energii układu:

$$\langle E_x(t)' \rangle = \frac{\pi}{2} \omega_x^2 S_k(2\omega_x) \langle E_x(t) \rangle .$$

Rezonansowe zamiany energii związane z modulacją parametrów pułapki (częstości własnej ω_o) nazywamy rezonansem parametrycznym. Oprócz sytuacji w której obserwujemy rezonans przy częstości dwa razy większej niż częstość pułapki możemy go też obserwować dla częstości mniejszych spełniających warunek ¹:

$$\omega_r = \frac{2\omega_o}{n} \wedge n \in \mathbb{Z}.$$

Podobnie obliczenia przebiegają dla sytuacji w której modulujemy położenie oscylatora harmonicznego. Zaburzony Hamiltonian ma postać:

$$H = \frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2} \omega_x^2 (x - \epsilon(t))^2$$

Po wyliczeniu szybkości zmian energii dla poszczególnych poziomów i obliczeniu zmian energii całkowitej w czasie otrzymujemy wyrażenie zależne

¹wynik kolejnych rzędów rachunku zaburzeń

od wyłącznie od gęstości spektralnej energii fluktuacji, masy oraz częstości pułapki:

$$\langle E_x(t)' \rangle = \frac{\pi}{2} M \omega_x^4 S_k(\omega_x) .$$

Zmiany zachodzą przy częstości rezonansowej równej częstości pułapki. Otrzymujemy rezonans liniowy.

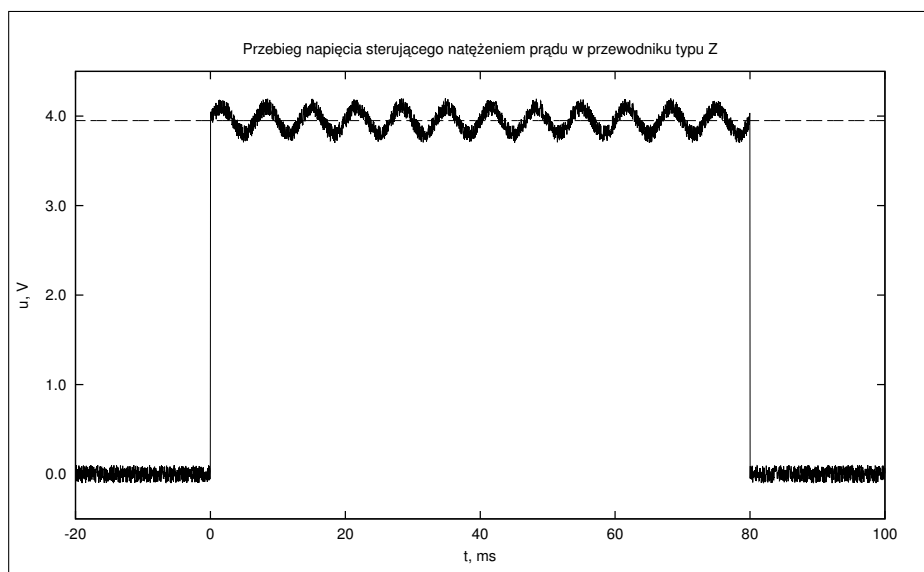
4.2 Realizacja konkretnego eksperymentu

Podczas eksperymentu mającego na celu zobrazowanie rezonansu liniowego i parametrycznego modulowano natężenie prądu w cewkach przewodnika typu Z czipa atomowego. Modulacja prądu powoduje zmiany pola magnetycznego skutkujące fluktuacjami stałej sprężystości (tym samym częstości własnej) oraz położenia pułapki.

Prąd stabilizowany jest za pomocą przygotowanego sterownika (opisano w rozdziale 3.3). Na wejście sterujące w typowym pomiarze podawany jest impuls prostokątny zapewniający stały przepływ prądu przez 1 s. W eksperymencie z pomiarem podajemy na wejście sterujące sygnał z liniowego sumatora napięć. Napięcie sterujące jest sumą standardowego impulsu sterującego i napięcia z generatora funkcyjnego wytwarzającego przebieg sinusoidalny o stałej częstości i amplitudzie. Dzięki temu natężenie prądu w przewodniku pola jest zaburzone i możemy badać wpływ fluktuacji pola na liczebność populacji atomów w pułapce magnetycznej.

4.3 Przebieg typowych pomiarów

Podczas pomiarów niezbędne jest uruchomienie w układzie eksperymentalnym pułapki magnetycznej. Sam proces wytworzenia składa się z kilku etapów, podczas których gaz atomowy zostaje schłodzony do temperatury kilkadziesiąt μK . Chmura zostaje zobrazowana metodą absorpcyjną, co umożliwia każdorazowe wyznaczenie gęstości optycznej gazu a tym samym wyli-



Rysunek 4.1: Przebieg przykładowego napięcia sterującego podawanego na wejście sterownika prądu przewodnika typu Z. W typowej sekwencji ma ono przebieg zwykłego impulsu prostokątnego o wartości maksymalnej zaznaczonej przerywaną linią (3.95 V). Do pomiaru używamy impulsu, którego poziom szczytowy jest modulowany. Tu amplituda modulacji wynosi 300 mV a częstotliwość 150 Hz.

czenia liczby spułapkowanych atomów.

Sekwencja pomiarowa sterowana jest za pomocą programu komputerowego obsługującego 21 wyjść cyfrowych (U_{wyj} 0 lub 5 V) oraz 8 wyjść analogowych (U_{wyj} od -10V do 10V z dokładnością ≈ 0.3 mV) karty pomiarowej National Instruments PXIe-6259. Poglądowy opis wyjść znajduje się w Dodatku C.

4.3.1 Ładowanie dolnego i górnego MOT-a

Przy załączonym dyspenzerze rubidu oraz pompie jonowej kieruje się na dolną komórkę wiązki z lasera chłodzącego (TA - pro firmy Toptica) oraz repompującego. Laser chłodzący stabilizowany jest do przejścia atomowego $5^2S_{3/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F = 3$ a repompujący $5^2S_{3/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F = 2$. Na dole źródłem pola magnetycznego są magnesy stałe natomiast na górze uruchamiamy cewki gradientowe. Używamy do tego jednej z trzech par ce-

wek (tzw. przedniej i tylnej). Dodatkowo, za pomocą niewielkiego natężenia prądu w cewkach górnej i dolnej ustalamy wysokość chmury atomów rubidu.

4.3.2 Kompresja pułapki magneto - optycznej

Po załadowaniu pułapki następuje proces kompresji chmury i dalszego chłodzenia. Wiązki dolnej pułapki magnetyczno - optycznej zostają wyłączone. Za pomocą sterownika modulatora akustyczno - optycznego wiązki górnej pułapki magnetyczno optycznej zostają odstrojone od rezonansu przejścia atomowego (4, 5 szerokości linii przejścia). Stopniowo zmniejszana jest moc lasera repompującego, który w dalszych etapach będzie nieprzydatny. Zwiększamy natężenia prądu we wszystkich trzech parach cewek zwiększając gradient pola magnetycznego. Dzięki większemu odstrojeniu wiązki siły pułapkujące działają na szeroką (z uwagi na prędkość) klasę atomów. W miejscu minimum potencjału pola magnetycznego otrzymujemy gęstą populację zimnych atomów ($T \approx 150 \mu K$).

4.3.3 Chłodzenie z gradientem polaryzacji

Kolejnym etapem jest chłodzenie bez użycia silnych pól magnetycznych w układzie z gradientem polaryzacji. Sam proces chłodzenia opisaliśmy w ostatnich akapitach rozdziału 1.2.3. Następnie wyłączamy wiązki chłodzące gaz atomowy, w układzie górnego MOT-a. Natężenie lasera repompującego zmniejszamy. W zestawie cewek górnej i dolnej zmieniamy kierunek przepływu prądu w jednym zwoju (otrzymujemy układ Helmholtza o jednorodnym polu) i zmniejszamy natężenie. Słabe pole magnetyczne ustala nam oś kwantyzacji. Za pomocą wiązki lasera pompującego o polaryzacji kołowej dostrojonej do przejścia $5^2S_{3/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F = 2$ następuje pompowanie momentów magnetycznych atomów do momentu otrzymania maksymalnego rzutu na oś kwantyzacji.

4.3.4 Transport atomów w okolicy czipa atomowego

Atomy muszą znaleźć się w niewielkiej odległości od czipa atomowego tak, aby być w polu oddziaływania Z - przewodnika. Transportu dokonujemy za pomocą zewnętrznej cewki typu Z umieszczonej nad komorą próżniową. Prąd cewki zmieniamy liniowo od dużej wartości (20 A) do zera. Jednocześnie uruchamiamy zestawy cewek prawą i lewą aby zapewnić pionowy przesuw chmury atomowej w górę układu. Stopniowo zmniejszany prąd zewnętrznej cewki Z - coil przesuwa minimum wytwarzanego przez nią potencjału do miejsca gdzie utrzymywaniem atomów może zająć się przewodnik zbudowany ze ścieżek czipa atomowego. Po tej sekwencji operacji **otrzymujemy magnetyczną pułapkę dla atomów rubidu**. W końcowej fazie uruchamiamy prąd w przewodniku typu Z w czipie atomowym i wyłączamy prąd w zewnętrznej cewce Z-coil. Atomy utrzymywane są w polu magnetycznym wytworzonym przez Z przewodnik czipa atomowego.

4.3.5 Obrazowanie chmury atomów

Do podstawowej diagnostyki pułapki (np. wyznaczenia liczby atomów) niezbędne jest wykonanie obrazowania. Użyto metody obrazowania absorpcyjnego. W celu wyznaczenia mapy gęstości optycznej niezbędne jest wykonanie trzech podstawowych zdjęć: zdjęcia wiązki rozpraszanej na atomach, zdjęcia samej wiązki oraz zdjęcie tła. W układzie zaraz po uruchomieniu pułapki magnetycznej wykonywane jest zdjęcie rozpraszanej wiązki (rejestracja mapy natężeń $I_{roz}(x, y)$). Następnie pułapka jest wyłączana i po krótkiej przerwie wykonywane jest zdjęcie nierozproszonej wiązki (rejestracja $I_{nroz}(x, y)$). Potem wykonywane jest zdjęcie samego tła (rejestracja $I_t(x, y)$). Program sterujący uruchamia migawkę kamery naukowej. Oprogramowanie kamery wykonuje operację wyliczenia gęstości optycznej w każdym punkcie obrazu według procedury:

$$OD(x, y) = \ln \left(\frac{I_{nroz}(x, y) - I_t(x, y)}{I_{roz}(x, y) - I_t(x, y)} \right) .$$

Gotowy plik z mapą gęstości optycznej zapisywany jest na dysku.

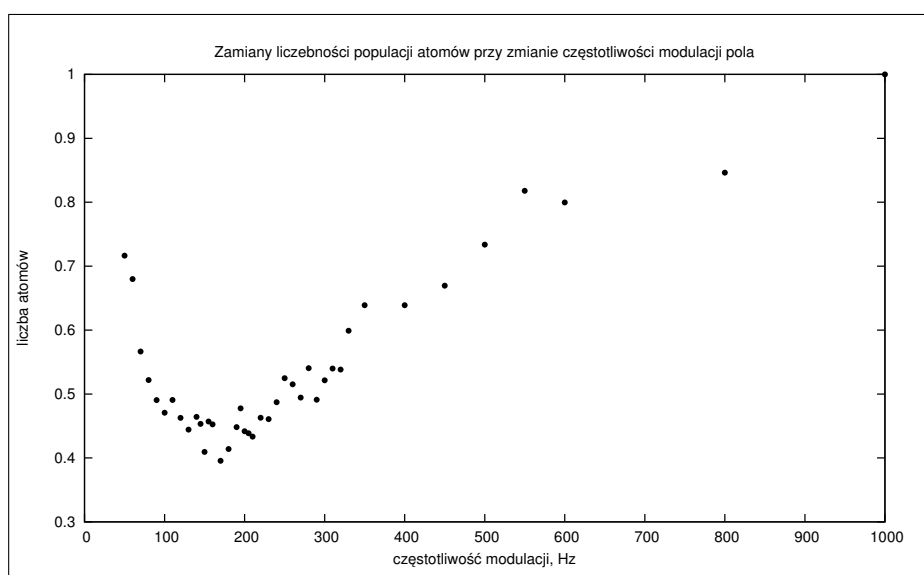
4.3.6 Etap końcowy sekwencji

Po całym procesie pomiarowym układ przywracany jest do początkowego stadium. Ładowany jest dolny MOT oraz górny MOT. W takim stadium układ jest pozostawiany. Przy dużej liczbie atomów chmura atomów jest widoczna w postaci plamki o kształcie cygara. Liczbę atomów w górnym MOT - cie możemy kontrolować za pomocą fotodiody, której to poziom sygnału wyjściowego obserwujemy na oscyloskopie. W serii pomiarowej przy każdym przejściu pomiar zaczynamy od momentu w którym poziom sygnału z fotodiody osiągnie ten sam ustalony poziom. Proces ten nie jest zautomatyzowany i wymaga wkładu pracy operatora, który uruchamia wyzwalanie w programie sterującym w optymalnym momencie.

4.4 Wyniki pomiarów

Serie pomiarową, którą tu opisujemy wykonano przy amplitudzie napięcia zaburzającego $A = 300 \text{ mV}$. Częstotliwość napięcia zmieniano od 50 Hz do 1kHz w mniej lub bardziej regularnych odstępach. Dla każdej częstotliwości wykonywano 3, 4 zdjęcia (w celu późniejszego uśrednienia parametrów i eliminacji wadliwych zdjęć). Dla każdego zdjęcia wyznaczono parametry dopasowanego rozkładu gęstości i wyznaczono objętość rozkładu, która jest odzwierciedleniem liczby atomów w pułapce. Dość obszerny opis obróbki zdjęć znajduje się w Dodatku A gdzie jest opisany program do masowej obróbki zdjęć z kamery naukowej. Ostateczne wyniki poniżej na wykresie (Rysunek 4.4).

Na wykresie przedstawiono znormalizowaną liczbę atomów pułapki magnetycznej (w punkcie o częstotliwości 1 kHz przyjęto wartość 1 na osi odciętych). Widać kilka obszarów, gdzie tendencja przyjmuje ekstrema: w okolicach 170 Hz, 290 Hz, 400 Hz. Z obliczeń modelowych wynika, iż częstotliwość pułapki magnetycznej powinna wynosić około 150 Hz (czyli podwójna czę-



Rysunek 4.2: Ostateczne dane z eksperymentu

stość 300 Hz). Dwa pierwsze minima na wykresie mogą stanowić właśnie poszukiwane przez nas wartości częstotliwości rezonansu liniowego i parametrycznego.

Szerokości linii rezonansowych są większe niż przewidywane przez teorię ($\frac{1}{2}\omega_o\epsilon_o$). Powodem niezgodności może być fakt, iż pułapka magnetyczna nie jest idealną pułapką harmoniczną (w szczególności dla atomów o wysokich energiach), a tylko takich przypadków dotyczą rozważania ilościowe.

W kolejnych powtórzeniach pomiaru należałoby zoptymalizować układ w taki sposób, aby na samym początku przy uruchomieniu pomiaru liczba atomów była jak największa. Po tej optymalizacji można zacząć dobierać amplitudę zaburzeń napięcia sterującego. Dla większych amplitud wpływ zaburzeń pola jest bardziej efektywny ale kosztem tego jest poszerzenie piku rezonansowego i większy błąd systematyczny wyznaczenia częstotliwości rezonansowych.

Rozdział 5

Podsumowanie

Wszystkie zadania zrealizowane w ramach przygotowania pracy dyplomowej przyczyniły się do sukcesywnych postępów w rozbudowie i uruchamianiu całości układu eksperymentalnego.

Udało się zaimplementować podstawowe układy elektroniczne współpracujące z całością układu. Dzięki stabilizatorom wiązek laserowych możliwa była diagnostyka pułapki atomowej (wykonanie zdjęcia absorpcyjnego). Sterowniki prądu prawidłowo współpracowały z układem sterującym zapewniając odpowiednie przepływy prądu w odpowiednich interwałach czasu. Zabezpieczenie termiczne dużej cewki Z - coil co najmniej dwa razy zapobiegło poważnemu przegrzaniu układu.

Skrypty napisane w celu analizy zdjęć laboratoryjnych wykazały się dużą wydajnością i skutecznością. Być może w przyszłości staną się alternatywą dla dotychczas stosowanych programów obliczeniowych.

Zapoznano się z ogólnymi metodami chłodzenia gazów atomowych od strony praktycznej ze szczegółowym uwzględnieniem poszczególnych etapów doświadczenia.

Wyniki pomiarów wykonanych przy okazji przygotowań są obiecujące. Ich powtórzenie po udoskonaleniu całości układu doświadczalnego może przynieść konkretne efekty, w których zaobserwujemy np. wpływ amplitudy zaburzeń na szerokość rezonansu parametrycznego.

Wiedza i doświadczenie zdobyte w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni będzie bezcennym dorobkiem niezbędnym do dalszej pracy zawodowej.

Rozdział 6

Dodatek A: Kod źródłowy i opis programu do masowej obróbki danych ze zdjęć laboratoryjnych

6.1 Motywacja i główne problemy

W eksperymencie, w którym wykonywane są zdjęcia za pomocą kamery naukowej potrzebna jest ich analiza nie tylko jakościowa ale i ilościowa. Chmura atomów, która (np. wchodząc w interakcje z wiązką rezonansową emituje światło) daje mierzalne efekty na wykonanym podczas danej serii zdjęciu. Patrząc na zdjęcie na pierwszy rzut oka widzimy „plamkę” w kadrze. Jej intensywności, wielkość i kształt zależą między innymi od liczby atomów w pułapce atomowej, rozmiarów pułapki, rozkładu natężenia pola i innych warunków eksperymentalnych.

Zdjęcia wykonywane przez kamerę naukową zapisywane są w formacie „fits”¹. To co możemy potem odczytać ze zdjęcia, to tablica o wielkości odpowiadającej rozdzielczości matrycy, w której to tablicy zapisane są wartości natężeń światła zarejestrowane przez matrycę. Wyniki pomiaru natężenia

¹ang. *Flexible Image Transport System* - specjalny system gromadzenia danych zbieranych przy akwizycji danych z kamer wysokiej rozdzielczości. Charakteryzuje się prostotą zapisu danych tak, aby mogły być one zapisane w sposób bezstratny i łatwo przetworzone.

w poszczególnych punktach zależne są od czułości matrycy i czasu ekspozycji. W przypadku zdjęć fluorescencyjnych niezbędna jest kalibracja takiej kamery, tak aby w przyszłości można było przeliczyć zmierzone przez kamerę natężenia na moce światła, a moce światła na liczbę fotonów (liczbę atomów emitujących fotony).

Możemy poczynić założenie, że rozkład natężenia światła w niewielkim fragmencie kadru, w którym to znajduje się „plamka” pochodzenia atomowego ma rozkład dwuwymiarowej funkcji Gaussa. Zadaniem przeprowadzającego analizę ilościową jest dopasowanie odpowiedniej funkcji gęstości prawdopodobieństwa do dwuwymiarowej mapy danych z pojedynczego zdjęcia. Konkretnie chodzi o dobranie do każdego zdjęcia parametrów $A, x_o, y_o, \sigma_x, \sigma_y$ funkcji:

$$f(x, y) = A \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_o}{\sigma_x} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{y - y_o}{\sigma_y} \right)^2 \right)$$

Metoda dopasowywania (aproxymacji i optymalizacji) krzywych i powierzchni do danych jest znana i w zasadzie dobrze opanowana na bazie teorii. Istnieje kilkanaście algorytmów zaimplementowanych w wielu komercyjnych i darmowych programach do analizy danych. W naszych warunkach pojawia się problem z zastosowaniem ich. Po pierwsze jesteśmy z zasadzie skazani na użycie metod numerycznych, które to muszą przetworzyć dużą ilość punktów pomiarowych obciążonych licznymi sektorami błędów (szum matrycy, refleksy, rejestracja geometrii układu). Pod drugie musimy potraktować programem dużą liczbę zdjęć z doświadczenia. Istnieje zatem potrzeba automatyzacji procesu analizy, tak aby jeden program potrafił przeanalizować całą serię (200 - 300 sztuk) zdjęć: do każdego dobrać wspomniane parametry, zapisać wyniki pracy w pliku wynikowym i w pliku prezentującym efekty dopasowania, tak aby potem można było szybko poddać dalszej analizie zmiany parametrów funkcji gęstości. Znaczącym ułatwieniem jest fakt, że wszystkie zdjęcia mają podobne nazwy (abs401.fits, abs402.fits...).

Dotychczas w laboratorium analizy zdjęć dokonywało się za pomocą pa-

kietu Mathematica ® firmy Wolfram Research TM. Program działał i faktycznie pomógł osiągnąć dopasowanie wszystkich współczynników funkcji. W dobie ewolucji kolejnych wersji pakietu zmieniały się nazwy i referencje funkcji bibliotecznych oraz sposoby ich stosowania co powodowało iż program przestawał funkcjonować. Jego wadą była także nieprzejrzystość ² i niewygodna obsługa ograniczająca użycie do jednego zdjęcia laboratoryjnego.

6.2 Wybór pakietu obliczeniowego i realizacja

Do analizy zdecydowano użyć się darmowe środowisko do prowadzenia obliczeń numerycznych GNU Octave. Składnia podstawowych funkcji języka oraz metodologia prowadzenia rachunków jest identyczna jak w popularnej (a zarazem komercyjnej) wersji pakietu Matlab ® ³.

Działająca aplikacja składa się z sześciu plików: robot.m, ciagi.m, dyskryminacja.m, dopasowanie_gaussa.m, rysowanie_wykresu.m i dane_do_pliku.m . Pierwszy z nich zawiera względnie przejrzystą pętlę główna programu. Reszta zawiera funkcje robocze, w które użytkownik w zasadzie nie musi i nie powinien ingerować.

6.2.1 Główny program rozruchowy

Listing 6.1: Pętla główna programu do obróbki danych: plik robot.m

```

1 clear all; close all; clc;
2
3 pkg load fits; pkg load optim;
4
```

²większość programów jest przejrzysta wyłącznie dla ich autorów...

³koszt wersji komercyjnej pakietu (bez zniżek naukowych) to około 500 000 zł. Wersja niekomercyjna (Octave) jest pozbawiona wszelakich nakładek graficznych i gotowych programów prezentujących możliwości pakietu oraz sposoby działania funkcji (np. narzędzie projektowania filtrów cyfrowych). Istnieje także potrzeba ręcznej instalacji pakietów i poszukiwania odpowiednich funkcji bibliotecznych. O tym w dalszej części pracy

```

5 plik_wyjsciowy=fopen( './ pliki_wynikowe/dopasowania ', 'a
   ');
6
7 pliki_danych=ciagi([50, 57, 51], 10, '.fits ');
8 pliki_wynikowe=ciagi([50, 57, 51], 10, '.png ');
9
10 for iterator_pliku=1:length(pliki_danych)-1
11     nazwa_pliku=strcat( './dane/', char(pliki_danych
   (iterator_pliku,:) ) );
12     plik_zwrotny=strcat( './dane_wynikowe/', char(
   pliki_wynikowe(iterator_pliku,:) ) );
13
14     if ( exist(nazwa_pliku) )
15
16         dane=read_fits_image(nazwa_pliku);
17         dane=dyskryminacja(dane, 220, 310, 140,
   230, 0, 0.5 );
18         [wyliczone, x, y]=dopasowanie_gausa(
   dane);
19         rysowanie_wykresu(dane, wyliczone, x,
   y, char( pliki_danych(iterator_pliku
   ,:) ) );
20         dane_do_pliku(plik_wyjsciowy, wyliczone
   , pliki_danych(iterator_pliku,4:6) )
21         print (plik_zwrotny);
22
23     endif
24
25 endfor
26
27 fclose(plik_wyjsciowy);

```

Wszelkie szczegóły dotyczące użycia funkcji bibliotecznych znajdują się w dokumentacji technicznej pakietu Octave [6]. Na początku program czyści pamięci podręczne i zamyka wszystkie okna. Potem następuje załadowanie pakietu fits i optim (6.1.3). Pierwszy potrzebny jest do odczytu pliku danych w formacie '.fits' drugi zawiera zestaw narzędzi do dopasowywania krzywych i powierzchni. W pakiecie Matlab ładowanie to nie jest potrzebne (wszystkie

pakiety powinny załadować się same). Następnie tworzony jest plik o nazwie dopasowania, w którym będą w przyszłości zapisywane w kolejnych kolumnach: numer zdjęcia oraz współczynniki $A, x_o, \sigma_x, y_o, \sigma_y$ oraz objętość bryły ograniczonej funkcją gęstości czyli ⁴:

$$V = 2\pi A\sigma_x\sigma_y .$$

Potem za pomocą funkcji 'ciagi' generujemy tablicę, która w swoich wierszach będzie przechowywała nazwę plików wejściowych (dane z kamery) i wyjściowych (por. poniżej) (6.1.7-8). Funkcja jako argumenty przyjmuje wektor trzech liczb, które odpowiadają trzem liczbom będących kodami ACII trzech pierwszych znaków pierwszego pliku od którego zaczyna działać program ⁵, liczebność zdjęć do analizy ⁶ oraz rozszerzenie pliku. Dalej zaczyna się pętla przechodząca wszystkie pliki z danymi (6.1.10-25). Do każdej nazwy pliku dodawana jest na początku ścieżka folderu: odpowiednio /dane/ dla pliku ze zdjęciami i /dane_wynikowe/ dla wynikowych (6.1.11-12). Jeśli plik z danymi istnieje (warunek w 6.1.14) dane wczytywane są do zmiennej dane (6.1.16) za pomocą funkcji bibliotecznej. Potem zdjęcie jest kadrowane oraz usuwane są niepożądane piki tła za pomocą funkcji 'dyskryminacja' (6.1.17). Funkcja jako argumenty przyjmuje nazwę zmiennej z danymi oraz kolejno granice x, y płaszczyzny zdjęcia oraz poziomy maksymalne i minimalne zapisanych w nich danych. Potem następuje wywołanie funkcji uruchamiającej mechanizmy prowadzące do otrzymania optymalnych parametrów naszej funkcji gęstości (6.1.18). Funkcja ta zwraca wektor wyliczonych parametrów oraz tablicę współrzędnych x i y punktów pomiarowych. Następnie do każdego zdjęcia generowany jest wspomniany już wcześniej plik wynikowy. Ponieważ operator w zasadzie nie kontroluje „jakości” dopasowań poszczególnych zdjęć podczas pracy programu (może nawet nie mieć sposobności obejrzeć ich do-

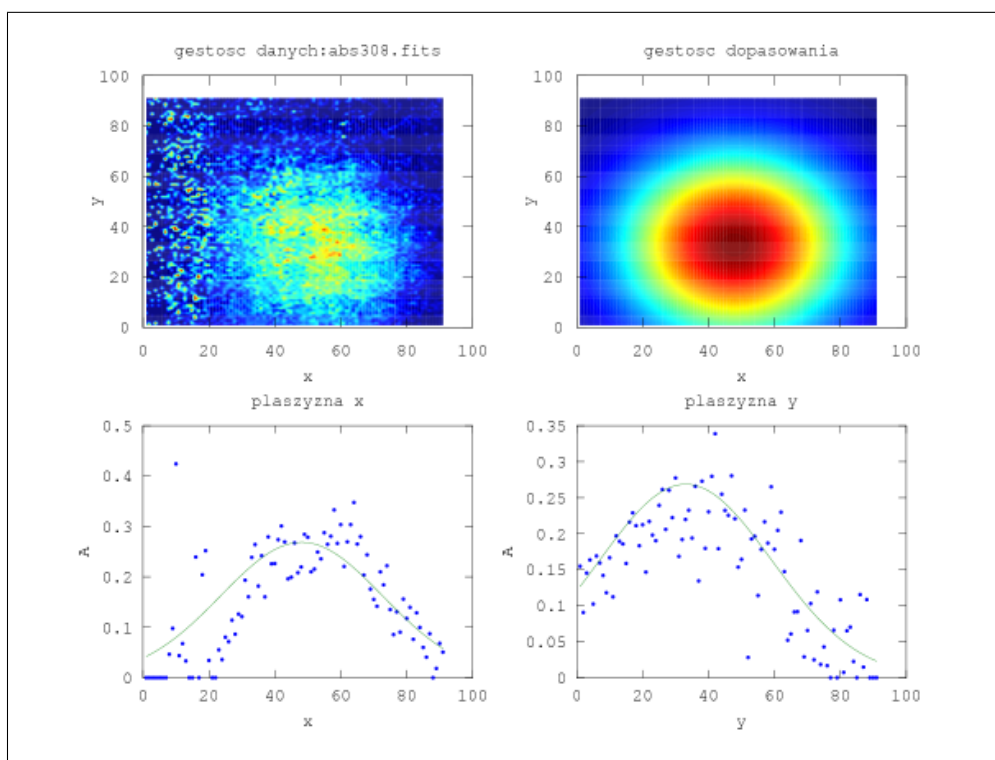
⁴w obliczeniach roboczych pomijamy czynnik 2π

⁵zawilości i powód skomplikowania opisany przy opisie funkcji „ciagi”

⁶można wpisać 'z zapasem' Jeśli program przejdzie maksymalny wskaźnik pliku i nie znajdzie następnych po prostu wcześniej skończy.

kładnie przed uruchomieniem programu), do każdego zdjęcia generowana jest mapa bitowa będąca kompletem czterech wykresów: pierwszy jest graficzną mapą gęstości wykreśloną bezpośrednio ze skadrowanych punktów pomiarowych, drugi jest mapą gęstości funkcji Gaussa o parametrach wyliczonych dla tego konkretnego zdjęcia, a dwa kolejne są wykresami przekrojów poprzecznych (w dwóch płaszczyznach) prezentujących przekrój dopasowanej funkcji gęstości oraz punkty pomiarowe w tej płaszczyźnie. Przykładowy plik wynikowy ze wspomnianymi czterema wykresami przedstawia Rysunek 6.1. W dalszej kolejności następuje zapisanie do dodatkowego pliku tekstowego wszystkich wyliczonych parametrów i objętości funkcji gęstości (por. wyżej) (6.1.20). Pętla powtarzana jest do wyczerpania zasobu zdjęć.

Dalsze wyjaśnienia kodów poszczególnych funkcji znajdują się pod kolejnymi listingami.



Rysunek 6.1: Przykładowy plik wynikowy dla jednego zdjęcia absorpcyjnego

6.2.2 Generacja kolejnych nazw plików

Listing 6.2: Funkcja generująca tablicę ciągów nazw plików: plik ciagi.m

```

1 function [ciagi] = ciagi(poczkowe_ascii, liczebosc,
2     rozszerzenie)
3     %char([48 49 50 51 52 53 54 55 56 57])
4
5     ciagi=0;
6     setne = poczkowe_ascii(1); dziesietne =
7         poczkowe_ascii(2); jednosci =
8         poczkowe_ascii(3);
9
10    for iterator=1:liczebosc
11
12        robocza(iterator, :)=char( strcat( 'abs
13            ',char([setne dziesietne jednosci]),
14                char(rozszerzenie) ) );
15        if (jednosci==57)
16            jednosci=48; dziesietne++;
17        else
18            jednosci++;
19        end
20
21        if (dziesietne >57)
22            dziesietne=48; setne++;
23        end
24    end
25    ciagi=robocza;
26 endfunction

```

Pakiet Octave dość opornie łączy ciągi znaków oraz liczby całkowite. Stąd powstała potrzeba przechytrzenia programu tak, aby generował on tablicę z kolejnymi nazwami plików, gdzie inkrementujemy kolejne numery w nazwach. Funkcja pobiera wektor z trzema numerami znaków ASCII (kod 48 - cyferka 0, kod 49 - cyferka 1 itd.). Funkcja char pobierając wektor z koda-

mi znaków zwraca ciąg znaków (bez spacji i tabulatorów), w którym kolejne znaki odpowiadają podanym kodom. Numerki z kodami możemy bez większych problemów inkrementować co też czynimy w pętli funkcji (6.2.8-21). Dodatkowe warunki z przełącznikami (6.2.11, 6.2.17) zapewniają otrzymanie kolejnych ciągów z trzycyfrowymi liczbami całkowitymi od początkowej ustalonej wartości do skończenia żądanej liczebności.

6.2.3 Kadrowanie i usuwanie pikseli tła

Listing 6.3: Funkcja kadrująca i redukująca wartości danych: plik dyskryminacja.m

```

1 function [dane_zwrotne] = dyskryminacja(dane, x_min,
    x_max, y_min, y_max, z_min, z_max)
2
3     for iterator_x=x_min:1:x_max
4         for iterator_y=y_min:1:y_max;
5             if (dane(iterator_x, iterator_y,
                1) > z_max || dane(
                iterator_x, iterator_y, 1) <
                z_min) dane(iterator_x,
                iterator_y, 1)=0; end;
6         end
7     end
8
9     dane_zwrotne=dane(x_min:x_max, y_min:y_max, 1);
10
11 endfunction

```

Prosta funkcja która wybiera z całej tablicy danych interesujący nas obszar (6.3.9). Chwilę wcześniej wykonane jest wyzerowanie pikseli, które posiadają zbyt dużą wartości lub nie posiadają wymaganego poziomu. (6.3.3-7). Jak wspomniano zdjęcie może zawierać spore tło. Stąd istnieje potrzeba niezbyt eleganckiego usunięcia tych danych z pliku, tak aby nie zaburzały one swoimi wartościami procesu dopasowywania. Zdjęcia absorpcyjne po obróbeniu przez zewnętrzny program posiadają wartości pikseli od ≈ -1 do ≈ 1 Wobec tego ustawienie wartości tych pikseli na 0 wydaje się być rozsądne.

6.2.4 Fitowanie funkcji gęstości

Listing 6.4: Funkcja wywołująca mechanizm fitujący: plik dopasowanie_gausa.m

```

1 function [wyliczone, x, y] = dopasowanie_gausa(dane)
2
3     [wymiar_x, wymiar_y]=size(dane);
4
5     [x,y]=meshgrid(1:wymiar_x,1:wymiar_y);
6
7
8     funkcja=@(p) p(1)*exp(-1/2*((x(:)-p(2))/p(3)).^2-1/2*((y(:)-p(4))/p(5)).^2)-dane(:);
9
10    poczatkowe=[1; 40; 80; 60; 40];
11
12    wyliczone=nonlin_residmin(funkcja, poczatkowe);
13
14 endfunction

```

Przysłowiowy „gwóźdź programu”, czyli moment dopasowywania dwuwymiarowego Gaussa. Do rysowania i dopasowywania funkcji dwuwymiarowych potrzebna jest generacja dwóch tablic współrzędnych (6.4.5) ⁷ Potem generowany jest model funkcji (6.4.8):

$$F = f_{teoretyczne}(x, y) - f_{zmierzone}(x, y) .$$

Funkcja $f_{teoretyczne}(x, y)$ ma pięć paramentów, które trzeba dobrać tak, aby powyższa różnica była minimalna na całej płaszczyźnie XY. Minimalizacji dokonuje funkcja biblioteczna `nonlin_residmin` (6.4.12) przy wcześniej zadanych parametrach początkowych (6.4.10). Całość zwraca wektor dobranych współczynników oraz dwie tablice współrzędnych, które posłużą później do kreślenia wykresów.

⁷podobnie przy kreśleniu wykresów dwuwymiarowych potrzebne jest utworzenie jednego wektora z wartościami rzędnymi.

6.2.5 Generacja plików kontrolnych

Listing 6.5: Funkcja generująca graficzny plik wynikowy: plik rysowanie wykresu.m

```

1 function [] = rysowanie_wykresu (dane, wyliczone, x, y,
   nazwa_pliku)
2     dopasowany=wyliczone(1)*exp( -1/2*( (x -
   wyliczone(2)) / wyliczone(3) ).^2 - 1/2* ( (
   y - wyliczone(4)) / wyliczone(5) ) .^2 );
3
4     przemiatanie=1:91;
5
6     subplot(2,2,1);
7         pcolor(dane); shading interp; xlabel('x
   '); ylabel('y'); title(strcat('
   gestosc danych: ',nazwa_pliku));
8     subplot(2,2,2);
9         pcolor(dopasowany); shading interp;
   xlabel('x'); ylabel('y'); title ('
   gestosc dopasowania');
10    subplot(2,2,3);
11    plot ( 1:91, dane(round( wyliczone(4) )
   , 1:91), '.', przemiatanie ,
   wyliczone(1)*exp( -1/2*( (
   przemiatanie - wyliczone(2)) /
   wyliczone(3) ).^2 ) ); xlabel('x');
   ylabel('A'); title ('plaszyczna x');
12    subplot(2,2,4);
13    plot ( 1:91, dane(1:91, round(
   wyliczone(2) ) ), '.', przemiatanie ,
   wyliczone(1)*exp( -1/2*( (
   przemiatanie - wyliczone(4)) /
   wyliczone(5) ).^2 ) ); xlabel('y');
   ylabel('A'); title ('plaszyczna y');
14
15 endfunction

```

Funkcja generuje wspomniany plik wynikowy dla każdego zdjęcia. W tej wersji programu zakres pomocniczego parametru „przemiatanie” zarówno w (6.5.4) jak i dalszej części ustalony jest na sztywno. To sprawia, iż kreślenie

działa dobrze dla wynikowej tablicy kwadratowej o wymiarach 91x91. Po niewielkich modyfikacjach możliwa jest generalizacja problemu.

6.2.6 Zapis wyników i obliczeń do zbiorczego pliku

Listing 6.6: Funkcja wstawiająca rekord z danymi numerycznymi do pliku końcowego : plik dane do pliku.m

```

1 function [] = dane_do_pliku(plik_wyjsciowy , wyliczone ,
   nazwa)
2     objetosc = wyliczone(1)*wyliczone(3)* wyliczone
   (5);
3     fprintf(plik_wyjsciowy ,'%s \t %.6f \t %.6f \t
   %.6f \t %.6f \t %.6f \t %.6f \n' , nazwa ,
   wyliczone(1) , wyliczone(2) , wyliczone(3) ,
   wyliczone(4) , wyliczone(5) , objetosc );
4 endfunction

```

Funkcja dodająca kolejne rekordy do pliku tekstowego z końcowymi obliczeniami. W (6.6.2) następuje obliczenie objętości funkcji gęstości. Parametr ten służy w dalszej części do obliczeń liczby atomów, zmian współczynnika absorpcji itp.

6.3 Efekty, dalsza obróbka danych, zysk i dalsze perspektywy

Możemy tworzyć kolejne programy do dalszej obróbki danych. Dla ułatwienia całego procesu stworzono jeszcze dwie pomocnicze aplikacje, których tu nie będziemy dokładniej analizować.

Pierwszy z nich masowo przerabia cały zestaw plików .fits i zapisuje je kolejno do plików graficznych tak, aby było możliwe sprawdzenie, które ze zdjęć jest uszkodzone i czy wszystkie są dobrze wykadrowane. Program ten pomaga uniknąć przykrych niespodzianek podczas rozpoczęcia procesu dokładniejszej analizy danych.

Drugi program pomaga przetworzyć dane z pliku wynikowego. W pliku wynikowym mamy numery zdjęć i dopasowane parametry. Przy każdej częstotliwości zaburzeń pola wykonujemy trzy, cztery zdjęcia. Trzeba wyciągnąć średnią arytmetyczną z odpowiednich zdjęć tak, aby otrzymać w końcowym pliku parę punktów (częstość, średnia objętość rozkładu). Użytkownik wpisuje w pliku przejściowym częstotliwość i po kolejnych tabulatorach kolejne numery zdjęć. Po uruchomieniu programu otrzymujemy gotowy zbiór danych, który możemy wykreślić i analizować.

Inwestowanie czasu w programowanie kolejnych udogodnień może być postrzegane jako zbędna ekstrawagancja. Każdy program należy testować bo przecież na początku błędy są nieuniknione. Mimo wszystko ma to sens i procentuje w przyszłości. Nie jest sztuką wykonywać wielokrotnie jedną mechaniczną czynność. Z czasem staje się ona męcząca i powoduje wyłączenie myślenia. Stwarza to okazję do robienia błędów, które są trudne do wykrycia i zaakceptowania. Przyszłościowym rozwiązaniem byłoby stworzenie indywidualnego systemu (do każdego pomiaru) tak, aby maksymalnie odciążać operatora i możliwa była analiza danych „na gorąco”. System taki umożliwiłby stwierdzenie, czy cały skomplikowany tor doświadczalny działa poprawnie i czy kontynuowanie kolejnych pomiarów ma sens. W przypadku wykrycia niepokojącej tendencji możliwe byłoby przerwanie pomiarów i zainwestowanie czasu w wykrycie, naprawienie niedziałającej części eksperymentu lub całkowite przebudowanie toru optycznego.

Rozdział 7

Dodatek B: Kod źródłowy programu mikrokontrolera

Układem zabezpieczającym ścieżki czipa atomowego (opis struktury połączeń elektrycznych w rozdziale 3.5.2) steruje uniwersalny mikrokontroler ATTINY 85 PU firmy Atmel. Generacja kodu maszynowego programu odbywa się poprzez kompilację odpowiednich procedur w komercyjnym środowisku BASCOM - AVR firmy MCS Electronics¹. Podczas realizacji czerpano pomysły głównie z [15, 12, 13, 14]. Kod źródłowy programu w Listingu 7.1.

Listing 7.1: Program mikrokontrolera ATTINY 85

```
1 $regfile = "attiny85.dat"  
2 $hwstack = 8  
3 $swstack = 8  
4 $framesize = 8  
5  
6 Dim Napiecie_kanal_1 As Word  
7 Dim Napiecie_kanal_2 As Word  
8  
9 Dim Bez_dc_kanal_1 As Word  
10 Dim Bez_dc_kanal_2 As Word  
11  
12 Dim Energia_kanal_1 As Single
```

¹programowanie może się odbywać w wielu środowiskach. Wybrano akurat te z uwagi na prostotę implementacji ułatwiającą szybkie uzyskanie rezultatów bez konieczności posiadania dużego doświadczenia oraz dostępność darmowej wersji zapewniającej wystarczające minimum funkcjonalności

```
13 Dim Energia_kanal_2 As Single
14
15 Dim Moc_kanal_1 As Single
16 Dim Moc_kanal_2 As Single
17
18
19 Config Adc = Single , Prescaler = Auto
20
21
22 '*****
23
24 Waitms 250
25 Set Portb.3
26 Waitms 500
27 Reset Portb.3
28
29 Waitms 250
30 Set Portb.1
31 Waitms 500
32 Reset Portb.1
33
34 Waitms 250
35 Set Portb.0
36 Waitms 500
37 Reset Portb.0
38
39 Energia_kanal_1 = 1e-12
40 Energia_kanal_2 = 1e-12
41
42
43 '*****
44
45 Do
46
47 Waitms 5
48 Set Portb.3
49 Waitms 5
50 Reset Portb.3
51
52 '*****
53
```



```

54 Napiecie_kanal_1 = Getadc(2)
55
56
57 If Napiecie_kanal_1 > 615 Then
58     Set Portb.1
59
60
61 End If
62
63 If Napiecie_kanal_1 < 100 Then
64     Set Portb.1
65
66
67 End If
68
69 Bez_dc_kanal_1 = Napiecie_kanal_1 - 512
70 Moc_kanal_1 = Bez_dc_kanal_1 * Bez_dc_kanal_1
71 Moc_kanal_1 = Moc_kanal_1 * 10
                                'za 10 podstawic stala
    alpha
72 Energia_kanal_1 = Energia_kanal_1 * 1
                                'za 1 podstawic stala beta
73 Energia_kanal_1 = Energia_kanal_1 + Moc_kanal_1
74
75 If Energia_kanal_1 > 100 Then
76     Set Portb.1
77
78
79 End If
80
81
82
83 '*****
84
85 Napiecie_kanal_2 = Getadc(1)
86
87
88 If Napiecie_kanal_2 > 615 Then
89     Set Portb.0
90
91

```

```

92 End If
93
94 If Napiecie_kanal_2 < 100 Then
95     Set Portb.0
96
97
98 End If
99
100 Bez_dc_kanal_2 = Napiecie_kanal_2 - 512
101 Moc_kanal_2 = Bez_dc_kanal_2 * Bez_dc_kanal_2
102 Moc_kanal_2 = Moc_kanal_2 * 10
                                'za 10 podstawic stala
    alpha
103 Energia_kanal_2 = Energia_kanal_2 * 1
                                'za 1 podstawic stala beta
104 Energia_kanal_2 = Energia_kanal_2 + Moc_kanal_2
105
106 If Energia_kanal_2 > 100 Then
107     Set Portb.0
108
109
110 End If
111
112 '*****
113
114 Loop

```

W pierwszej linii (7.1.1) ładujemy bibliotekę do obsługi konkretnego typu procesora. Kolejne linie (7.1.2-4) określają rozmiary stosów w których program przechowuje odwołania do funkcji i procedur, rozmiar głównego stosu oraz rozmiar stosu, w którym przechowywane są tymczasowe wartości zmiennych pomocniczych (np. wyniki funkcji). Dalej deklarujemy rozmiary zmiennych które będziemy używać w programie (7.1.6-16)

Po uruchomieniu 10 bitowego przetwornika ADC (7.1.19) w następnej kolejności wykonywany jest test działania urządzenia (7.1.24-37). Program po kolei ustawia w stan wysoki i potem resetuje wyjścia PB3, PB1 i PB30, do których podpięta jest dioda kontrolna D2 oraz zestawy interwencyjne dla

obydwu kanałów. Użytkownik po włączeniu (bądź zresetowaniu urządzenia) powinien zobaczyć świecenie diody zielonej, po czym powinny zostać włączone i wyłączone alarmy dla pierwszego i drugiego kanału pomiarowego. Powinno temu towarzyszyć zapalenie się jednej (jednocześnie) czerwonej diody, dźwięk buzera alarmowego a także przełączenie stycznika. Jeśli do urządzenia podłączone są zasilacze niskonapięciowe zasilającego ścieżki czipa atomowego użytkownik powinien zaobserwować podczas testu ich wyłączenie (spadek napięcia i zanik przepływu prądu) na okres około 1.5 s.

Rozpoczyna się pętla główna programu (wykonywana do momentu wyłączenia / zresetowania urządzenia)(7.1.45-114). W pierwszym monobloku pętli (7.1.47-50) wykonywane jest zapalenie i zgaszenie diody kontrolnej. Dzięki tej procedurze możliwa jest kontrola czy program startowy się nie zawiesił ².

Dalej w pętli znajdują się dwa identyczne monobloki do obsługi pierwszego (7.1.54-79) i drugiego kanału (7.1.85-110). Po odczytaniu napięcia z przetwornika (7.1.54) następuje sprawdzenie czy napięcie nie przekracza ustalonego maksymalnego progu (tu $\approx 3V^3$) (7.1.57-61). W przypadku przekroczenia napięcia zostaje odcięte zasilanie ścieżki (7.1.59).

Sprawy mają się podobnie w przypadku niespełnienia warunku na minimum napięcia ($\approx 0.5V$), które powstaje (np.) w przypadku niepodłączenia kabla pomiarowego (7.1.61-65).

W następnej kolejności musimy policzyć energię zgromadzoną w przewodniku. Zakładamy, że jeżeli przez przewodnik nie przepływa prąd, przewodnik (czyli ścieżka czipu atomowego) studzi się i jego energia zanika wykładniczo. Zależność energii od czasu oraz oddawaną moc możemy wówczas zapisać ja-

²tutaj ustawione są krótkie czasy pomiędzy zapaleniem a zgaszeniem diody równe praktycznie okresowi całkowania układu. Docelowo okres migania diody będzie dłuższy poprzez zastosowanie odpowiedniego preskalera (oczywiście na bazie programu startowego) tak aby zapewnić odpowiednie wrażenie wizualne podczas pracy urządzenia. Mimo krótkich czasów migotania diody jest dostrzegalne.

³Akurat takie napięcie zaobserwowano na wyjściu z czujnika Halla w momencie przepływu przez przewodnik prądu o natężeniu 3 A

ko:

$$E(t) = E_o e^{-\frac{t}{\tau}}; p_c(t) = -\frac{1}{\tau} E_o e^{-\frac{t}{\tau}} .$$

Jeśli przepływa prąd, przewodnik oddaje energię, ale równocześnie dochodzi do jego podgrzania na wskutek energii wydzielanej podczas przepływu prądu.

$$p_c(t, p_{ui}) = p_{ui} - \frac{1}{\tau} E_o e^{-\frac{t}{\tau}} .$$

Energia będzie zliczana dyskretnie więc rozpatrujemy krótkie odcinki czasowe Δt :

$$p_c(t, p_{ui}) \Delta t = p_{ui} \Delta t - \frac{1}{\tau} E_o e^{-\frac{t}{\tau}} \Delta t = \Delta E(t + \Delta t) .$$

Licząc energię $E(t+1)$ rekurencyjnie sumujemy powyższe do $E(t)$:

$$E(t + 1) = E(t) + p_{ui} \Delta t - \frac{1}{\tau} E(t) \Delta t .$$

Moc p_{ui} to moc czynna wydzielana na przewodniku równa iloczynowi prądu i napięcia ⁴. Możemy zapisywać dalej

$$E(t + 1) = E(t) + I^2 R \Delta t - \frac{1}{\tau} E(t) \Delta t ,$$

$$E(t + 1) = I^2 R \Delta t + \left(1 - \frac{\Delta t}{\tau}\right) E(t) ,$$

$$E(t + 1) = \alpha I^2 + \beta E(t) .$$

Gdzie R to rezystancja ścieżki. Otrzymaliśmy zatem prostą zależność rekurencji energii. Stała β jest nieznacznie mniejsza od 1 i trzeba wyznaczyć ją eksperymentalnie ⁵. Natomiast stałą α można wyliczyć wprost. Trzeba znać R i Δt oraz współczynnik skalowania napięcia analogowego (doprowadzanego do wejście mikrokontrolera) na prąd I . Problemem jednak pozostanie sprawdzenie empiryczne poprawności modelu z obliczeniami numerycznymi. Prawdopodobnie współczynniki będzie trzeba jeszcze doregulować ręcznie

⁴pomijamy efekty indukcyjne i pojemnościowe.

⁵można szacować β zakładając (np.) że przy wyłączonym zasilaniu przewodnika w czasie Δt ubywa 1% energii

tak, aby przy ustalonym progu alarm nie włączał się zbyt często lecz jednak reagował na czyhające zagrożenie uszkodzenia termicznego.

W kodzie programu usuwamy napięcie offsetowe (2.5 V) z odczytu kanału: (7.1.69). Potem podnosimy do kwadratu oraz mnożymy przez współczynnik α (7.1.70-71). Trzeba zwrócić uwagę, że kompilator toleruje tylko działania dwuargumentowe, stąd potrzeba pisania formuł w kilku, kilkunastu liniach. Pomnożoną energię $E(t)$ przez współczynnik β (7.1.72) dodajemy do niej samej oraz mocy dostarczonej (7.1.73). Na koniec sprawdzamy, czy moc nie przekroczyła ustalonego progu: (7.1.73-79). Analogiczne działania wykonujemy dla drugiego kanału.

Sprawność obliczeń można przetestować podając na wejście któregoś z kanałów odpowiednio przygotowane napięcie testowe z generatora sygnałowego.

Oprócz obliczania energii, zabezpieczenie jest bardzo dobrym zabezpieczeniem nadprądowym. Standardowe bezpieczniki topikowe nawet w wersji ultraszybkiej są bardzo bezwładne, jeśli chodzi o detekcję ustalonego progu prądowego. Potrzeba naprawdę dużego przeciążenia, aby takie zabezpieczenie zadziałało ⁶.

Po wygenerowaniu kodu maszynowego w środowisku BASCOM - AVR wpisujemy program do pamięci mikrokontrolera. Wykorzystujemy do tego gotowy programator USB AVT 5172 zbudowany na bazie mikrokontrolera ATMEGA 8. Sterowanie programatorem może się odbywać zarówno na platformie Windows jak i Linux za pomocą darmowego programu AVR Dude.

⁶dla przykładu: w układzie sterownika zamontowano dodatkowe zabezpieczenie w postaci bezpiecznika topikowego. Jego wartość prądu znamionowego wynosiła 630 mA. Prąd przepływający przez układ miał natężenie 3 A w impulsie około 60 ms i nie powodował przepalenia bezpiecznika

Rozdział 8

Dodatek C: Opis wyjść analogowych i cyfrowych programu sterującego z dodatkowymi objaśnieniami

Wyjścia cyfrowe (numeracja porządkowa niezachowana i nieistotna):

Lp.	Nazwa	Opis (informacje)
1	cewki gradientowe „górn / dół ”	możliwość jednoczesnej zmiany kierunku przepływu prądu w górnej i dolnej cewce gradientowej (zmiana orientacji pola)
2	cewka gradientowa prawa	możliwość zmiany kierunku przepływu prądu w jednej cewce i zmiana układu z Helmholtz-a a anty - Helmholtz-a (lub na odwrót)
3	cewka gradientowa lewa	j.w.
4	cewka gradientowa przednia	j.w.
5	cewka gradientowa tylnia	j.w.
6	AOM lasera repompującego	załączanie lasera repompującego (logika dodatnia)
7	AOM wiązki wiązki dolnego MOT-a	podobnie jak wyżej (logika ujemna)
8	AOM wiązki wiązki górnego MOT-a	podobnie jak wyżej

9	TTL sterownika wiązki pompującej	logia dodatnia
10	TTL sterownika wiązki obrazującej	logia dodatnia
11	shutter wiązki obrazującej	dodatkowa przesłona mechaniczna wiązki obrazującej
12	shutter Lasera TA pro	TTL mechanicznej przesłony lasera TA pro
13	shutter Lasera repompującego	podobnie jak wyżej
14	TTL generatora funkcyjnego	uruchomienie składowej zmiennej sygnału sterującego
15	TTL analogowego klucza ścieżki „dimpl”	logika dodatnia
16	wyzwolenie programu akwizycji danych	-
17	wyzwolenie migawki kamery obrazującej	-

Wyjścia analogowe

Lp.	Nazwa	Opis (informacje)
1	sterowanie natężeniem prądu w cewkach górnej i dolnej	możliwość zmian gradientu pola magnetycznego
2	sterowanie natężeniem prądu w cewkach prawej i lewej	podobnie jak wyżej
3	sterowanie natężeniem prądu w cewce przedniej	podobnie jak wyżej
4	sterowanie natężeniem prądu w cewce tylnej	podobnie jak wyżej
5	sterowanie amplitudą AOM lasera repompującego	możliwość regulacji mocy lasera
6	sterowanie częstotliwością AOM wiązki górnego MOT-a	możliwość dostrojenia częstości wiązki chłodzącej górnego mota
7	sterowanie prądem cewki Z - coil	możliwość wytworzenia rampy prądowej w zewnętrznej cewce
8	sterowanie prądem cewki przewodnika Z czipu atomowego	generacja impulsu prądowego w ścieżkach czipu.

Bibliografia

- [1] Dobrosława Bartoszek. Absorpcyjne obrazowanie zimnych atomów. Master's thesis, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 2008.
- [2] J. Dalibard; C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *Opt. Soc. Am. B*, 6(11), 11 1989.
- [3] Michael Albiez; Rudolf Gati; Jonas Fölling. Direct Observation of Tunneling and Nonlinear Self-Trapping in a Single Bosonic Josephson Junction. *Phys. Rev. Lett*, 95, 7 2005.
- [4] Aleksander Gajos. *Kompaktowe pułapki magnetoptyczne – w stronę kondensatu Bosego - Einsteina*. Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 6 2011.
- [5] Claude Cohen-Tannoudji; David Guery-Odelin. *Advances In Atomic Physics: An Overview*. World Scientific Publishing, 2011.
- [6] John W. Eaton; David Bateman; Søren Hauberg. *Free Your Numbers*. Free Software Foundation, 3 edition, 2 2011. Octave documentation.
- [7] M. P. A. Jones. *Bose - Einstein Condensation on an Atom Chip*. PhD thesis, University of Sussex, 11 2002.
- [8] Leszek Krzemiński. *Optyczna pułapka dipolowa dla atomów rubidu*. PhD thesis, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 2009.

- [9] Richard C. Mockler. Atomic beam frequency. standards. *Adv. Anc. in Ele. and Ele. Phy.*, 15, 1961.
- [10] Roman Panaś. *Ultra-zimne atomy w kompaktowym układzie eksperymentalnym*. WFAIS UJ, Kraków, 2012.
- [11] Alexander D. Cronin; Jörg Schmiedmayer; David E. Pritchard. *Atom Interferometers*. 12 2007.
- [12] Zbigniew Raabe. Mikrokomputer PECEL z procesorem AT90S8535. *Elektronika dla Wszystkich*, 10 2001. część 2.
- [13] Zbigniew Raabe. Mikrokomputer PECEL z procesorem AT90S8535 . *Elektronika dla Wszystkich*, 11 2001. część 3.
- [14] Zbigniew Raabe. Mikrokomputer PECEL z procesorem AT90S8535 . *Elektronika dla Wszystkich*, 12 2001. część 4.
- [15] Zbigniew Raabe. Pecel a może Big Bang. *Elektronika dla Wszystkich*, 9 2001. część 1.
- [16] Evan Ali Salim. *Ultracold matter systems and atomtronics instrumentation*. PhD thesis, University of Colorado, 2011.
- [17] M. E. Gehm; K. M. O'Hara; T. A. Savard. Dynamics of noise - induced heating in atom traps. *Phys. Rev. Lett*, 58(5), 11 1998.
- [18] W. Ketterle; D.S. Durfee; D.M. Stamper-Kurn. *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. 1999.
- [19] MÜLLER Stella Torres. Free expanding cloud of cold atoms as an atomic standard: Ramsey fringes contrast. *Opt. Soc. Am. B.*, 25(6), 6 2008.
- [20] Andrew G. Truscott. Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms. *Science*, 291, 3 2001.

- [21] Tomasz Grzegorz Urbańczyk. Oddziaływanie zimnych atomów z powierzchnią dielektryczną w dipolowym lustrze optycznym. Master's thesis, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, 2009.
- [22] Bill Withlock. Balanced Lines in Audio Systems: Fact, Fiction, and Transformers. *J. Audio Eng. Soc.*, 43(6), 6 1995.